



Facultad de
Ciencias Exactas
Físicas y Naturales



LABORATORIO DE HIDRÁULICA

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y naturales

Laboratorio de Hidráulica

Ingeniería Civil

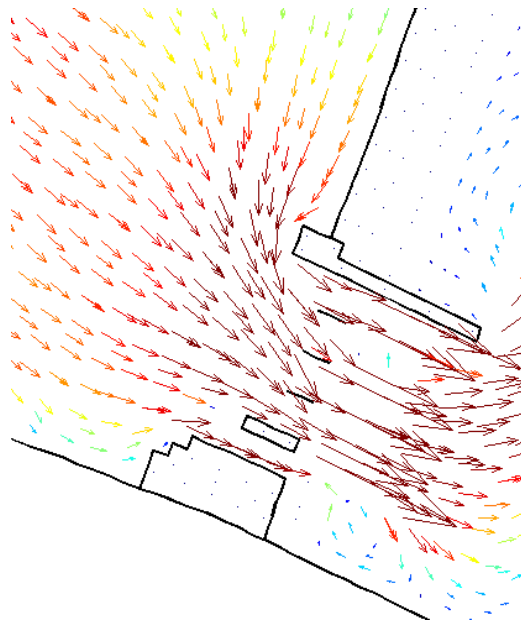
Práctica Supervisada

“SIMULACIÓN NUMÉRICA CON DELFT3D DEL DIQUE LOS MOLINOS, JUJUY”

Autor: Giussano, Nicolás

Tutor: Ing. Pozzi, Cecilia.

Supervisor Externo: Ing. Gyssels, Paolo



Córdoba, NOVIEMBRE 2013

CONTENIDO

CONTENIDO	2
INDICE DE FIGURAS	1
1. INTRODUCCION	3
2. DESCRIPCIÓN GENERAL DE LA ZONA DE ESTUDIO	4
3. OBJETIVOS	10
4. metodología	¡Error! Marcador no definido.
4.1. Características del modelo físico.....	11
4.2. MODELACIÓN NUMÉRICA.....	13
5. BASES TEÓRICAS.....	13
5.1. HIDRODINÁMICA.....	14
5.1.1. Ecuaciones de Navier-Stokes.	14
5.1.2. Ecuaciones de Reynolds	15
5.1.3. Modelos de cierre.	1
5.2. PROPIEDADES DE LOS SEDIMENTOS	19
5.2.1. Clasificación de los sedimentos.....	19
5.2.2. Tamaño de las partículas.....	19
5.2.3. Forma de las partículas del sedimento.	20
5.2.4. Distribuciones Granulométricas.....	21
5.3. TRANSPORTE DE SEDIMENTOS	22
5.3.1. Condiciones críticas para el inicio de movimiento.....	23
5.3.2. Acorazamiento.	25
5.3.3. Formas de fondo	25
5.3.4. Tipologías de transporte	28
5.3.5. Método de Van Rijn.....	21
5.3.6. Método de Meyer-Peter y Muller	1
6. HERRAMIENTA DE TRABAJO: MODELO DELFT3D.....	25
6.1. ECUACIONES DE LA HIDRODINÁMICA.....	25
6.2. ECUACIONES DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS	28
7. PLANTEAMIENTO DE LA MODELACIÓN.....	28
7.1. CASOS DE HIDRODINÁMICA EN 2D.	36

7.1.1.	Escenario con compuertas abiertas malla general.	36
7.1.2.	Escenario con compuertas abiertas malla de detalle.	41
7.1.3.	Conclusiones de los casos de hidrodinámica en 2D.....	¡Error! Marcador no definido.
7.2.	CASO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTO EN 2D.	49
7.2.1.	Escenario con compuertas abiertas con malla general fórmula Van Rijn.....	51
7.2.2.	Escenario con compuertas abiertas con malla de detalle con fórmula Van Rijn.	53
7.2.3.	Escenario con compuertas abiertas con malla de detalle con fórmula Peter Muller. 55	
7.2.4.	Escenario con canal moderador cerrado en malla de detalle fórmula de Van Rijn..	59
7.2.5.	Escenario canal moderador cerrado con malla de detalle con fórmula Peter Muller. 63	
7.2.6.	Conclusiones de los casos de transporte de sedimentos en 2D. .	¡Error! Marcador no definido.
7.3.	CASO DE HIDRODINÁMICA EN 3D.....	68
7.3.1.	Escenario abierto con malla detalle.	68
7.3.2.	Conclusiones del caso de hidrodinámica en 3D.	¡Error! Marcador no definido.
8.	RESUMEN Y CONCLUSIONES	76
9.	BIBLIOGRAFÍA.....	78

INDICE DE FIGURAS

Figura 1. Imagen general de la zona de estudio (Google earth).	4
Figura 2. Imagen cercana de la zona de estudio (Google earth).....	5
Figura 3. Zona de estudio.	5
Figura 4. Imagen de detalle del dique Los Molinos con sus componentes.....	7
Figura 5. Fotografía dique fijo	8
Figura 6. Corte del dique fijo.....	¡Error! Marcador no definido.
Figura 7. Fotografía del dique móvil.	8
Figura 8. Corte dique móvil.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 9. Material del cauce.	9
Figura 10. Curva granulométrica.....	9
Figura 12. Zona de estudio con los puntos altimétricos y discretización de la malla.	30
Figura 13. Topografía, discretización de la malla, estructura y condiciones de contorno.....	31
Figura 14. Imagen 3D	35
Figura 15. Condiciones de contorno.	31
Figura 16. Secuencia para establecer el régimen del sistema.	33
Figura 17. Tirante en función del tiempo en un punto de control.....	34
Figura 18. Imagen 3D. Escenario abierto.	36
Figura 19. Vectores de velocidad promedio manning 0,1.	43
Figura 20. Vectores de velocidad promedio manning 1,6.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 21. Detalle de los vectores de velocidad promedio n 0,1.	44
Figura 22. Detalle de los vectores de velocidad promedio n 1,6.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 23. Tirantes.....	39
Figura 24. Número de Froude.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 25. Perfil longitudinal del Río Reyes.....	¡Error! Marcador no definido.
Figura 26. Perfil longitudinal del Río Grande.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 27. Perfil transversal 160m aguas abajo de la estructura con vista hacia aguas arriba.....	41
Figura 28. Perfil transversal 300m aguas abajo de la estructura con vista hacia aguas arriba.....	41
Figura 29. Imagen 3D. Escenario con compuertas cerradas.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 30. Vectores de velocidad promedio.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 31. Detalle de los vectores de velocidad promedio.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 32. Tirantes.....	¡Error! Marcador no definido.
Figura 33. Número de Froude.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 34. Perfil longitudinal del Río Reyes.....	40
Figura 35. Perfil longitudinal del Río Grande	40
Figura 36. Perfil transversal 160m aguas abajo de la estructura con vista hacia aguas arriba..	¡Error! Marcador no definido.
Figura 37. Perfil transversal 300m aguas abajo de la estructura con vista hacia aguas arriba..	¡Error! Marcador no definido.
Figura 38. Zonas erosionables y no erosionables	49

Figura 39. Vectores de velocidad promedio.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 40. Detalle de los vectores de velocidad promedio.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 41. Tirantes del flujo.....	¡Error! Marcador no definido.
Figura 42. Número de Froude.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 43. Transporte de Fondo.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 44. Erosión y sedimentación.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 45. Corte longitudinal y secuencia de erosión	53
Figura 46. Corte transversal y secuencia de erosión a 160m aguas debajo de la estructura.	¡Error! Marcador no definido.
Marcador no definido.	
Figura 47. Vectores de velocidad promedio.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 48. Detalle de los vectores de velocidad promedio.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 49. Tirantes del flujo.....	¡Error! Marcador no definido.
Figura 50. Número de Froude.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 51. Transporte de Fondo.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 52. Erosión y sedimentación.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 53. Corte longitudinal y secuencia de erosión	67
Figura 54. Corte transversal y secuencia de erosión a 160m aguas debajo de la estructura.	¡Error! Marcador no definido.
Marcador no definido.	
Figura 55. Ejemplo de coordenadas sigma.	68
Figura 56. Vectores de velocidad separados por capas.	69
Figura 57. Detalles de los vectores en capa 1.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 58. Detalles de los vectores en capa 2.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 59. Detalles de los vectores en capa 3.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 60. Detalles de los vectores en capa 4.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 61. Tirantes en planta que denotan zonas inundadas y secas.....	74
Figura 62. Número de Froude.	¡Error! Marcador no definido.
Figura 63. Corte longitudinal río Reyes.	75
Figura 64. Corte transversal.	75

INDICE DE TABLAS

Tabla 1. Ensayos realizados en modelo físico para caudal constante de 600 m ³ /s.....	
Tabla 2. Resumen de parámetros utilizados en simulación numérica.....	

1. INTRODUCCION

Los ríos que son utilizados como fuentes de agua potable y riego deben ser intervenidos por el hombre, así mismo para optimizar el recuso del agua se constituyen como desafíos para la ingeniería. Ello implica conocer las posibilidades y limitaciones a partir de las variables que se deseen estudiar. Para esto, se desarrollan diferentes técnicas de estudio tanto empíricas como teóricas.

A lo largo de los años, las diferentes soluciones que surgían a los problemas hidráulicos, se llevaban a cabo a partir de utilizar técnicas experimentales. Las variables a manejar para una herramienta computacional eran demasiadas y la potencia de cálculo y procesamiento no eran satisfactorias.

En las últimas décadas, el avance de la tecnología y la mejora de los algoritmos en los programas, hicieron posible reducir el número de ensayos necesarios para obtener soluciones ingenieriles que se pudieron llevar a la práctica. Hoy en día existe una complementariedad entre ambas técnicas para encarar cualquier problema hidráulico.

A partir de esto, y en el marco del convenio realizado entre el Laboratorio de Hidráulica de la UNC y la empresa ROGGIO se encuentra en desarrollo del proyecto “Refuncionalización y mejora del dique Los Molinos de la Provincia de Jujuy” que cuenta con la generación de un modelo físico, que es la base de estudio de dicho proyecto, y que se complementa con modelos numéricos que permiten la comparación de resultados y la extensión del campo de estudio.

El desarrollo de ésta práctica comprenderá el aprendizaje del uso de un potente programa de modelación numérica llamado Delft3D y su utilización en dicho proyecto para la realización de un análisis hidráulico y de transporte de sedimentos en la confluencia de los ríos Grande y Reyes aguas arriba del Dique Los Molinos..

Dicho programa permite la modelación tanto de sistemas fluviales como costeros, adaptándose satisfactoriamente al caso analizado que corresponde a un río de montaña, y consta de una licencia libre y gratuita de reciente aparición en el mercado.

Esta herramienta será utilizada y estudiada para lograr los resultados esperados de simulaciones específicas en el proyecto Refuncionalización y mejora del dique Los Molinos y proporcionará una base de conocimientos en su utilización para futuros proyectos que deba afrontar quien escribe la correspondiente práctica supervisada y el Laboratorio de Hidráulica.

Se estudiará una zona de detalle en particular, la cual corresponde a la máxima zona activa de llamada del dique móvil. Se correrán diversos casos de simulación para encontrar la fosa de erosión y sedimentación que se adecue a los resultados obtenidos en el modelo físico del Dique Los Molinos.

2. DESCRIPCIÓN GENERAL DE LA ZONA DE ESTUDIO

El dique de derivación Los Molinos está ubicado sobre el Río Grande, a pocos kilómetros aguas arriba de la ciudad San Salvador de Jujuy y aproximadamente 1 kilómetro aguas abajo de la confluencia de los ríos Grande y Reyes. La **Figura 1** muestra una imagen de la confluencia de los ríos a pocos kilómetros de la ciudad de San Salvador de Jujuy.



Figura 1. Imagen general de la zona de estudio (Google earth).

Su finalidad principal es la derivación de un caudal máximo de $25\text{m}^3/\text{s}$ al canal Río Grande que se utiliza para riego artificial.

Al hablar de zona de estudio para el proyecto de refuncionalización y mejora del dique Los Molinos, debemos tener en cuenta que dicho dique forma parte de un sistema dinámico que se debe analizar en conjunto (**Figura 2**). Para esto, se considera una zona de estudio lo suficientemente extensa para determinar la interacción entre el medio natural y la estructura del dique.

La zona de estudio analizada en el modelo físico se muestra en la **Figura 3**. El detalle de la zona en examen, en las proximidades del dique móvil, se muestra en la **Figura 4**.



Figura 2. Zona de estudio malla de detalle (Google earth).



Figura 3. Zona de estudio malla general.



Figura 4. Detalle zona de estudio malla (Google earth).

A su vez, el dique Los Molinos está constituido por las siguientes estructuras (Figura 5):

- a) Terraplén de materiales sueltos sobre margen izquierda de 340m de longitud y 13,1m de altura.
- b) Vertedero fijo de 200m de longitud llamado dique fijo.
- c) Vertedero móvil controlado por cuatro compuertas de 70m de longitud llamado dique móvil.
- d) Un canal de limpieza adjunto al dique móvil de 10m de ancho llamado canal moderador.
- e) Toma del canal Río Grande en la margen derecha.



Figura 5. Imagen de detalle del dique Los Molinos con sus componentes.

El requerimiento de agua en el área de San Salvador de Jujuy utilizada para riego es satisfecha principalmente desde la cuenca de los ríos Grande y Reyes mediante el dique de derivación Los Molinos. Su estado actual presenta un importante nivel de impacto, asociado a diversas causas entre las que se destacan procesos naturales tales como sedimentación en el pequeño lago formado aguas arriba del dique, erosión local y generalizada del lecho del río aguas abajo de las obras, deterioro por abrasión de todas las superficies expuestas al paso del agua y además, una importante desinversión en mantenimiento de las obras civiles y electromecánicas que produjeron la pérdida de una adecuada maniobrabilidad del dique móvil y canal moderador, limitando la funcionalidad prevista de las obras.

Con el correr de los años las obras que conforman el dique han sufrido múltiples inconvenientes que tuvieron como consecuencia la disminución progresiva de la capacidad de embalsamiento y derivación. Uno de los sectores más críticos, debido a la envergadura y mayor complejidad de la obra, es el dique fijo de 200 metros de longitud, ya que se encuentra totalmente colmatado. A continuación podemos ver la fotografía (Figura 6) del dique fijo.



Figura 6. Fotografía dique fijo.

Así mismo se puede ver la fotografía (Figura 7) del dique móvil.



Figura 7. Fotografía del dique móvil.

El medio natural está conformado por un cauce aluvional generado por la intersección del río Grande y el río Reyes.

A su vez, el río Grande presentaba originalmente, una pendiente longitudinal media del orden de 1,4%, en tanto que su principal afluente, el río Reyes, presentaba una pendiente longitudinal media del orden del 1,8%. Sus características básicas, tanto hidráulicas como hidrológicas, determinan que su cauce se desarrolle en forma entrelazada donde se encuentran demarcadas claramente sus márgenes laterales. Según relevamientos del INA ejecutados en 2006, los sedimentos y el material aluvional que conforma el lecho presenta una granulometría relativamente extendida, con un tamaño medio del orden de los 14mm, con fracciones gruesas de 200mm de tamaños medios y fracciones finas del orden de los 5 a 7mm. En las siguientes figuras (Figura 8 y Figura 9) vemos una fotografía con material del cauce y la correspondiente curva granulométrica.



Figura 8. Material del cauce. Consultora Halcrow, 2010.

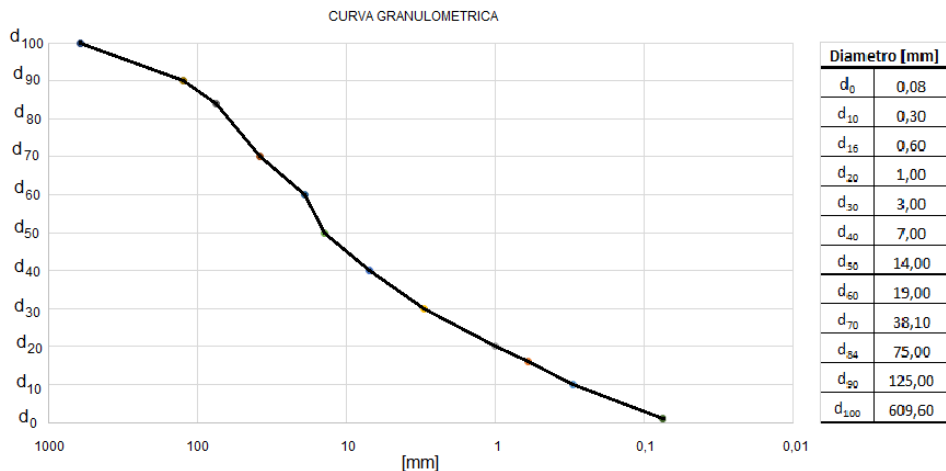


Figura 9. Curva granulométrica. Consultora Halcrow, 2010.

3. OBJETIVOS

En el marco del convenio realizado entre el Laboratorio de Hidráulica de la UNC y la empresa ROGGIO se encuentra en desarrollo el modelo físico de la obra: “Refuncionalización y mejora del Dique Los Molinos y canal Río Grande de la Provincia de Jujuy”. A partir de este desarrollo, los objetivos de la práctica supervisada son:

- a) Recopilación de información sobre la problemática en Dique Los Molinos.
- b) Aprendizaje del uso del modelo numérico Delft3D para cálculos hidráulicos y de transporte de sedimentos en ríos.
- c) Modelación numérica del transporte de sedimentos del sistema mencionado aguas arriba del Dique Los Molinos utilizando al menos dos formulaciones diferentes.
- d) Determinar la erosión local aguas arriba del dique móvil en cuanto a su profundidad, ubicación y dimensiones de la fosa de erosión. Comparación con modelo físico.

4. METODOLOGIA

Para lograr los objetivos se utilizó el modelo numérico Delft 3D, definiendo la zona de cálculo a partir del área del modelo físico. Con el modelo numérico se representó el modelo físico. A partir de la malla numérica y herramientas del programa Delft 3D se estudió la hidrodinámica y transporte de sedimentos.

Se ensayaron dos casos, uno que simula todas las compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas, y otra que simula compuertas de dique móvil abiertas y compuertas de dique móvil cerradas. Ambos ensayos se realizaron, junto a otros más, en el modelo físico. A partir de los resultados del modelo físico se buscó obtener los mismos resultados en el modelo numérico calibrándolo con los resultados del modelo físico.

En resumen, se realizaron las siguientes simulaciones:

1. Casos de hidrodinámica en 2D :
 - a) Malla General: Escenario con compuertas del dique móvil y canal moderador totalmente abiertas definido con topografía no erosionable.
 - b) Malla de detalle: Escenario con compuertas del dique móvil y canal moderador totalmente abiertas definido con topografía no erosionable.
2. Caso de hidrodinámica en 3D:
 - a) Malla de detalle: Escenario con compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas definido con topografía no erosionable.

3. Caso de transporte de sedimentos en 2D:
 - a) Malla general con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn
 - b) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn con las compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas
 - c) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn con compuertas de dique móvil abiertas y compuertas del canal moderador cerrado
 - d) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Peter Muller con todas las compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas.
 - e) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Peter Muller con compuertas de dique móvil abiertas y compuertas canal moderador cerrado
4. Caso de transporte de sedimentos en 3D:
 - a) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn con todas las compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas

4.1. CARACTERÍSTICAS DEL MODELO FÍSICO.

El modelo físico construido es un modelo froudiano (ya que las fuerzas gravitatorias son las más relevantes en el comportamiento del flujo) tridimensional con escala 1:65 no distorsionada. La escala fue seleccionada en función del espacio disponible, la capacidad de bombeo existente en el Laboratorio de Hidráulica y los efectos de escala. El modelo cuenta con un fondo móvil rigidizado aguas arriba de la presa, al cual posteriormente se le quitó dicha rigidización para el estudio del transporte de sedimentos y un fondo móvil aguas abajo el cual permite medir erosiones.

Con respecto a la geometría del modelo podemos decir que tiene una planta en forma de "L" con dimensiones características de 26,4 x 20,8 metros en las direcciones principales, quedando fuera de estas las cámaras de ingreso y salida del modelo. La superficie total de modelación es de 258 m² que en prototipo representa 1.10 km².

En la Figura 10 se muestra un esquema de las estructuras componentes de la obra con las modificaciones a evaluar experimentalmente.

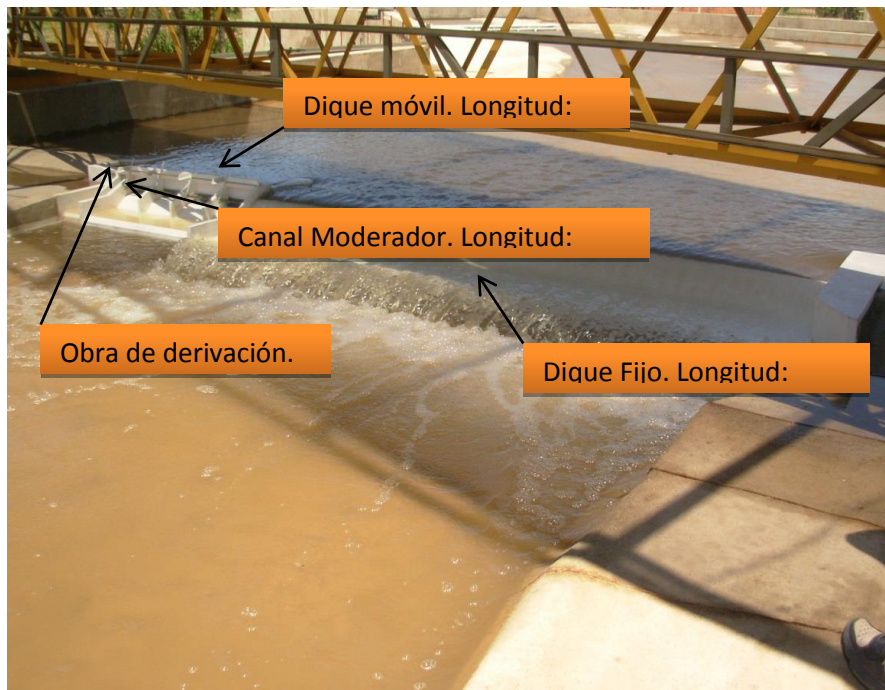


Figura 10. Estructuras componentes de las obras de descarga del Modelo Físico Los Molinos..

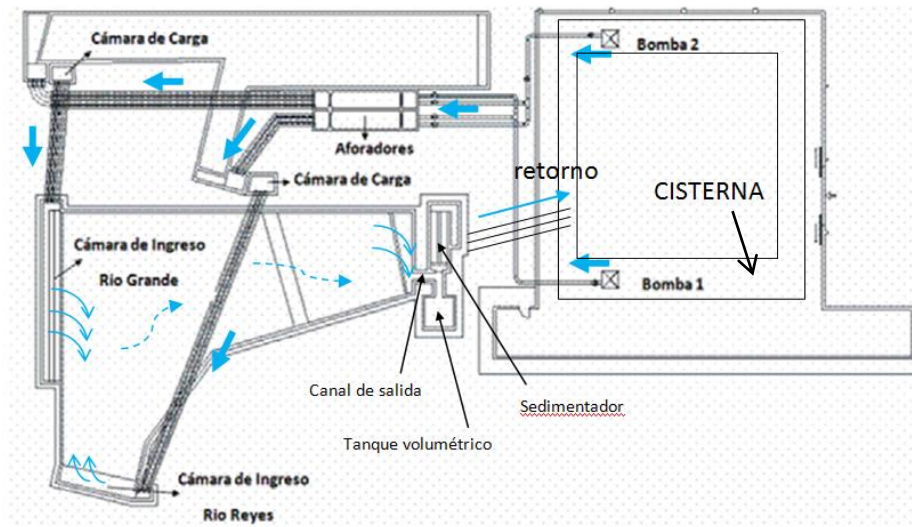


Figura 12. Esquema del circuito hidráulico del modelo.

En la Figura 11 podemos observar el circuito que realiza el agua en el modelo. La misma es bombeada desde la cisterna de 65m³ de capacidad por dos bombas Flygt de 8 CV $Q_{max} = 80$ l/s cuando $H=2$ m, hasta las cámaras aforadoras que tienen dos vertederos triangulares de pared delgada (se seleccionó triangular ya que el mismo es muy sensible frente a pequeñas variaciones de caudal) y permite medir los caudales que se modelan en cada río. De los aforadores el flujo pasa por las cámaras

de carga y de allí a las cámaras de ingreso donde es distribuido y aquietado para no generar ninguna condición de borde que afecte la condición modelada. De las cámaras de ingreso el fluido empieza a circular por el modelo. Finalmente el agua sale del mismo y retorna a la cisterna, pasando antes por un desarenador. El modelo cuenta con un aforador volumétrico que permite evaluar el caudal que sale del modelo y validar las curvas altura caudal de los vertederos de las cámaras aforadoras. Del circuito detallado anteriormente podemos inferir que los requerimientos de agua del modelo son grandes y que la inercia del mismo para ponerse en funcionamiento es alta, es por ello que fue necesario crear un protocolo de ensayo para evitar fallas.

4.2. MODELACIÓN NUMÉRICA

Para lograr la modelación se realizaron dos mallas de cálculo, una malla general y otra malla de detalle de la zona de estudio. La malla general sirvió para obtener las condiciones de contorno de la malla de detalle.

Para alcanzar los objetivos se simularon numerosos casos, determinando los parámetros físicos acordes a lo que se estaba simulando y la sensibilidad de cada parámetro con los resultados obtenidos.

Los parámetros físicos más importantes que se determinaron en el modelo numérico fueron número de Manning (n) y D_{50} (tamaño medio) del sedimento. El caudal de $600 \text{ m}^3/\text{s}$ y la topografía correspondieron a los ensayados en el modelo físico que se quisieron reproducir numéricamente.

Se realizaron simulaciones de 8 hs., que por escala corresponden a las 2,5 hs ensayadas en el modelo físico. A partir de este tiempo de simulación se obtuvieron los resultados para comparar modelo físico con modelo numérico que se quisieron reproducir numéricamente.

5. BASES TEÓRICAS

La dinámica de fluidos asistida por computadoras, resulta una herramienta muy útil para el diseño y análisis de distintos problemas de la ingeniería, consiste en el estudio del movimiento de los fluidos mediante simulaciones numéricas. Su objetivo es la búsqueda de una solución aproximada de las ecuaciones que gobiernan el movimiento de los fluidos. Dicha solución se logra resolviendo esas ecuaciones en un dominio discretizado.

Hasta hace pocas décadas las técnicas experimentales constituían prácticamente la única herramienta de análisis y diseño de cualquier problema de mecánica de fluidos, ya que las computadoras no tenían velocidades de cálculo adecuadas.

En la actualidad, los ensayos experimentales siguen siendo necesarios, aunque los avances tecnológicos permiten una reducción importante en el número de estos debido a la complementariedad entre ambas técnicas.

Así mismo, la correcta utilización de una herramienta computacional, requiere el conocimiento de las ecuaciones utilizadas y las hipótesis de cálculo que se toman en dichos programas para obtener los resultados. De esta manera se podrá entender dichos resultados y trasladarlos a escenarios reales, luego de la correspondiente calibración del modelo. En el siguiente apartado se detallan las bases teóricas empleadas y las hipótesis de trabajo.

5.1. HIDRODINÁMICA.

5.1.1. Ecuaciones de Navier-Stokes.

Las ecuaciones fundamentales de la hidrodinámica, se denominan ecuaciones de Navier-Stokes (NS). Estas ecuaciones, nos permiten describir el movimiento de un fluido y se pueden obtener a partir de la segunda ley de Newton, la cual expresa que la variación de la cantidad de movimiento de un cuerpo es igual a la sumatoria de las fuerzas externas que actúan sobre el mismo. Si analizamos un elemento diferencial fijo en el espacio a través del cual pasa un fluido en movimiento, podemos escribir la variación de la cantidad de movimiento (DP/Dt) igual a la sumatoria de las fuerzas externas superficiales (F_s) y másicas (F_m):

$$\frac{DP}{Dt} = dF_s + dF_m \quad (5-1)$$

con:

$$\frac{DP}{Dt} = dm \frac{Du}{Dt} = \rho dV \frac{Du}{Dt} \quad (5-2)$$

$$F_s = \iint \mathbf{t} dS \quad (5-3)$$

$$F_m = \iiint \rho \mathbf{g} dV \quad (5-4)$$

Donde dm es la masa del elemento diferencial, dV el volumen del elemento diferencial, ρ la densidad del fluido, \mathbf{t} es el vector tensión en unidades de fuerza por unidad de área y \mathbf{g} la aceleración de la gravedad.

A su vez en el elemento diferencial y en la dirección x_i la fuerza superficial (F_s) puede escribirse como:

$$dF_{s_{x_i}} = \left(-\frac{\partial \tau_{x_i x_i}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{x_j x_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{x_k x_i}}{\partial x_k} \right) dx dy dz \quad (5-5)$$

agrupando los términos en la expresión (4-1) se tiene:

$$\rho dV \frac{Du}{Dt} = \rho g_{x_i} dV - \left(\frac{\partial \tau_{x_i x_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{x_j x_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{x_k x_i}}{\partial x_k} \right) dx dy dz \quad (5-6)$$

El convenio de signos consiste en considerar las tensiones con sentido positivo en las caras de la partícula coincidentes con los planos coordenados.

Dividiendo la expresión (4-6) por el volumen elemental se tiene:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho g_{x_i} - \left(\frac{\partial \tau_{x_i x_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{x_j x_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{x_k x_i}}{\partial x_k} \right) \quad (5-7)$$

Es importante destacar que la única hipótesis restrictiva hecha fue sobre la teoría del continuo lo cual excluye a sustancias con muy baja densidad.

En esta instancia podemos observar que el número de incógnitas del problema son las variables dependientes (las tres componentes de la velocidad, la presión y la densidad) más las 9 tensiones $\tau_{x_i x_i}$, $\tau_{x_i y_i}$, ... Es decir que se tienen 14 incógnitas. En contraste, el número de ecuaciones que se tiene son 7 (3 de cantidad de movimiento lineal, 3 de cantidad de movimiento rotacional y la ecuación de conservación de masa). Por lo tanto para cerrar el problema y hacerlo resoluble se deben aportar las ecuaciones denominadas constitutivas, que dan información sobre cómo está constituida la materia. El resultado de este aporte deriva en las ecuaciones de NS.

Las ecuaciones constitutivas para las tensiones normales totales en la dirección x_i son:

$$\tau_{x_1 x_1} = P + \tau'_{x_1 x_1} \quad (5-8)$$

con:

$$\tau'_{x_1 x_1} = -\lambda(\epsilon_{x_1 x_1} + \epsilon_{y_1 y_1} + \epsilon_{z_1 z_1}) - 2\mu\epsilon_{x_1 x_1} \quad (5-9)$$

Donde $\tau_{x_1 x_1}$ es la tensión normal total en la dirección x_i , P la tensión normal debido a la presión hidrostática, $\tau'_{x_1 x_1}$ la tensión viscosa normal en la dirección x_i , λ la viscosidad global en m^2/s , μ la viscosidad dinámica en m^2/s , $\epsilon_{x_1 x_1}$ las deformaciones del material según la dirección x_i igual a $\partial u_1 / \partial x_1$.

Sustituyendo las tensiones normales viscosas en la expresión (4-8) resulta:

$$\tau_{x_1 x_1} = P - \lambda \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) - 2\mu \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = P - \lambda \mathbf{div}(\mathbf{u}) - 2\mu \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \quad (5-10)$$

A su vez, las tensiones tangenciales se pueden expresar como:

$$\tau_{x_1 x_2} = \tau_{x_2 x_1} = -\mu \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \quad (5-11)$$

Reemplazando las tensiones normales totales y tangenciales en la expresión (4-7), resulta la componente de la ecuación vectorial de cantidad de movimiento para la dirección x_i :

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho g_{x_i} + \frac{1}{3}\mu \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{div}(\mathbf{u}) + \mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} \right) \quad (5-12)$$

De manera similar, resultan las demás componentes en las otras direcciones. Luego, la ecuación vectorial general resultante de las 3 componentes da lugar a las denominadas ecuaciones de NS:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\mathbf{grad}(P) + \rho\mathbf{g} + \frac{1}{3}\mu\mathbf{grad}(\mathit{div}\mathbf{u}) + \mu\nabla^2\mathbf{u} \quad (5-13)$$

Como se dijo anteriormente, es necesario considerar adicionalmente la ecuación de continuidad que se deriva del principio de conservación de la masa el cual establece que: "La cantidad neta de masa que atraviesa la superficie de frontera del volumen en la unidad de tiempo más la rapidez de variación de la masa contenida en el volumen es igual a cero". La ecuación es la expresión (4-14):

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathit{div}(\rho\mathbf{u}) = 0 \quad (5-14)$$

Para un fluido incompresible la densidad es constante y la ecuación de continuidad se transforma en:

$$\mathit{div}(\mathbf{u}) = \nabla(\mathbf{u}) = 0 \quad (5-15)$$

Es importante notar que esta última es una ecuación lineal. Luego, reemplazando en la expresión (4-13) resulta la ecuación vectorial de NS:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\mathbf{grad}(P) + \rho\mathbf{g} + \mu\nabla^2\mathbf{u} \quad (5-16)$$

Los términos de la ecuación de NS son todos lineales con excepción de la aceleración advectiva. Los dos primeros términos del miembro derecho representan el balance de las fuerzas másicas y fuerzas superficiales asociadas a la presión termodinámica. El último término del miembro derecho representa el efecto de las fuerzas viscosas.

En flujos laminares domina el balance de las fuerzas másicas y fuerzas superficiales asociadas a la presión termodinámica dado que la difusión viscosa domina sobre la aceleración advectiva, por el contrario, se tendría flujos turbulentos.

La ecuación de NS contiene cuatro incógnitas, una por cada componente de la velocidad (u_1, u_2, u_3) y una adicional correspondiente a la presión (\hat{p}).

La componente en la dirección x_i de la ecuación de NS puede escribirse como:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (5-17)$$

donde $\nu = \mu/\rho$ denota viscosidad cinemática y \hat{p} la presión piezométrica dada por:

$$\hat{p} = p + \rho gh \quad (5-18)$$

Las ecuaciones de NS, son válidas tanto para régimen laminar como turbulento. Sin embargo, en el caso de flujo turbulento la velocidad del fluido se vuelve inestable y

presenta características cuasi aleatorias, con una variación importante de su valor en el tiempo, aun en el caso de flujo permanente. Estas fluctuaciones temporales de la velocidad son gobernadas principalmente por los términos no lineales de las ecuaciones y se debe a la presencia de remolinos o vórtices de diferentes tamaños.

5.1.2. Ecuaciones de Reynolds

Debido a las fluctuaciones, los vórtices grandes transfieren su energía a vórtices más pequeños, y estos, a su vez, a vórtices más pequeños aún. Este proceso de transferencia de energía se denomina cascada de la turbulencia.

La disipación de energía turbulenta es prácticamente nula en las escalas grandes, sin embargo a escalas suficientemente pequeñas la viscosidad domina el proceso de disipación de energía, convirtiéndose en energía cinética turbulenta en calor. Esta disipación ocurre a una escala denominada *Kolmogorov*, la que representa el menor tamaño que puede tener un vórtice en un flujo turbulento. Esta escala disminuye a medida que el número de Reynolds del flujo aumenta y puede fácilmente ser inferior a $1mm$.

Por otro lado, el teorema de *Nyquist*, implica que si se requiere resolver una onda de longitud L con una malla de discretización Δx , entonces se requiere que $\Delta x < L/2$. Este requerimiento llevado a la modelación numérica de un flujo turbulento utilizando las ecuaciones de NS, impone una restricción sobre la malla de discretización espacial que deberá usarse: el tamaño de esta debe ser inferior a la mitad de la escala de *Kolmogorov*. En la práctica este requerimiento hace imposible intentar resolver directamente las ecuaciones de Navier-Stokes para simular flujos turbulentos, excepto en casos de flujos de dimensiones muy pequeñas a través del método denominado Simulación Numérica Directa (DNS). Esta restricción se debe a que para simular turbulencia se requiere resolver un problema tridimensional e impermanente, y porque las dimensiones que interesa resolver en cualquier problema de ingeniería son mucho mayores que la escala de *Kolmogorov* y por lo tanto la malla de discretización del dominio espacial que se requerirá, impondrá requerimientos de memoria que superaran las capacidades de las computadoras actuales. En el presente, el método DNS se utiliza con éxito para estudiar flujos turbulentos, sin embargo las soluciones posibles se limitan a números de Reynolds bajos y a dominios espaciales muy pequeños. Debido a lo anterior se han desarrollado otros métodos de simulación de flujos turbulentos.

Un método que es menos restrictivo en cuanto a los requerimientos de potencia computacional que el DNS es el denominado Simulación de Grandes Vórtices (LES). Este método se basa en que las escalas mayores del flujo tienen dimensiones comparables a las del dominio espacial en el que este ocurre, ellas son dependientes de las condiciones de borde particulares de cada caso. En cambio, las escalas menores del flujo, donde se dan los vórtices del tamaño de la escala de *Kolmogorov*, tienden a ser independientes de dichas condiciones de borde. Su comportamiento tiende a ser universal.

Desde este punto de vista parece apropiado intentar modelar empíricamente el comportamiento de estas escalas pequeñas, puesto que ellas se comportan similarmente en cualquier flujo. En base a estas consideraciones se desarrolló el método LES, el cual resuelve numéricamente el comportamiento de las escalas mayores del flujo, y recurre a modelos empíricos de carácter universal, para modelar las escalas más pequeñas.

Dado que las escalas espaciales que deben resolverse en este caso son mayores que las de *Kolmogorov*, la discretización del dominio puede ser mayor y por lo tanto los requerimientos computacionales pueden ser menores que en el método DNS, aun así la modelación sigue siendo tridimensional e impermanente. En la actualidad el método LES se aplica a problemas ingenieriles pero solo a nivel de investigación básica.

Un método alternativo a los anteriores es el denominado RANS o Ecuaciones Promediadas de Reynolds. Este método se basa en la idea que un flujo turbulento tiene fluctuaciones pseudo aleatorias de velocidad que pueden analizarse estadísticamente. Esto lleva a buscar la forma de promediar las ecuaciones de NS sobre la turbulencia de modo de extraer de ellas el comportamiento de las velocidades medias del flujo, eliminando del cálculo las fluctuaciones turbulentas de dichas velocidades. Este promedio considera la repetición de un gran número de realizaciones de un flujo turbulento sujeto a las mismas condiciones iniciales y de borde, para luego promediar el comportamiento del flujo sobre todas las realizaciones, para cada instante de tiempo considerado.

Considerando el promedio de conjunto, la velocidad instantánea del flujo en la dirección i , puede descomponerse en un valor medio \bar{u}_i , donde la barra denota el promedio de conjunto, más una fluctuación u'_i :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (5-19)$$

Similarmente para la presión:

$$\hat{p}_i = \bar{\hat{p}}_i + \hat{p}'_i \quad (5-20)$$

La idea es introducir esta descomposición en las ecuaciones de NS y luego promediar las sobre la turbulencia. Por otro lado, promediando sobre la turbulencia en la ecuación de continuidad se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (5-21)$$

A partir de la cual podemos llegar a la ecuación para la dirección x_i :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (5-22)$$

Es importante notar que el término $\overline{u'_i u'_j}$ no es cero, puesto que, las fluctuaciones de la velocidad están correlacionadas entre sí cuando $i \neq j$. Esto implica que la turbulencia no es totalmente aleatoria, sino que tiene cierta estructura. Estas correlaciones, están asociadas a esfuerzos efectivos en el flujo que se conocen como los esfuerzos de Reynolds.

$$\tau_{tij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad (5-23)$$

La ecuación de NS puede escribirse también como:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (5-24)$$

Analizando este resultado se puede concluir que al promediar las ecuaciones de NS, no se resolvió realmente el problema de las fluctuaciones turbulentas del flujo, dado que estas siguen apareciendo en la forma de los esfuerzos de Reynolds. Al intentar obtener una ecuación que describiera el comportamiento solo del flujo medio se obtuvo una serie de incógnitas adicionales a las velocidades medias del flujo y la presión media, que corresponden a los componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds. Este es el conocido problema de cierre de la turbulencia.

5.1.3. Modelos de cierre.

Como se ha visto en el apartado anterior, el método RANS requiere introducir ecuaciones adicionales para poder cerrar el problema. Estas ecuaciones deben introducir modelos externos respecto de los esfuerzos de Reynolds. Una de las hipótesis más usadas para modelar externamente los esfuerzos de Reynolds es suponer que ellos siguen un comportamiento similar a los esfuerzos viscosos. Es decir que los esfuerzos de Reynolds son proporcionales a la tasa de deformación del flujo medio. El factor de proporcionalidad, en analogía con los esfuerzos viscosos, se denomina viscosidad turbulenta o viscosidad "Eddy". Esta se conoce como hipótesis de *Boussinesq* (Joseph Boussinesq, 1887) donde el flujo, y no el fluido, tendrá parámetros característicos como la viscosidad dinámica μ_t por lo que su valor dependerá, precisamente, de la velocidad de dicho flujo.

Definiendo $\nu_t = \mu_t/\rho$ como la viscosidad cinemática de remolinos, es posible reescribir las ecuaciones de Reynolds como:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (5-25)$$

Este resultado realmente no contribuye mucho más a resolver el problema de cierre de la turbulencia puesto que aún queda por especificar cómo se modela la viscosidad de remolinos ν_t . Por otra parte, la hipótesis de *Boussinesq* ha probado ser útil para resolver un número de problemas prácticos con una confirmación experimental adecuada. Esto no significa, que la hipótesis de *Boussinesq* sea siempre aplicable. Para modelar ν_t existe un gran número de posibilidades distintas. Los modelos correspondientes se denominan de cero, una y dos ecuaciones. Todos ellos consideran que la viscosidad turbulenta puede expresarse como el producto de una escala de velocidades u , y una escala de longitudes l .

Los diferentes modelos determinan u y l de distintas formas. Por ejemplo el modelo más básico consiste en expresar u y l como constantes, lo cual da un valor constante de ν_t . Un modelo algo menos básico consiste en el denominado modelo de longitud de mezcla, en el cual se supone que la escala l corresponde a una longitud de mezcla que determina la escala de desplazamientos de las partículas de fluido debidos a las fluctuaciones turbulentas de la velocidad del flujo. El modelo de longitud de mezcla se denomina de cero ecuaciones porque la viscosidad turbulenta se determina a partir de una ecuación algebraica.

Modelos más sofisticados son los de una y dos ecuaciones, en los que es necesario resolver una o dos ecuaciones diferenciales adicionales a las RANS para determinar el valor de la viscosidad turbulenta. En los modelos de una ecuación, la escala de longitud l se resuelve algebraicamente, sin embargo la escala de velocidades de la turbulencia u , se determina a partir de la energía cinética turbulenta del flujo K , definida por:

$$K = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (5-26)$$

Para determinar completamente la viscosidad de remolinos es necesario resolver una ecuación diferencial para K . Es usual utilizar la siguiente ecuación de transporte simplificada para K :

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial x_j} \right) + P - \epsilon \quad (5-27)$$

Donde σ_K es el coeficiente de *Schmidt* que relaciona el coeficiente de difusión turbulento para K con la viscosidad turbulenta v_t . En esta ecuación se ha despreciado la difusión molecular y se ha englobado el término de presión en el de difusión turbulenta.

En los modelos de una ecuación, la tasa de disipación de energía cinética turbulenta se modela como:

$$\epsilon = C_D \frac{K^{3/2}}{l} \quad (5-28)$$

Donde C_D representa una constante empírica.

En los modelos de dos ecuaciones, tanto u como l se determinan a partir de ecuaciones diferenciales. En efecto, u se determina a partir de K , sin embargo l se relaciona con la tasa de disipación de energía cinética turbulenta. Puede demostrarse que esta última variable está determinada por u y l , además en este caso se requiere una ecuación diferencial adicional para ϵ . Si bien no es posible obtener dicha ecuación de manera formal a partir de las ecuaciones de NS, tal como se hizo para la ecuación que gobierna K , se acepta como válida la siguiente ecuación de transporte para ϵ :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_K} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + c_1 \epsilon \frac{P}{K} - c_2 \epsilon \frac{\epsilon}{K} \quad (5-29)$$

Donde c_1 y c_2 son constantes empíricas.

El modelo de dos ecuaciones resultante se denomina modelo $K - \epsilon$. Los coeficientes del modelo que aparecen en las ecuaciones anteriores han sido calibrados a partir de información empírica y se suponen de validez más o menos universal. Si bien este no es el único modelo de dos ecuaciones que existe, es uno de los más conocidos, y su aplicación ha probado dar resultados adecuados cuando se comparan con información empírica.

Los problemas a resolver utilizando el modelo $K - \epsilon$ pueden ser de una, dos y tres dimensiones, impermanente o permanente. Debido a lo complejo de las ecuaciones

resultantes de este tipo de modelos en la mayoría de los problemas de interés para la ingeniería, se suele introducir diversas aproximaciones que permiten simplificar las ecuaciones a resolver. Entre ellas, las aproximaciones de capa límite son las más usuales en el caso de flujos superficiales ambientales. En efecto, este tipo de flujos se caracterizan por tener variaciones en las propiedades del flujo en la dirección normal al fondo que son mucho mayores que las variaciones longitudinales de ellas. Esto significa que es usual poder despreciar los términos de difusión longitudinal frente a los de difusión vertical de cantidad de movimiento y, así mismo, despreciar los términos de advección vertical frente a los de advección longitudinal.

5.2. PROPIEDADES DE LOS SEDIMENTOS

Las características que definen los procesos de suspensión, transporte y posterior deposición del sedimento dependen no solo de las condiciones de flujo sino también de las propiedades del sedimento. Estas propiedades pueden caracterizar al sedimento como un conjunto o a las partículas que lo forman, individualmente. Algunas propiedades del conjunto, tales como la porosidad y el peso específico son importantes en el estudio de aguas subterráneas y en la predicción de la vida útil de un embalse, respectivamente. La propiedad más importante de una partícula de sedimento es su tamaño.

5.2.1. Clasificación de los sedimentos

Los sedimentos naturales están constituidos por una gran variedad de partículas que difieren entre sí en tamaño, forma y densidad. Desde el punto de vista de la resistencia que oponen a ser arrastrados se distinguen dos clases: Cohesivos y no cohesivos.

Sedimento no cohesivo o friccionante, también denominado material granular es el formado por granos gruesos o partículas sueltas, como arenas y gravas. La fuerza de gravedad predomina sobre cualquier otra fuerza, Por ello todas las partículas gruesas tienen un comportamiento similar. El peso es la fuerza principal que resiste las fuerzas de arrastre y sustentación.

Sedimento cohesivo es el formado por partículas de grano muy fino, constituidas por minerales de arcilla, que se mantienen unidas entre si por la fuerza de cohesión, la cual se opone a que las partículas individuales sean separadas o del conjunto .Esa fuerza de unión es considerablemente mayor que el peso de cada grano, y es la que resiste a las fuerzas de arrastre y sustentación. Las interacciones entre un flujo de agua y un suelo no cohesivo han sido estudiadas con mayor detenimiento, y más ampliamente que las existentes con un suelo cohesivo entre otros motivos porque a lo largo de los cursos de las corrientes naturales abundan mucho más los materiales no cohesivos.

5.2.2. Tamaño de las partículas

Los diferentes métodos empleados en la determinación del tamaño de una partícula se basan en la selección arbitraria de una longitud simple o diámetro o también en la selección de un método conveniente de medición. Adoptaremos las siguientes definiciones:

Diámetro de sedimentación: Diámetro de una esfera con la misma densidad que la partícula, que cae con la misma velocidad de caída en el mismo fluido y a la misma temperatura.

Diámetro de tamiz: Apertura mínima de una malla de tamiz a través de la cual pasa la Partícula.

Diámetro nominal: diámetro de una esfera con igual volumen.

Diámetro de caída normalizado (estándar): diámetro de una esfera con peso específico relativo igual a 2,65 que tiene la misma velocidad de caída de la partícula cuando ambas caen en una extensión infinita de agua destilada en reposo a una temperatura de 24° C.

Dimensiones triaxiales: longitudes máxima a, media b y mínima c de la partícula; medidas a lo largo de tres ejes perpendiculares.

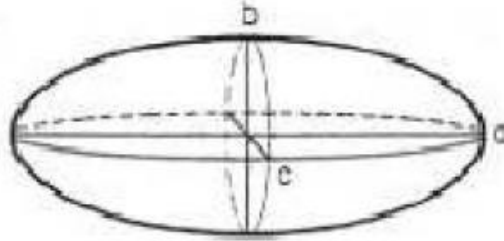


Figura 13. Dimensiones triaxiales de una partícula.

5.2.3. Forma de las partículas del sedimento.

La forma se define a través de la redondez, esfericidad y factor de forma.

Redondez: es la relación entre el radio medio de curvatura de las aristas de la partícula y el radio de la circunferencia inscrita en la partícula.

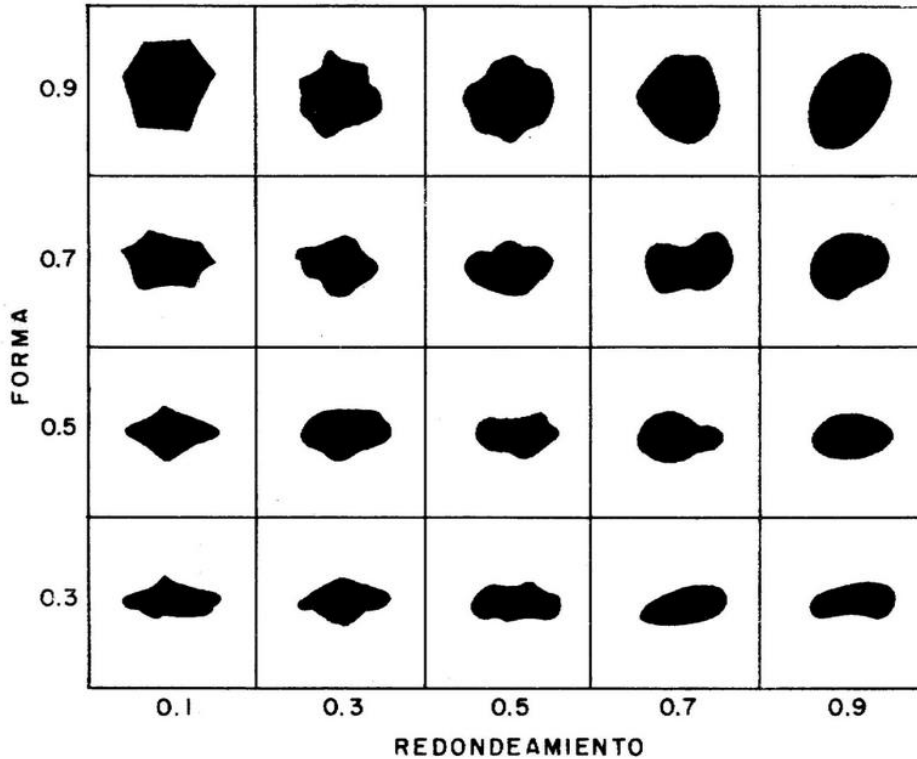


Figura 14. Índice de redondez de una partícula.

Esfericidad: es la relación entre el área superficial de una esfera de volumen equivalente y el área superficial de la partícula.

Factor de Forma: se define por la relación:

$$F.F. = \frac{c}{\sqrt{ab}}$$

Donde a, b y c son las longitudes de los tres ejes previamente mencionados.

Peso específico de las partículas de sedimento

Debido a su gran estabilidad, el cuarzo es el mineral mas común en la composición de los sedimentos transportados por el viento o el agua, sin embargo también otros minerales forman parte de su composición. Por tanto, el peso específico relativo de las arenas es muy próximo al del cuarzo, es decir 2,65 y este valor se emplea frecuentemente en los cálculos.

Los feldespatos también forman parte de la composición de las arenas y tienen un peso Especifico relativo variable entre 2,55 y 2,76. En alguna proporción puede existir magnetita cuyo peso específico relativo es 5,17.

Velocidad de caída de las partículas

Al caer una partícula dentro de un liquido en reposo, su peso sumergido tiende a equilibrarse con la fuerza que se opone a su caída, o sea con la fuerza de empuje que el agua ejerce contra ella. En el instante en que ambas fuerzas se equilibran, la partícula alcanza su velocidad de caída terminal o final, ya que a partir de ese instante comienza a caer con velocidad uniforme.\

Si consideramos una esfera sometida a la acción de un flujo uniforme, se puede escribir, recordando conceptos básicos de Mecánica de Fluidos:

Donde F es la fuerza dinámica a la cual está sometida la esfera. Cuando la partícula esférica cae con velocidad uniforme, la fuerza F debe ser igual al peso; de ahí se obtiene

$$F = C_D \frac{\pi d^2}{4} \rho \frac{\omega^2}{2}$$

Donde

ω velocidad de caída de la partícula.

D diámetro de la partícula

γ_s peso específico del material de la partícula

γ peso específico del fluido

C_d coeficiente de arrastre de la partícula.

ν viscosidad cinemática del fluido

5.2.4. Distribuciones Granulométricas

Los sedimentos naturales están compuestos de granos que tienen una amplia variedad de Velocidades de caída, por lo que es conveniente recurrir a métodos estadísticos para describir estas características. El comportamiento de los sedimentos en un rio depende de la distribución de los tamaños, o distribución granulométrica. El procedimiento para

obtener las distribuciones los tamaños consiste esencialmente en la división de una muestra en un número de clases de tamaños. Los resultados de dichos análisis se presentan generalmente como curvas de distribución acumulada de frecuencias (curva granulométrica) como en la Figura 15.

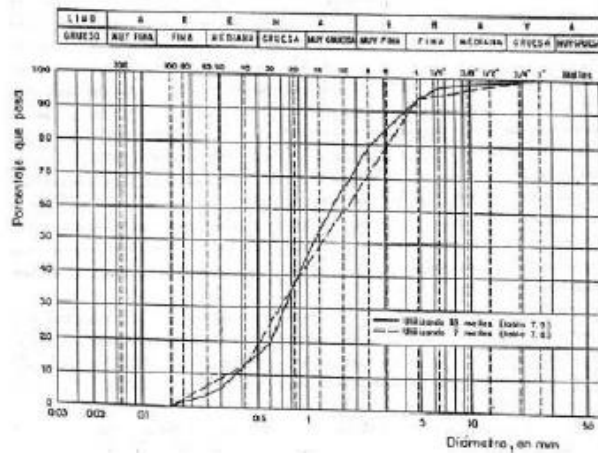


Figura 15. Curva de distribución granulométrica.

La experiencia indica que la distribución normal o Gaussiana se ajusta bastante bien a la Distribución de sedimentos naturales, especialmente las arenas. El diámetro medio D_{50} corresponde al diámetro del material promedio en peso, es decir al material que en las ordenadas indica un 50 % acumulado. Otro parámetro en la especificación de una distribución granulométrica es la desviación estándar σ de la muestra. Un valor de σ grande indica que existe un espectro de diámetros muy extenso y un valor pequeño indica mayor uniformidad en la distribución.

5.3. TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

Se entiende como transporte de sedimentos al arrastre de toda partícula de suelo y roca de una cuenca y que son transportadas por una corriente de agua.

Según su comportamiento, al ser transportado por el flujo, el sedimento se puede diferenciar en dos grandes grupos:

- Transporte de fondo.
- Transporte de lavado o suspensión.

Al estudiar el tramo de un río, el primero es el material que forma el fondo del cauce y el segundo el que no se encuentra dentro de ese material. Este último está formado por partículas muy finas como limos y arcillas que el agua transporta en suspensión.

La diferencia principal en el comportamiento entre el material del fondo y el material de lavado consiste en que el transporte de fondo depende de las características hidráulicas de la corriente y de las características físicas del material; por tanto si en dos ríos se

tienen tramos semejantes y con idéntico material en el fondo, transportan las mismas cantidades de material del fondo bajo condiciones hidráulicas semejantes. Lo anterior no ocurre con el material de lavado; en general, un río puede transportar tanto material de lavado como llegue a él, casi independientemente de las características hidráulicas de la corriente. Así dos ríos semejantes con igual material en el fondo, pero uno con cuenca protegida o forestada y otro con una cuenca desprotegida con fuertes pendientes y material suelto sobre su superficie, arrastran cantidades completamente diferentes de material de lavado, llegando el primero al extremo de no transportar nada de ese material.

Como se ha indicado, se clasifica como material de lavado todo aquel material fino que no se encuentra representado en el material del fondo. Cuando los diámetros de este último no son conocidos, se establece como límite entre ambos materiales al diámetro de 0,062 mm, de tal manera que el transporte de lavado es el formado por todas las partículas menores que ese diámetro.

El transporte de lavado siempre tiene lugar en suspensión, mientras que el transporte del material de fondo puede tener lugar dentro de la capa del fondo o en suspensión. La capa del fondo, como su nombre lo indica, se encuentra justo arriba del lecho de un cauce. Einstein (1950), quien introdujo este concepto, le asignó un espesor igual a dos veces el diámetro de la partícula considerada. Por tanto, en una condición real hay tantas capas de fondo como partículas de diferente tamaño se tengan en el fondo.

5.3.1. Condiciones críticas para el inicio de movimiento.

El líquido que fluye sobre una superficie compuesta de partículas sueltas produce fuerzas que, de tener suficiente magnitud, son causa de su movimiento. Las partículas relativamente gruesas, tales como las arenas, gravas y cantos rodados, resisten con su peso la tendencia al movimiento.

Cuando las fuerzas hidrodinámicas que actúan sobre las partículas de sedimento son de tal magnitud que cualquier incremento por pequeño que sea, produce movimientos, entonces se dice que las condiciones son críticas. Para estas condiciones, las variables del flujo, tales como el esfuerzo cortante en el fondo, la velocidad media o la profundidad, adquieren ciertos valores llamados críticos. En condiciones críticas existe equilibrio entre las fuerzas de gravedad, el empuje de sustentación, la fuerza ascensional perpendicular al fondo producida por la acción hidrodinámica y la fuerza hidrodinámica paralela al fondo. Aquí se abren dos caminos posibles de análisis: el análisis teórico basado en la Mecánica, y el estudio experimental. Como este se desarrollo anteriormente al primero, basaremos el desarrollo siguiente en los resultados experimentales. La acción del agua sobre el fondo puede caracterizarse por una tensión cortante en el fondo τ_0 . La resistencia de la partícula a ser movida puede relacionarse con su peso sumergido, el cual es función de $\gamma' = \gamma_s - \gamma$, y del diámetro d que caracteriza el volumen. Siendo γ_s peso específico de la partícula y γ peso específico del agua.

Con estas tres variables puede formarse el parámetro adimensional τ' :

$$\tau' = \frac{\tau_0}{\gamma' d}$$

O tensión de corte adimensional, que compara la fuerza que provoca el movimiento (acción de arrastre proporcional a $\tau_0 d^2$) con la fuerza estabilizadora (pero proporcional a γd^2). Como primera aproximación, la tensión de corte en el fondo vale

$$\tau_o = \gamma RS$$

Donde R es el radio hidráulico y S la pendiente de fondo, expresión que surge de equilibrar la componente del peso de un volumen de control en un canal y la fuerza de rozamiento sobre su contorno.

La acción del agua sobre el fondo puede representarse también por una velocidad característica llamada velocidad de corte v . Esta velocidad se define convencional como

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}$$

A partir de esta velocidad, que es significativa del fondo, es posible definir otro parámetro adimensional, el número de Reynolds del grano R_* :

$$R_* = \frac{v_* d}{\nu}$$

Si se realiza un análisis dimensional del problema, considerando las variables que intervienen en el fenómeno de iniciación del movimiento, se puede obtener que τ^* es función de R_* , esta relación funcional fue hallada por Shields en 1936. En base a observaciones experimentales, Shields obtuvo su célebre diagrama:

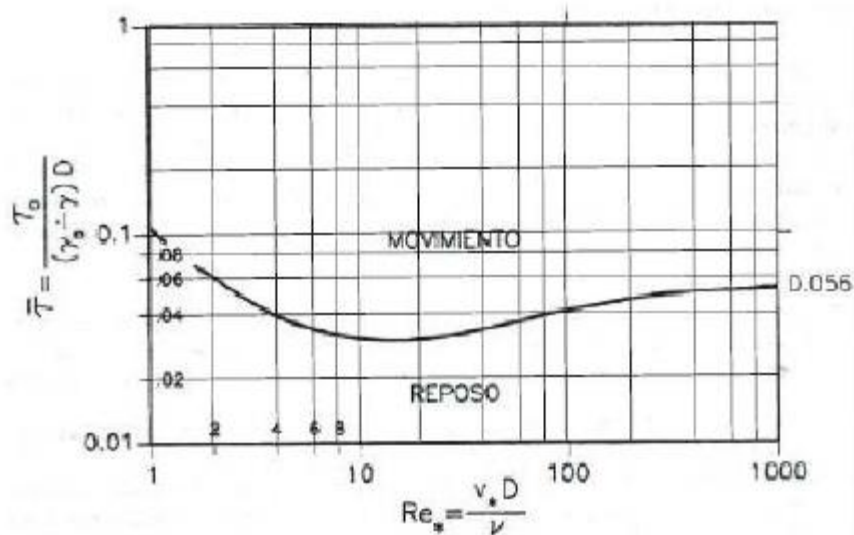


Figura 16. Gráfico de Shields. Shields, 1936.

Por debajo de la curva del diagrama, no hay movimiento. Los puntos de la curva corresponden a la situación crítica. Puntos ubicados sobre la curva corresponden al movimiento desarrollado. En realidad la curva no es una relación determinística, sino que existe una zona o banda alrededor de la misma en la cual existe una alta probabilidad de que ocurra el inicio del movimiento. La curva correspondería a aquellas situaciones para las cuales la probabilidad del inicio del movimiento es del 50%.

Cuando $R_* > 70$, el movimiento se llama turbulento rugoso, ya que la altura d del grano es mayor que la subcapa viscosa. En movimiento turbulento rugoso, la tensión necesaria para iniciar el movimiento no depende prácticamente del número de Reynolds de grano. Su valor es 0,056. Cuando $R_* < 5$ el movimiento es turbulento liso ya que la subcapa

viscosa cubre la altura del grano. Entre los valores 5 y 70 el movimiento es turbulento intermedio.

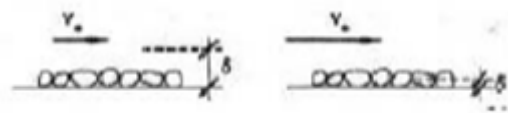


Figura 17. Movimiento turbulento liso (izquierda) y rugoso (derecha).

5.3.2. Acorazamiento.

Una limitación de la teoría anterior es haberse deducido para materiales granulares finos y, sobre todo, de granulometría uniforme. Cuando el lecho está constituido por una mezcla de distintos tamaños, cada tamaño tiene una tensión crítica diferente, de manera que la corriente, teóricamente, puede desplazar los finos más fácilmente que los gruesos. Mediante este razonamiento puede explicarse un desplazamiento selectivo de las partículas más finas que produzca con el tiempo, apartar de un material originalmente bien graduado, una frecuencia mayor de gruesos en la superficie. Esta descripción corresponde a la realidad de los lechos de los ríos, ya que son frecuentemente de grano más grueso las capas superficiales que las capas profundas. A este estado se le llama acorazamiento del lecho.

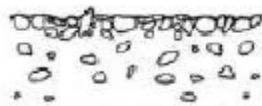


Figura 18. Acorazamiento.

Podemos imaginar el origen de la capa superficial más gruesa (o coraza) como el resultado de un barrido o lavado de lo más fino o también como la permanencia de las partículas más gruesas cuando son movidas sucesivas capas de material mezclado. El acorazamiento del lecho influye en la rugosidad del cauce pues la superficie del fondo presenta partículas de grano mayor. También influye en el principio del movimiento del lecho ya que es preciso destruir primero la coraza para poder mover el material más fino que hay debajo.

5.3.3. Formas de fondo

El flujo confinado por contornos compuestos de material granular no cohesivo, que pueda ser transportado por el flujo, es diferente del flujo que se produce sobre contornos rígidos.

Los sedimentos se desplazan generando ciertas formas en el fondo. Estas formas alteran la resistencia propia de los granos. El régimen resultante, bastante complejo, se denomina régimen fluvial.

Cuando el flujo sobre un fondo plano produce esfuerzos mayores que los críticos, además del fenómeno del desplazamiento de los granos se comienzan a desarrollar algunas formas características del fondo. Simons y Richardson, en 1961, describieron el proceso. Cuando se inicia el movimiento, para números de Froude bajos, las partículas tienden a agruparse en formas similares a los dientes de una sierra, de pequeña dimensión,

denominadas rizos. Los rizos alteran la rugosidad del cauce pero no se manifiestan en la superficie libre. Cuando la velocidad del flujo aumenta, aparecen formas mayores, denominadas dunas, las cuales llevan a los rizos sobre ellas. Las dunas se manifiestan en la superficie libre por medio de ondulaciones desfasadas respecto de la forma del fondo, como corresponde a un régimen suscritico. Tanto rizos como dunas migran lentamente hacia aguas abajo.

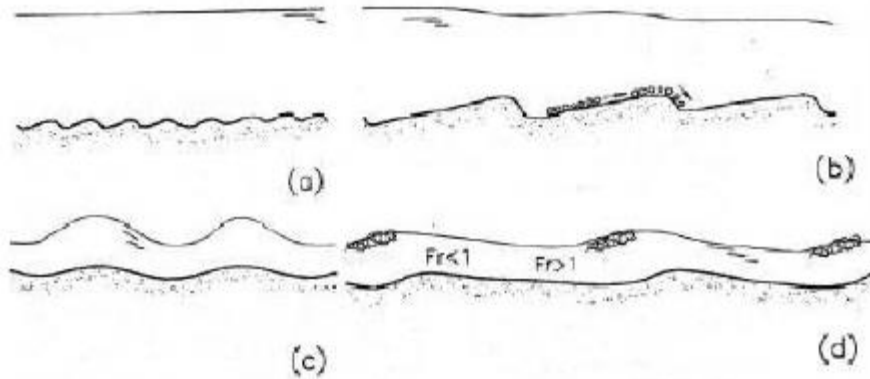


Figura 19. Formas de fondo: rizos (a), dunas (b), antidunas (c), rápidos y pozos (d).

Si la velocidad aumenta a valores tales que $Fr \approx 1$, las formas de fondo desaparecen (no así el transporte de sedimentos) y se establece lo que se conoce como fondo plano. Para velocidades mayores ($Fr > 1$) nuevamente aparecen formas de fondo llamadas anti dunas, las cuales se manifiestan en la superficie libre por medio de la ondulación de la misma, en fase con las formas de fondo, como corresponde a un régimen supercrítico. Las anti dunas migran lentamente aguas arriba. Si aun la velocidad aumenta, para regímenes altamente supercríticos, se forman rápidas y pozos con un gran poder erosivo.

Diversos investigadores han tratado de establecer las condiciones para las cuales se producen las diversas formas de fondo. Bogardi en 1959 presentó el resultado de sus investigaciones al respecto, el cual se presenta conjuntamente con la curva de Shields:

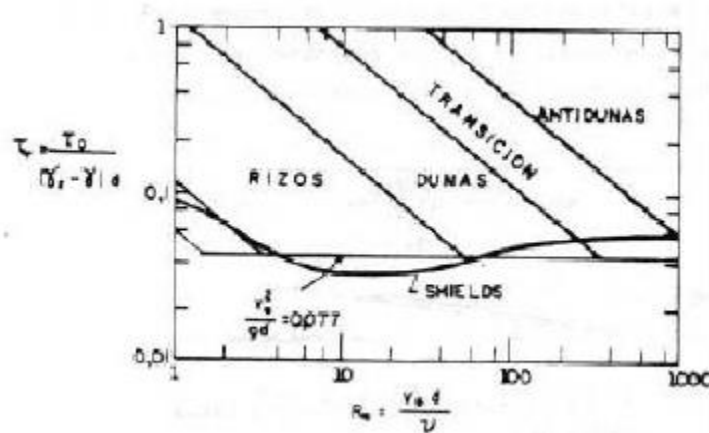


Figura 20. Formas de fondo en un ábaco de Shields según Bogardi. Weber, 2003.

Cada forma de fondo añade a la resistencia al flujo debida al tamaño del grano una Resistencia de forma. Esta es lógicamente mayor con las dunas que con los rizos o con lecho plano. En la figura siguiente se observa la tensión total debida a las fuerzas de rozamiento en el fondo, como suma de la tensión debida al grano mas la debida a las formas ($\tau_0 = \tau' + \tau''$) en función del numero de Froude.

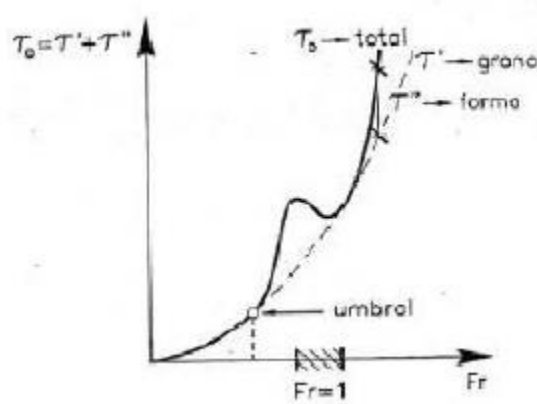


Figura 21. Tensión de corte en función del número de Froude. Weber, 2003.

Vemos un primer tramo en la curva donde toda la resistencia se debe a la rugosidad de los granos (aun no se produce el movimiento). A partir de ese umbral, comienzan a colaborar las formas de fondo (rizos y dunas) aumentando la tensión de corte total. Para números de Froude cercanos a 1, la fricción debida a la forma decrece rápidamente (lecho plano) y la fricción es debida exclusivamente al grano. Para velocidades mayores, las anti dunas incrementan las pérdidas por fricción.

Las particularidades de esta curva explican el hecho comprobado en ciertos ríos de que en cierta región de caudales un caudal mayor circule con un tirante menor (lecho plano). Engelund y Hansen desarrollaron un metodo para predecir la relación profundidad – descarga tomando en cuenta la contribución de las formas de fondo en la rugosidad del canal. Para ello consideraron que la tensión de corte total correspondiente a un determinado caudal en una sección fluvial podía considerarse como suma de dos tensiones, una provocada por la fricción de los granos (τ_o') y otra debida a las formas de fondo (τ_o''), de forma tal que $\tau_o = \tau_o' + \tau_o''$.

Las expresiones son:

$$\tau_o = 0,06 + 0,4\tau_o'^2$$

$$\tau_o = 0,06 + 0,3\tau_o''^{3/2}$$

5.3.4. Tipologías de transporte

El transporte unitario total de sedimentos se expresa en peso o en volumen. Si se expresa en peso se designa con la letra g_x , si se expresa en volumen será q_x . Es muy importante tener en mente que el volumen g_x obtenido con las fórmulas de transporte es el ocupado por las partículas sólidas sin dejar huecos entre ellas. Por tanto, la relación entre g_x y q_x esta dada por:

$$g_x = \gamma q_x \quad (5-30)$$

El volumen real V_x que ocuparía el material transportado, si llegara a depositarse, se obtiene de la relación

$$V_x = \frac{q_x b \Delta t}{1 - n} = \frac{g_x b \Delta t}{\gamma(1 - n)} = \frac{Q_x \Delta t}{1 - n} = \frac{G_x \Delta t}{\gamma(1 - n)} \quad (5-31)$$

Donde γ es el peso específico del agua, Q_x el transporte de sedimentos expresado en volumen, G_x el transporte de sedimentos expresado en peso, b el ancho de fondo del cauce, n la porosidad del material.

Para facilitar el cálculo del transporte de sedimentos, es necesario comprender claramente los datos que se requieren para su cuantificación y agrupar convenientemente los criterios y fórmulas de transporte, se distingue seis clases de transporte.

1. Arrastre en la capa de fondo: es el material del fondo del cauce que es arrastrado por la corriente dentro de la capa de fondo, cuyo espesor es igual a dos veces el diámetro de la partícula considerada. Se calcula en función de las características hidráulicas de la corriente, de la geometría del cauce y de las propiedades físicas del material del fondo.
2. Transporte del fondo en suspensión: está formado por el material del fondo del cauce que es transportado por la corriente en suspensión, es decir, dentro del seno del líquido y arriba de la capa de fondo. El flujo, debido a su velocidad y turbulencia, levanta las partículas del lecho y las mantiene en suspensión, aunque continuamente se produce un intercambio de partículas entre las que hay en la capa de fondo y las que se transportan en suspensión. La concentración o número de partículas en suspensión disminuye cuando la turbulencia y velocidad de la corriente decrece. Se calcula en función de las características hidráulicas de la corriente, la geometría del cauce y las propiedades físicas del material del fondo.
3. Transporte de fondo o transporte total de fondo: está formado por el material del fondo que es transportado por la corriente, tanto dentro de la capa de fondo como en suspensión. Por tanto, el transporte de fondo es igual a la suma del arrastre en la capa de fondo más el transporte de fondo en suspensión.
4. Transporte de lavado: está formado por el material muy fino que es transportado en suspensión y que no se encuentra representado en el material del fondo del cauce. Al considerar una sección determinada, todo el material de lavado procede de los tramos de aguas arriba. Su origen se encuentra en el

suelo de la cuenca erosionado por las gotas de lluvia, o bien, proviene en ocasiones de la erosión que el mismo río produce en sus márgenes. Cuando no se conoce el tamaño de las partículas del fondo, aquellas transportadas en suspensión y menores que $0.062mm$, se consideran material de lavado. El transporte de lavado depende de la cantidad de partículas finas que la cuenca aportada al río bajo la acción de una lluvia. Como no es función de las características hidráulicas de la corriente, solo se puede valorar cuando se toma una muestra de agua con partículas en suspensión y se separa la porción de partículas que no están representadas en la curva granulométrica del material del fondo.

5. Transporte en suspensión: está formado por la totalidad de partículas que son transportadas en suspensión. Por tanto el transporte en suspensión es igual a la suma del de fondo en suspensión más el de lavado. Cuando se toma una muestra de agua en una corriente natural, se obtiene siempre la concentración relacionada al transporte en suspensión, ya que en ella puede haber material de lavado y partículas que proceden del fondo. Una muestra que únicamente tenga material de lavado se puede obtener en la zona de un río en el que las velocidades sean muy bajas y el flujo no pueda levantar las partículas del fondo. Una muestra que contenga únicamente material del fondo en suspensión se obtiene en un canal de laboratorio con fondo arenoso donde se use agua limpia, en la naturaleza se encuentra en algunos afluentes en la zona de montaña y también en los canales de comunicación que hay entre lagunas costeras y el mar, ya que al subir la marea y entrar el agua del mar, esta lo hace generalmente libre de limos y arcillas. Al tomar una muestra de agua-sedimento conviene separar el material que procede del fondo u el material de lavado. La forma práctica de hacerlo consiste en pasar la muestra a través de una malla 200 cuya apertura es $0,074mm$. Las partículas retenidas en la malla corresponde al material del fondo y las que pasan, y quedan en la charola, al material de lavado.
6. Transporte total: está formado por todas las partículas que son transportadas por el río, procedan del fondo o sean de lavado.

La mayoría de los primeros métodos desarrollados para cuantificar el transporte de sedimentos, pretenden obtener el material que es arrastrado en la capa del fondo; sin embargo, las pruebas efectuadas fueron hechas en canales de laboratorio y en ellos, el arrastre se conocía al cuantificar todas las partículas que eran transportadas y llegaban al final del canal. Cuando las velocidades del flujo eran altas, algunas partículas eran transportadas en suspensión, por lo que el transporte obtenido era el total del fondo y no únicamente el arrastre en la capa del fondo.

La división entre arrastre en la capa de fondo y el transporte en suspensión suele ser confuso y poco útil cuando se tiene un material bien graduado en el fondo, existen resultados a partir de varios autores como por ejemplo Van Rijn (1993) que será el utilizado en esta práctica debido a que el programa Delft3D propone su formulación como predeterminada en el cálculo del transporte de sedimentos. Van Rijn propuso una relación empírica para determinar el espesor de la capa de fondo para un conjunto de partículas de distintos tamaños.

5.3.5. Método de Van Rijn

Van Rijn (1993) presenta su método el cual está dominado por fuerzas gravitacionales como por las hidrodinámicas del fluido, mientras que los efectos de la turbulencia sobre la trayectoria de las partículas tienen menor importancia. A su vez el cálculo del transporte total, se calcula como la suma del arrastre de fondo y el transporte en suspensión obtenidos de forma independiente. Desarrollaremos la formulación que Van Rijn expresó en su método para calcular el arrastre en la capa de fondo que fue el considerado en las simulaciones realizadas.

El transporte unitario en la capa de fondo está definido como el transporte de partículas que ruedan o saltan a lo largo de la superficie del fondo y queda definido en $m^3/s.m$ por la expresión:

$$q_B = U_b \delta_b C_b \quad (5-32)$$

Donde U_b es la velocidad de las partículas en la capa de fondo en m/s , δ_b la altura de los saltos, que define el espesor de la capa de fondo, en m y C_b la concentración de partículas en la capa de fondo en m/m .

Los parámetros característicos utilizados para obtener la fórmula anterior son los siguientes: densidad del agua (ρ), densidad de sedimentos (ρ_s), viscosidad dinámica del agua (μ), diámetro de la partícula (D), profundidad del agua o tirante de la corriente (d), pendiente hidráulica (S) y la aceleración de la gravedad (g).

Considerando esas siete variables y mediante el teorema π o de *Buckingham* se obtienen cuatro parámetros adimensionales. Van Rijn propuso que el transporte en la capa de fondo podía ser descrito con precisión por los dos parámetros siguientes:

- a) Parámetro de la partícula o número de Yalin (1963):

$$D_* = D_{50} \left[\frac{(S_s - 1)g}{\nu^2} \right]^{1/3} \quad (5-33)$$

- b) Parámetro de condición de transporte:

$$T = \frac{\tau'_0 - \tau_c}{\tau_c} \quad (5-34)$$

Donde S_s es la densidad relativa de las partículas, ν la viscosidad cinemática del agua y τ'_0 es el esfuerzo cortante que el flujo ejerce en el fondo, asociado a las partículas, dado

por:

$$\tau'_0 = \tau_0 \left(\frac{C}{C'} \right)^2 \quad (5-35)$$

Donde τ_0 esfuerzo cortante que ejerce el fluido sobre el fondo, dado por:

$$\tau_0 = \gamma d S$$

(5-36)

donde C es el coeficiente de rugosidad total del escurrimiento, según Chezy, C' el coeficiente de rugosidad de Chezy asociado a las partículas y τ_c el esfuerzo cortante crítico para iniciar el movimiento de la partícula.

Van Rijn analizó el movimiento y trayectoria de partículas individuales. Para ello partió de las ecuaciones establecidas por White y Schultz (1953) y calibró los coeficientes a partir de observaciones.

Al finalizar su análisis y calibración, Van Rijn obtuvo dos graficas: una para obtener la altura del salto de las partículas y otra para valuar la longitud de ese mismo salto. En lugar de las gráficas se pueden utilizar las ecuaciones aproximadas:

La altura del salto δ_b se obtiene a partir de:

$$\frac{\delta_b}{D_m} = 0.3 D_*^{0.7} T^{0.5} \quad (5-37)$$

Donde D_m es el diámetro medio de la partícula.

Para conocer la longitud de los saltos λ_b , se utiliza la siguiente ecuación:

$$\frac{\lambda_b}{D} = 3 D_*^{0.6} T^{0.9} \quad (5-38)$$

Volviendo a la ecuación (4-32), Van Rijn propuso las siguientes expresiones para valuar cada uno de sus términos:

U_b Se obtiene a partir de un estudio analítico en que obtuvo la velocidad de las partículas como función de las condiciones del flujo y del tamaño del sedimento según la siguiente formula:

$$\frac{U_b}{U_*} = 9 + 1.129 \ln D_* - 8 \left(\frac{\tau_{*c}}{\tau_*} \right)^{0.5} \quad (5-39)$$

La altura de saltos δ_b , se calcula según la formula o la curva obtenida por Van Rijn luego de la calibración de los coeficientes.

Y la concentración de partículas en la capa de fondo C_b , se obtiene de la siguiente relación que surge de un estudio previo:

$$\frac{C_b}{C_0} = 0.18 \frac{T}{D_*} \quad (5-40)$$

Donde C_0 es la concentración máxima posible en la capa de fondo y vale:

$$C_0 = 0.65 \frac{m^3}{m^3} \quad (5-41)$$

Reemplazando todos los valores la ecuación final de Van Rijn para calcular el arrastre de partículas en la capa de fondo se obtiene:

$$\frac{q_B}{[(S_s - 1)g D_{50}^3]^{0.5}} = 0.053 \frac{T^{2.1}}{D_*^{0.3}} \quad (5-42)$$

Donde q_B queda expresado en $m^3/s.m$

5.3.6. Método de Meyer-Peter y Muller

Las fórmulas de Meyer-Peter y Muller para calcular el arrastre en la capa de fondo fueron obtenidas a partir de experiencias realizadas de 1932 a 1948 en el Instituto Tecnológico Federal de Zurich. Un resumen de todas ellas fue presentado en 1948.

Los autores efectuaron cuatro series de pruebas, al final de las cuales propusieron una fórmula para cada una; aunque la última, abarca todos los resultados obtenidos y por tanto, es de carácter general. Dichas pruebas se hicieron para material granular con las siguientes características.

- 1) Partículas de diámetro uniforme con peso específico de $2680 \text{ kgf}/m^3$
- 2) Partículas de diámetro uniforme, pero usando en cada prueba, uno de tres materiales con peso específico diferente.
- 3) Partículas de diferentes tamaños; es decir, granulometrías más o menos graduadas, con peso específico de $2680 \text{ kgf}/m^3$.
- 4) Igual que la 3, pero realizando además pruebas para otros dos materiales con pesos específicos diferentes.

Condiciones, hipótesis y resultados de carácter general.

A lo largo del estudio y durante sus experimentos, Meyer-Peter y Muller establecieron algunas condiciones e hipótesis sobre la forma que se producía el escurrimiento y de su interacción con el sedimento del fondo y las paredes del canal. Las más importantes se describen a continuación y se complementan con otras que están incluidas a lo largo de la presentación de las formulas.

- a. Los autores llevaron a cabo sus pruebas tratando de que el escurrimiento fuera uniforme, es decir, que fueran paralelas la pendiente de fondo S_b , la de la superficie libre del agua S_a y la pendiente hidráulica S . cuando no lograron lo anterior, la pendiente hidráulica la calcularon a partir de las otras dos utilizando la expresión.

$$S = S_a - \frac{U^2}{gd} (S_a - S_b)$$

Donde, d y U son el tirante medio y la velocidad media del escurrimiento y, g es la aceleración debida a la gravedad.

- b. Tomaron en cuenta la rugosidad de las paredes y la rugosidad media del
- c. Cuando trabajaron con partículas de diferentes tamaños, Meyer-Peter y Muller encontraron que el diámetro representativo de la mezcla, que interviene en el fenómeno de transporte, es el diámetro medio valuado mediante la relación

$$D_m = \sum \frac{D_i p_i}{100}$$

Donde, p_i es el porcentaje en peso de cada fracción en que se divide la curva granulométrica y D_i , el diámetro medio de cada fracción, el cual se obtiene directamente de la curva granulométrica o de la relación

$$D_i = (D_{\max i} D_{\min i})^{1/2}$$

Donde $D_{\max i}$ y $D_{\min i}$ son los diámetros máximo y mínimo respectivamente de cada fracción considerada.

Propuso una formula empírica para transporte de sedimentos por capa de fondo. Para sedimentos uniformes y no uniformes utilizo un tamaño de grano de 0.4 a 29mm.

Fórmula General

La serie de ensayos la llevaron a cabo con mezclas de partículas de diferentes diámetros pero para los tres diferentes pesos específicos. De estos resultados obtuvieron una ecuación general para valuar el arrastre en la capa de fondo. La expresión general propuesta es:

$$\gamma \frac{Q_b}{Q} \left(\frac{n'}{n_b} \right)^{3/2} dS = 0.047(\gamma_s - \gamma) D_m + 0.25 \left(\frac{\gamma}{g} \right)^{1/3} g_B^{2/3}$$

Esta fue la primera fórmula dimensionalmente correcta dad por Meyer-Peter y Muller y por tanto, las constantes que en ella intervienen son adimensionales.

Despejando el arrastre en la capa de fondo obtenemos

$$g_B = 8\gamma_s D_m^{3/2} g^{1/2} \Delta^{1/2} \left[\left(\frac{n'}{n} \right)^{3/2} \frac{RS}{\Delta D_m} - 0.047 \right]^{3/2}$$

$$g_B = 8\gamma_s (g D_m^3 \Delta)^{1/2} \left[\left(\frac{n'}{n} \right)^{3/2} \tau_* - 0.047 \right]^{3/2}$$

Estas son las formas más usuales de la ecuación de Meyer-Peter y Muller.

La fórmula original de Meyer-Peter & Müller utiliza el tamaño geométrico medio del grano (D_m) como el tamaño representativo del grano.

El parámetro adimensional de transporte está dado por:

$$\Phi_b = 8(\mu_{MPM} \theta_m - 0.047)^{3/2}$$

En el cual

$$\theta_m = \frac{\tau_b}{\sqrt{\Delta \cdot g \cdot D_m^3}} \text{ parámetro de Shields}$$

La expresión de Meyer – Peter y Muller es una de las más utilizadas en problemas de ingeniería. Se dan a continuación los rangos de valores para los cuales esta ecuación fue determinada:

$$0,4 < D_{50} < 30 \text{ mm}$$

$$1250 < \gamma_s < 4200 \text{ kgf/m}^3$$

$$0,0004 < \theta_{cr} < 0,020$$

6. HERRAMIENTA DE TRABAJO: MODELO DELFT3D

La herramienta empleada en este trabajo, fue un potente programa de modelado numérico llamado Delft3D desarrollado por Deltares, centrándose principalmente en entornos fluviales y costeros. Dicho programa, aplicado a flujos no estacionarios, incorpora los efectos de las mareas, los vientos, la presión atmosférica, las diferencias de densidad (debido a la salinidad y temperatura), olas, turbulencias y permite la simulación del flujo en dos y tres dimensiones con o sin transporte de sedimentos teniendo en cuenta la morfología variable o no.

6.1. ECUACIONES DE LA HIDRODINÁMICA.

Delft3D resuelve las ecuaciones de NS para un fluido incompresible, para aguas superficiales y asumiendo las hipótesis de Boussinesq. El conjunto de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales en combinación con un apropiado conjunto de condiciones iniciales y de contorno es resuelto en una malla de diferencias finitas utilizando el método RANS descrito en el capítulo 4.

Delft3D usa sistemas de coordenadas curvilíneas ortogonales debido a que los límites de un río, un estuario o una región costera son en general curvas y no son representadas fielmente por mallas rectangulares. Los límites se vuelven irregulares y pueden inducir errores en la discretización. Además, estos sistemas permiten un refinamiento de la malla localmente con gradientes horizontales mayores.

Las coordenadas esféricas son un caso especial de las coordenadas curvilíneas ortogonales con:

$$\xi = \lambda \quad (6-1)$$

$$\eta = \varnothing \quad (6-2)$$

$$\sqrt{G_{\xi\xi}} = R \cos \varnothing \quad (6-3)$$

$$\sqrt{G_{\eta\eta}} = R \quad (6-4)$$

donde λ es la longitud, \varnothing es la latitud y R es el radio de la tierra (6378.137Km).

La transformación introduce los términos de curvatura en las ecuaciones de movimiento.

La ecuación de continuidad promediada está dada por:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial [(d + \zeta)U\sqrt{G_{\eta\eta}}]}{\partial \xi} + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial [(d + \zeta)V\sqrt{G_{\xi\xi}}]}{\partial \eta} = Q \quad (6-5)$$

donde Q representa el caudal por unidad de área.

Por otra parte, las ecuaciones de cantidad de movimiento en las direcciones ξ y η están dadas por las expresiones a continuación (5-6) y (5-7) respectivamente.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{v}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{w}{d + \zeta} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{v^2}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\eta\eta}}}{\partial \xi} + \frac{uv}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\xi\xi}}}{\partial \eta} \\ - fv = - \frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\xi\xi}}} P_\xi + F_\xi + \frac{1}{(d + \zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(v v \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) + M_\xi \end{aligned} \quad (6-6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{v}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{w}{d + \zeta} \frac{\partial v}{\partial \sigma} + \frac{uv}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\eta\eta}}}{\partial \xi} - \frac{u^2}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\xi\xi}}}{\partial \eta} \\ - fu = - \frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\eta\eta}}} P_\eta + F_\eta + \frac{1}{(d + \zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(v v \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) + M_\eta \end{aligned} \quad (6-7)$$

El coeficiente de viscosidad vertical está definido por:

$$v_v = v_{mol} + \max(v_{3D}, v_v^{back}) \quad (6-8)$$

con v_{mol} igual a la viscosidad cinemática del agua.

Las variaciones de densidad son despreciables, excepto en los términos de la presión P_ξ y P_η . Las fuerzas F_ξ y F_η representan el balance de las tensiones de Reynolds horizontales. M_ξ y M_η representan la contribución debido a las fuentes o sumideros externos de cantidad de movimiento. Las tensiones de Reynolds son modeladas usando el concepto de viscosidad turbulenta.

Usualmente, las celdas de la grilla son muy amplias y el paso del tiempo es muy grande para resolver la turbulencia. El proceso de turbulencia es un proceso de sub-escala de malla por lo que se deberá elegir las ecuaciones necesarias para asegurar el cierre del modelo.

En simulaciones con las ecuaciones del método RANS, la redistribución de la cantidad de movimiento debido a la variación vertical de la velocidad horizontal es denotada como dispersión.

En modelos 2D, las aceleraciones verticales son despreciadas en la ecuación de la cantidad de movimiento. Los coeficientes de viscosidad y de difusión de fondo horizontal 2D, ν_H^{back} y D_H^{back} , deben ser especificados por el usuario en el menú del programa. Adicionalmente, el delft3D, contiene el modelo de turbulencia en 2D denominado HLES.

En modelos 3D, la velocidad vertical es computada desde la ecuación de continuidad. Además la viscosidad turbulenta ν_H , esta principalmente asociada a la contribución del movimiento de la turbulencia horizontal y es mayor que la viscosidad turbulenta vertical ν_v por la superposición de tres partes:

$$\nu_H = \nu_{SGS} + \nu_v + \nu_H^{back}$$

(6-9)

Una parte debido a la turbulencia horizontal asociada a la sub-escala de malla, otra debido a la turbulencia en 3D y la última debido a la dispersión asociada al método RANS.

Los modelos de cierre del Delft3D para determinar la viscosidad y la difusión turbulenta (DELFT3D-FLOW, User Manual. 2011) son:

- a) De coeficientes constantes.
- b) Algebraico
- c) $k - L$
- d) $k - \epsilon$

Modelo de cierre de coeficientes constantes: es el modelo de cierre más simple y se basa en determinar uno mismo un valor constante.

Modelo de cierre algebraico: se asume un perfil de velocidad logarítmico. Esto lleva a una relación lineal entre la energía cinética turbulenta en el fondo y la energía cinética turbulenta en la superficie libre.

La energía cinética turbulenta k en el fondo y en la superficie libre está determinada basándose en el esfuerzo de corte. La velocidad de fricción en el fondo u_{*b} está determinada a partir de la magnitud de velocidad en el primer punto de la malla por encima del fondo, asumiendo un perfil logarítmico de velocidad:

$$u_{*b} = \frac{k}{\ln\left(1 + \frac{\Delta_{zb}}{2z_o}\right)} u_b$$

Z_o = longitud normal de rugosidad.

U_b = velocidad en el fondo.

Δ_{zb} = es el espesor de la capa de fondo.

Modelo de cierre $k-L$: este es el utilizado por el programa Delft3D. Donde k es la energía cinética turbulenta y L es la longitud de mezcla. En este modelo L está dada analíticamente por la siguiente ecuación

$$L = k(z + d) \sqrt{1 - \frac{z + d}{H}} F_L$$

k = energía cinética turbulenta.

d = profundidad bajo algún plano de referencia.

H = profundidad total de agua.

F_L = función de amortiguación.

La energía cinética turbulenta k viene de una ecuación de transporte que incluye un término de disipación, un término de estabilidad y un término de producción.

Se asumen dos cosas:

- Los términos de producción, estabilidad y producción son los términos dominantes.
- La escala de longitud horizontal es mucho mayor a escala vertical.

Modelo de cierre k - ϵ : en este modelo las ecuaciones de transporte deben ser resueltas por la energía cinética turbulenta k y la energía de disipación ϵ . La longitud de mezcla L está determinado por ϵ y k a través de:

$$L = c_D \frac{k\sqrt{k}}{\epsilon}$$

Donde c_D es una constante que relaciona la longitud de mezcla, la energía cinética turbulenta y la disipación en el modelo k - ϵ .

Se asumen dos cosas:

- Los términos de producción, estabilidad y producción son los términos dominantes.
- La escala de longitud horizontal es mucho mayor a escala vertical.

Debido a esto, la conservación de la cantidad de turbulencia es menos importante y la ecuación de transporte implementa una forma no conservativa.

6.2. ECUACIONES DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

El Delft3D permite simular el transporte de sedimentos dando la posibilidad de elegir tanto su forma de transporte, suspendido o de fondo, como el tipo de sedimento, cohesivo o no cohesivo. En cuanto a las ecuaciones de transporte de sedimentos, nos ocuparemos de las utilizadas en la correspondiente práctica: Transporte de fondo con sedimentos no cohesivos.

El método predeterminado que utiliza el Delft3D está asociado a las fórmulas de *Van Rijn (1993)* pudiendo especificar otro tipo de formulación como por ejemplo las ecuaciones de *Meyer-Peter-Muller (1948)* entre otras e inclusive formulas propias.

Las formulas del método *Van Rijn* utilizadas en este trabajo distingue las siguientes componentes del transporte de fondo:

- Carga de fondo debido a la corriente (S_{bc}).

- Carga de fondo debido a las olas (S_{bw}).
- Carga suspendida debido a las olas (S_{sw}).

Las formulas del método *Van Rijn* distinguen entre el la carga de fondo y la de suspensión mediante la altura de referencia a .

La concentración de la carga de fondo es calculada según Delft3D a partir del método de Van Rijn es:

$$S_b = 0.006\rho_s w_s D_{50} M^{0.5} M_e^{0.7} \quad (6-10)$$

Donde S_b es la concentración de la carga de fondo en $m^3/s.m$, ρ_s la densidad del sedimento, w_s la velocidad de asentamiento para material no cohesivo, D_{50} el tamaño medio del material erosionable y M el número de movilidad del sedimento debido a las olas y a la corriente.

$$M = \frac{v_{eff}^2}{(s-1)gD_{50}} \quad (6-11)$$

donde M_e es el número de movilidad del sedimento excedente.

$$M_e = \frac{(v_{eff} - v_{cr})^2}{(s-1)gD_{50}} \quad (6-12)$$

con:

$$v_{eff}^2 = \sqrt{v_R^2 + U_{on}^2} \quad (6-13)$$

donde v_R es la velocidad equivalente computada a partir de un perfil de velocidades logarítmico, v_{cr} la velocidad crítica para inicio del movimiento y U_{on} la velocidad orbital pico en la dirección de la propagación de las olas.

La fórmula de *Meyer-Peter-Muller* incluye el esfuerzo de corte crítico para el transporte de sedimentos.

La concentración de la carga de fondo es calculada según Delft3D a partir del método de Meyer-Peter-Muller es:

$$S_{bc} = 8\alpha D_{50} \sqrt{\Delta g D_{50}} (\mu\theta - \xi\theta_{cr})^{3/2}$$

Donde S_{bc} es la concentración de la carga de fondo debida a la corriente en $m^3/s.m$ α es un parámetro de calibración, Δ es la densidad relativa $(\rho_s - \rho_w) / \rho_w$, μ es un factor de eficiencia en función del coeficiente de Chezy C, θ_{cr} es el parámetro crítico de movilidad igual a 0.047 y ξ es un factor de exposición u ocultamiento de la fracción de sedimento considerada.

7. PLANTEAMIENTO DE LA MODELACIÓN

En este estudio se consideró un caudal de $600 m^3/s$ (65% Río Grande - 35% Río Reyes) que se ensayó en prototipo. Este caudal corresponde al máximo caudal que puede evacuar el dique móvil, con un tiempo de recurrencia de 2 años. El objetivo de estos ensayos era determinar la operación de compuertas más adecuadas para evitar excesiva erosión aguas arriba del dique móvil al momento de una crecida. Así mismo, los diferentes escenarios que se tuvieron en cuenta, presentaron condiciones hidrodinámicas en dos y tres dimensiones para el análisis de líneas de corrientes, velocidades, tirantes, numero de Froude entre otros. Por último se realizaron simulaciones con procesos de transporte de sedimentos.

Se utilizaron dos mallas, una que contiene a toda la zona de estudio (**¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**) y otra de detalle (Figura 23) que solo contiene a la máxima zona activa por la llamada de las obras de descarga que se desarrolla en un dominio prácticamente de $200 m \times 200 m$ en el prototipo (Figura 24).

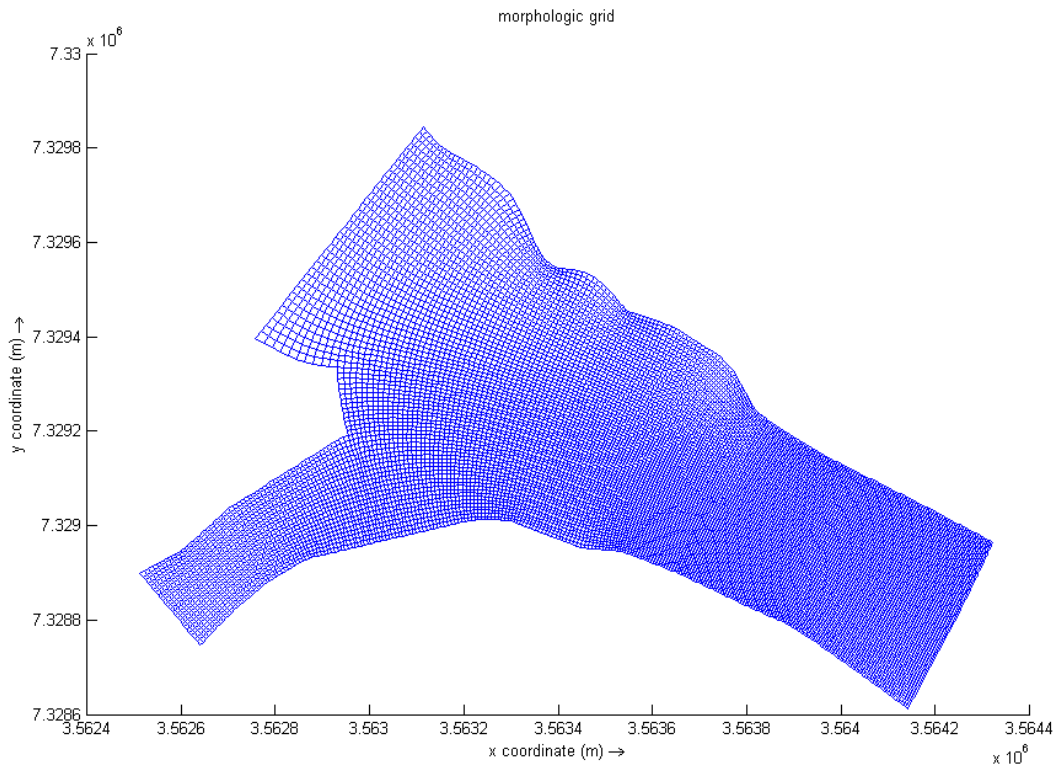


Figura 22. Malla general.

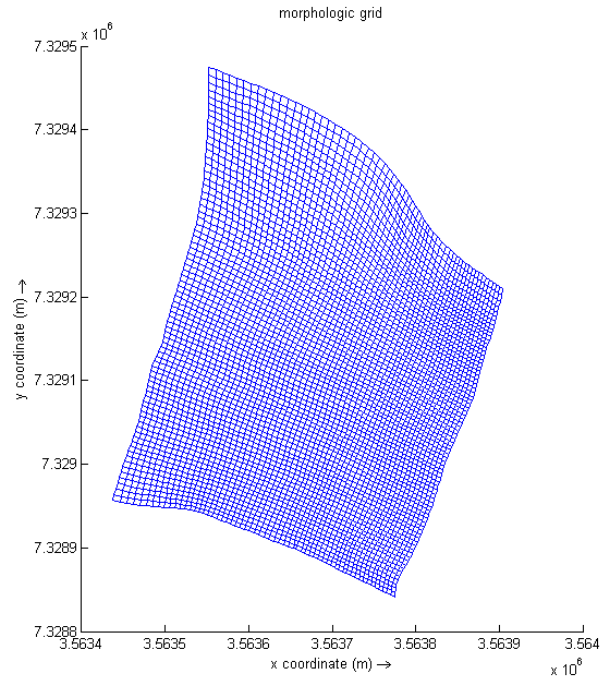


Figura 23. Malla detalle.



Figura 24. Zona activa de llamada del dique móvil.

En la modelación de la topografía de la zona de estudio, se utilizaron como datos de entrada los puntos altimétricos que se utilizaron en el modelo.

La primera malla cuenta con una discretización compuesta de 5187 celdas de un tamaño medio de 6m que se aprecia en la Figura 27 junto a la estructura y a las condiciones de

contorno. La segunda cuenta con una discretización de la malla con 2342 celdas de una tamaño media de 6m y un tamaño de 350m x 500m en correspondencia de la máxima zona activa de llamada del dique móvil (200mx200m) y suficientemente alejada de las condiciones de borde para que las perturbaciones que introducen los contornos no influyan en la zona de estudio (Figura 26).

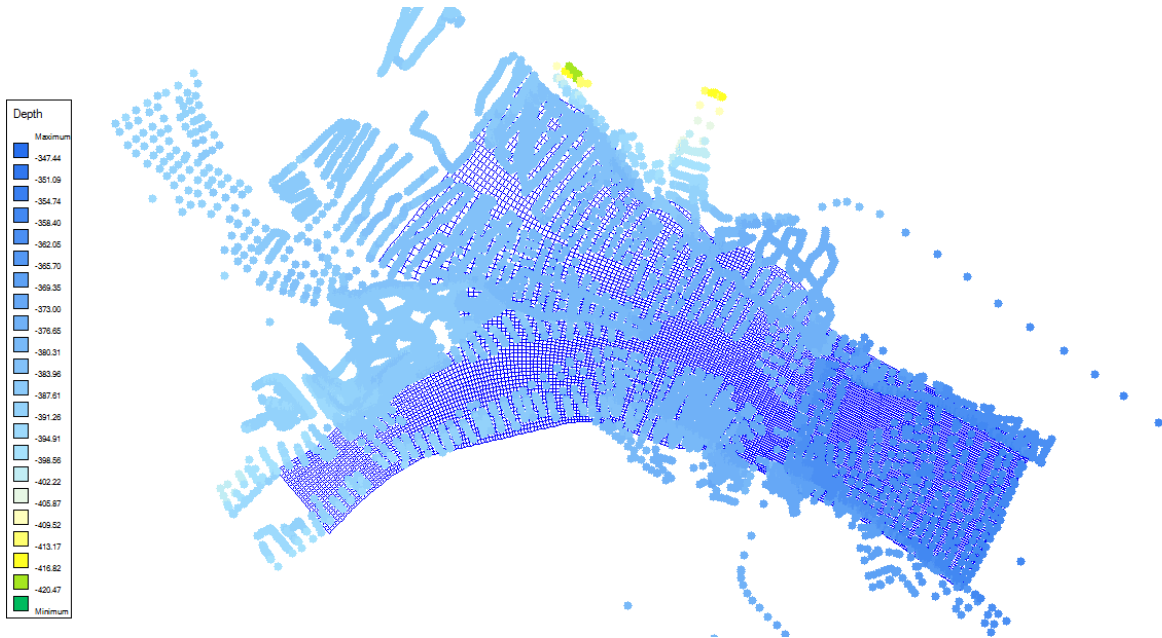


Figura 25. Malla general con los puntos altimétricos y discretización de la malla.

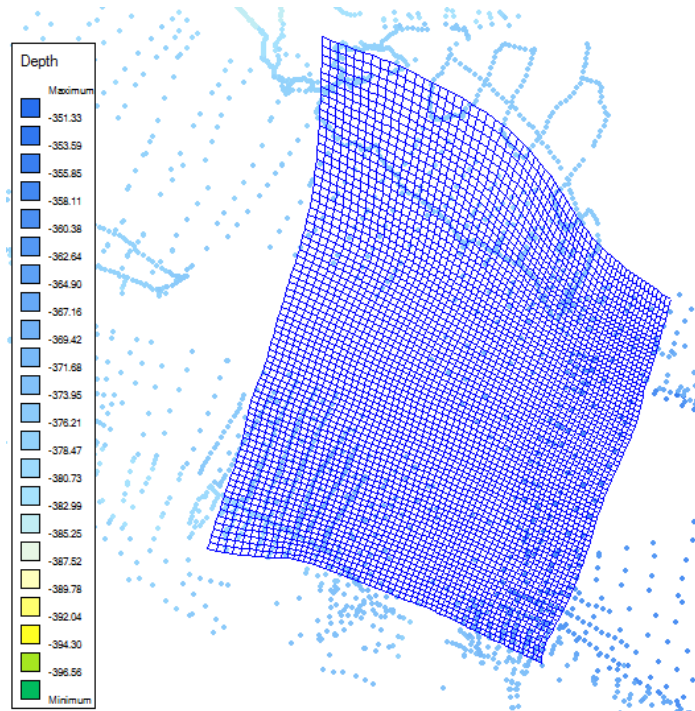


Figura 26. Malla de detalle con los puntos altimétricos y discretización de la malla.

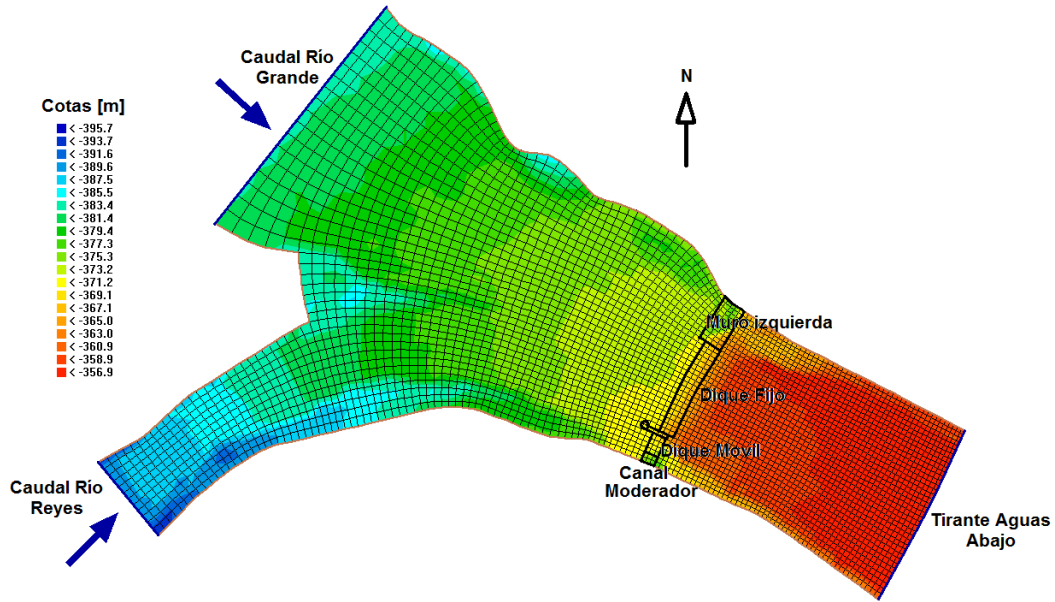


Figura 27. Topografía, discretización de la malla, estructura y condiciones de contorno.

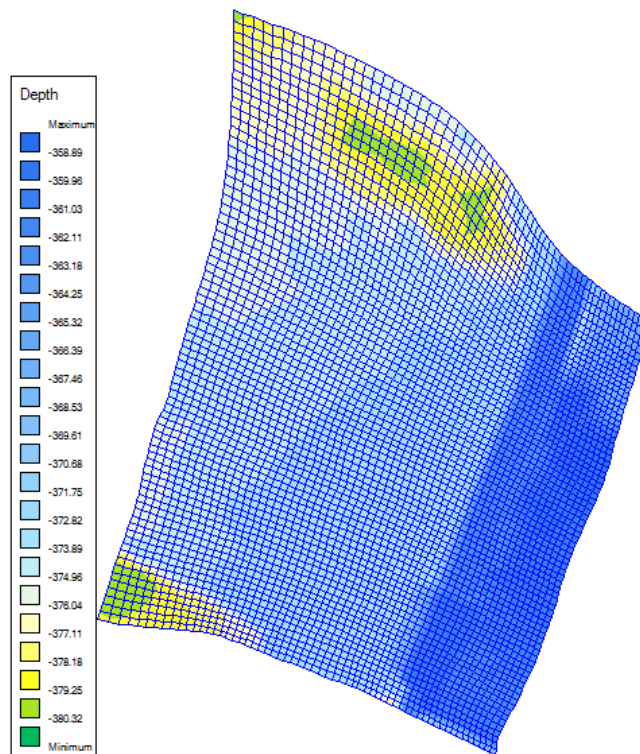


Figura 28. Topografía, discretización de la malla.

Cabe mencionar que se modelaron topografías que correspondían a situaciones utilizadas en los ensayos del prototipo. Las interpolaciones de los datos topográficos se muestran en

las Figura 25 y Figura 26. Además se añadieron estructuras del dique móvil con introducción de “thin dams” (Figura 29) que corresponden a puntos donde no hay intercambio de flujo en la simulación, permitiendo simular las estructuras de los canales.

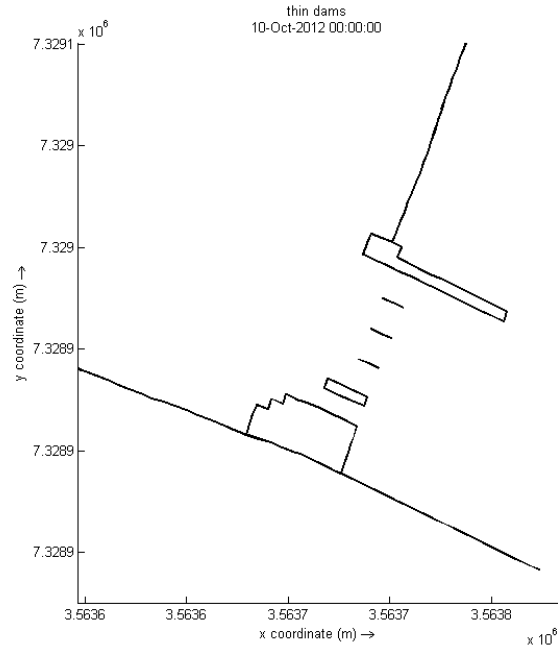


Figura 29. Thin dams.

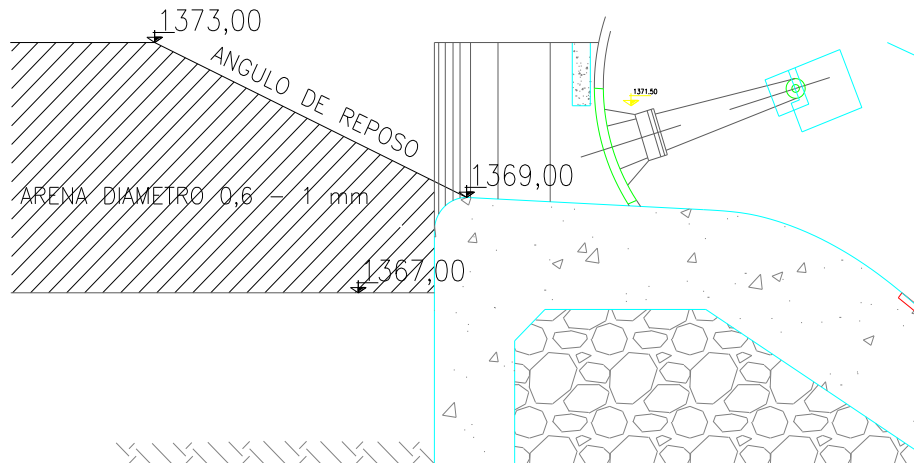


Figura 30. Perfil longitudinal zona de detalle.

Perfil longitudinal: Hacia aguas arriba se mantuvo el ángulo de reposo del material hasta alcanzar la cota del dique fijo (1.373,00). Esto se hizo así ya que si se mantiene la cota 1373 hasta el vano, se colmata de sedimento la compuerta y se complica su apertura.

Además, de esta manera se asegura que el flujo llegue de manera adecuada hasta el vano y al abrir la compuerta no haya ninguna complicación que haga que el flujo a través de la estructura de descarga quede obstaculizado.

Esta cota 1373 aguas arriba del dique móvil fue la empleada en el modelo numérico como se puede observar en la Figura 28.

En resumen, se realizaron las siguientes simulaciones:

1. Casos de hidrodinámica en 2D :
 - c) Malla General: Escenario con compuertas del dique móvil y canal moderador totalmente abiertas definido con topografía no erosionable.
 - d) Malla de detalle: Escenario con compuertas del dique móvil y canal moderador totalmente abiertas definido con topografía no erosionable.
2. Caso de hidrodinámica en 3D:
 - b) Malla de detalle: Escenario con compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas definido con topografía no erosionable.
3. Caso de transporte de sedimentos en 2D:
 - f) Malla general con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn
 - g) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn con las compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas
 - h) . Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn con compuertas de dique móvil abiertas y compuertas del canal moderador cerrado
 - i) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Peter Muller con todas las compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas.
 - j) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Peter Muller con compuertas de dique móvil abiertas y compuertas canal moderador cerrado
4. Caso de transporte de sedimentos en 3D:
 - b) Malla de detalle con formula de transporte de sedimentos de Van Rijn con todas las compuertas del dique móvil y canal moderador abiertas

Los ensayos presentados en la tabla a continuación corresponden a los realizados en el modelo físico utilizando un caudal constante. De todos estos se eligieron los ensayos 26 y 27 para realizar las simulaciones en el programa.

Ensayo N°	Fecha del Ensayo	Río Grande		Río Reyes		Q Total prototipo (m ³ /s)	Estructuras de descarga						
		Q prototipo (m ³ /s)	%	Q prototipo (m ³ /s)	%		CM1	CM2	DM1	DM2	DM3	DM4	DF
24a	05/06/2013	390	65%	210	35%	600	/	/	/	/	P	/	Vierte agua
24b	05/06/2013	390	65%	210	35%	600	P	/	/	/	/	/	Vierte agua
24c	06/06/2013	390	65%	210	35%	600	/	/	/	P	P	/	Vierte agua
25	11/06/2013	390	65%	210	35%	600	P	P	L	L	L	L	No vierte agua
26	17/06/2013	390	65%	210	35%	600	P	P	L	L	L	L	No vierte agua
27	13/06/2013	390	65%	210	35%	600	/	/	L	L	P	L	No vierte agua

Tabla 1. Ensayos realizados en modelo físico a fondo móvil con caudal constante de 600 m³/s.

El ensayo 26 se realizó con todas las compuertas abiertas tanto del dique móvil como del dique fijo. En el ensayo 27 se dejaron abiertas todas las compuertas del dique móvil pero se cerraron las compuertas del canal moderador.

Referencias de la tabla 1:

/ = Estructura cerrada

L = la estructura trabaja con superficie libre

P = la estructura trabaja a presión.

CM= Compuerta de canal moderador.

DM= Compuerta dique móvil.

En la Figura 31 vemos el modelado de la topografía en tres dimensiones.

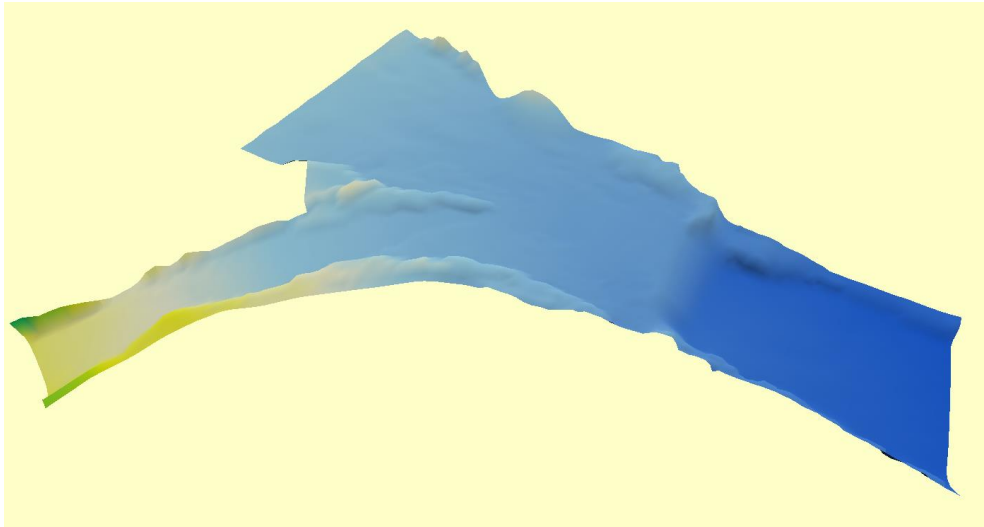


Figura 31. Imagen 3D

El tamaño de la malla y el paso de tiempo utilizado surgen del análisis del número de Courant, que se aplica en la solución de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales para garantizar estabilidad numérica y no debe ser mayor a 2. Su valor está dado por el cociente entre el intervalo de tiempo y el tiempo de residencia en un volumen finito, es decir:

$$C = \frac{\Delta t}{\frac{\Delta x}{v}} = \frac{u \Delta t}{\Delta x} < 2 \quad (7-1)$$

Donde Δt es el paso de tiempo utilizado, Δx es el tamaño medio de celda de malla y v es la velocidad del flujo.

A su vez también nos interesa conocer el tipo de régimen del flujo en cada momento. Para eso analizamos el número de Froude que relaciona el efecto de las fuerzas de inercia y las fuerzas de gravedad que actúan sobre el fluido, es decir:

$$F = \frac{\text{Fuerzas de inercia}}{\text{Fuerzas de gravedad}} = \frac{v}{\sqrt{g y}} \quad (7-2)$$

Donde y es el tirante del flujo y v es la velocidad del flujo.

Su valor nos indica el tipo de régimen de acuerdo a:

$F < 1 \rightarrow$ *Regimen subcrítico*

$F = 1 \rightarrow$ *Regimen crítico*

$F > 1 \rightarrow$ *Regimen supercrítico*

La estrategia de simulación consiste en establecer como condiciones de contorno abierto el caudal en las fronteras de ingreso aguas arriba y el tirante en la frontera de egreso aguas abajo. A su vez, no existe intercambio de masa en los contornos cerrados. En todas las simulaciones realizadas las condiciones de contorno fueron las mismas. Esquemáticamente se tienen las siguientes figuras:

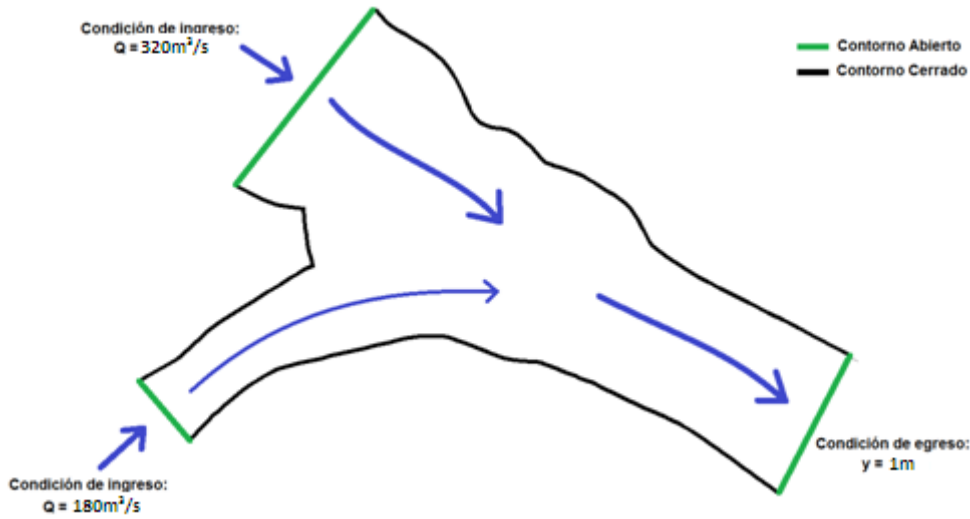


Figura 32. Condiciones de contorno malla general.



Figura 33. Condiciones de contorno malla detalle.

Las condiciones de contorno aguas abajo se obtienen de las curvas H-Q. Para el caso de la malla general se obtuvo de una curva H-Q 500m abajo del dique móvil y para la malla de detalle se obtuvo de una curva H-Q 100m aguas abajo del dique móvil.

Una vez establecidas las condiciones de contorno, se busca que el sistema se encuentre en equilibrio con los parámetros indicados para realizar el análisis correspondiente, para esto es necesario realizar la puesta en régimen del sistema de la siguiente manera: inicialmente toda la topografía se encuentra inundada y posee un valor único en la cota del agua (Figura 34). Seguidamente se realiza un descenso de nivel de tal manera que el tirante coincida con su correspondiente condición de contorno en la frontera de egreso aguas abajo (Figura 35). Esta condición en todo el dominio se logró con 3 días de descenso de nivel y dos días de nivel final constante para lograr la estabilidad de la solución. En la Figura 37 se puede observar la variación lineal del tirante en el tiempo en un punto de control ubicado próximo a la estructura.

Este procedimiento se realiza de igual manera en la malla de detalle, como se puede observar en la Figura 38, Figura 39 y Figura 40.

A continuación veremos la secuencia para establecer el régimen del sistema en la malla general y malla de detalle:

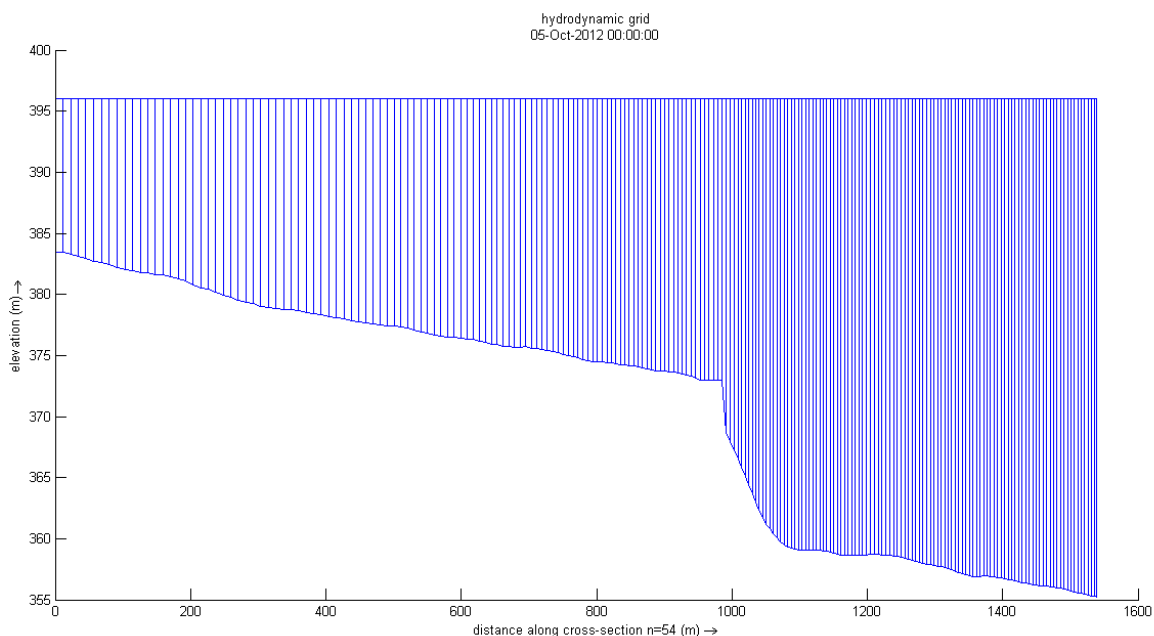


Figura 34. Perfil longitudinal. Secuencia inicial malla general.

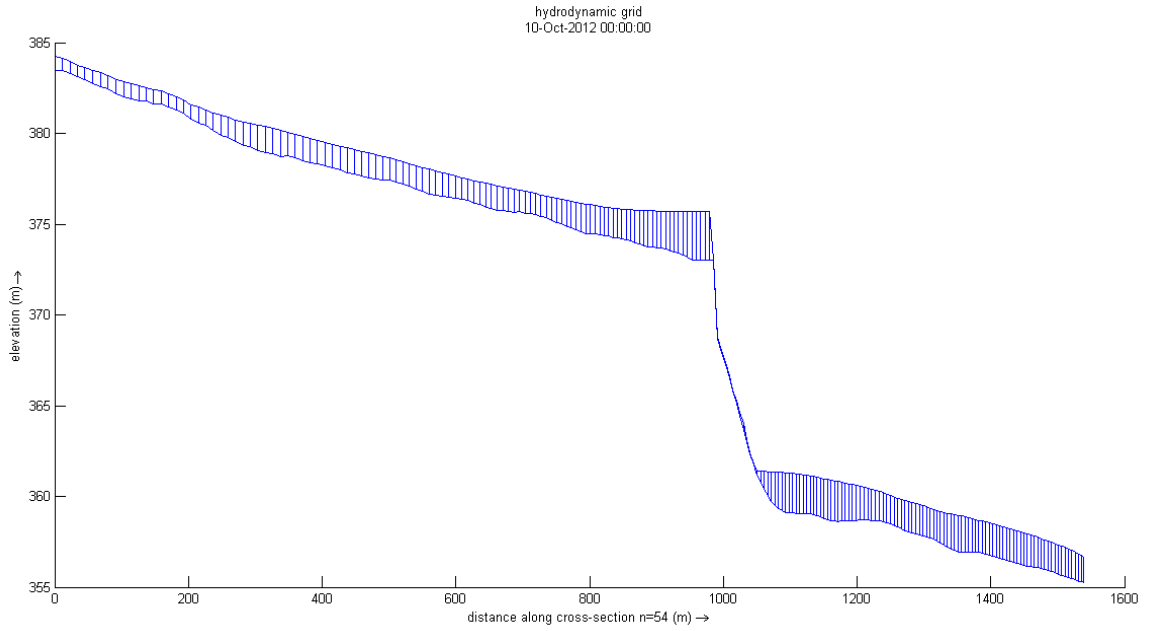


Figura 35. Perfil longitudinal. Secuencia final malla general.

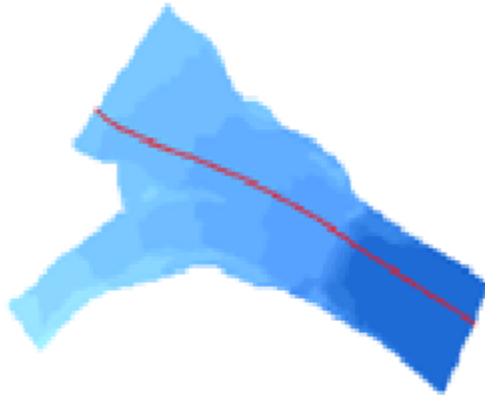


Figura 36. Ubicación en planta del perfil.

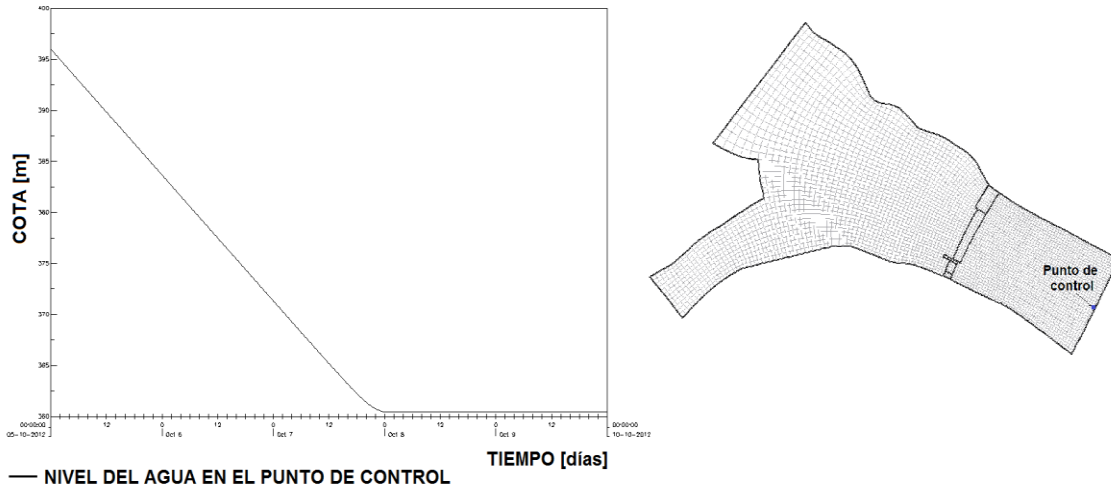


Figura 37. Tirante en función del tiempo en el punto de control aguas abajo de malla general.

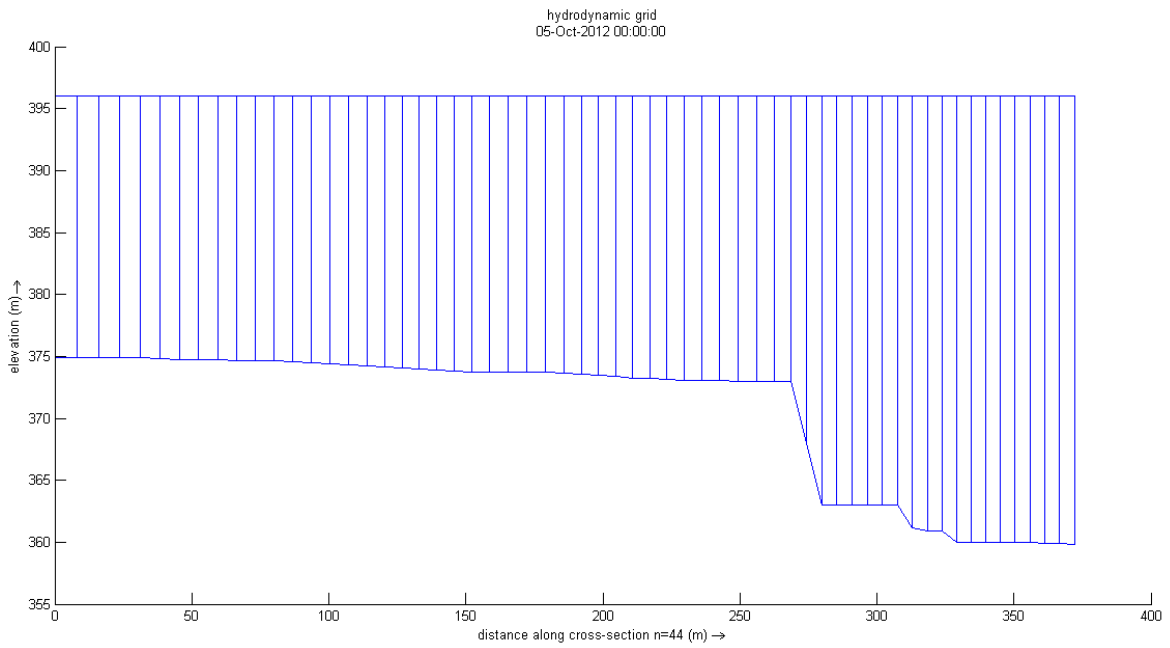


Figura 38. Perfil longitudinal. Secuencia inicial malla detalle.

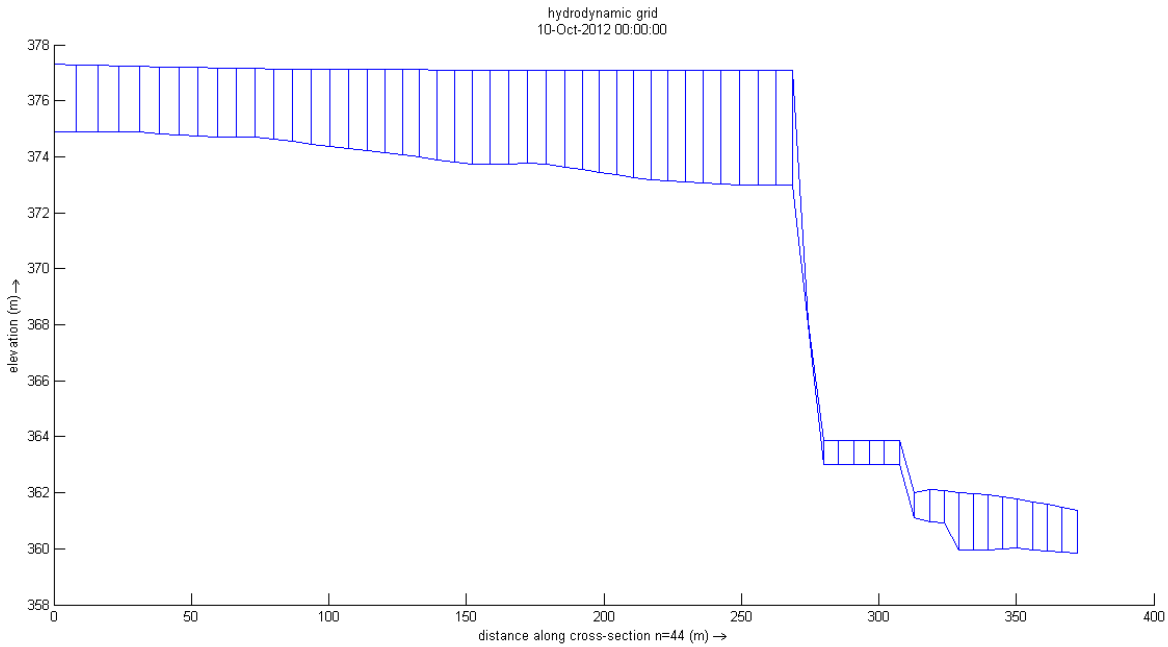


Figura 39. Corte longitudinal. Secuencia final malla detalle.

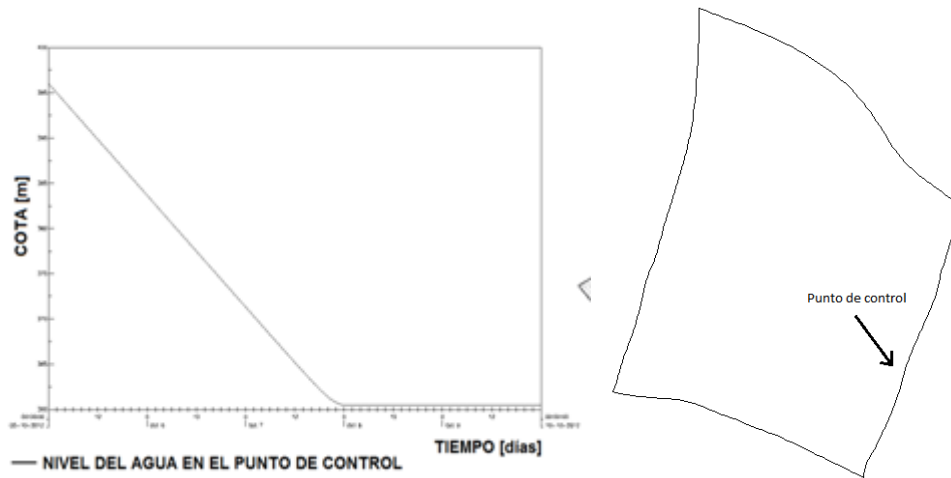


Figura 40. Tirante en función del tiempo en el punto de control aguas debajo de malla detalle.

En la tabla 2 a continuación se detallan los parámetros utilizados para la simulación de los diferentes casos simulados.

PARAMETROS UTILIZADOS	MALLA GENERAL	MALLA DETALLE
Manning	0,1	0,1-1,6
D50	14mm	14mm
Caudal	600m ³ /s	600m ³ /s
Curva H-Q	500m aguas debajo de dique movil	100m aguas debajo de dique movil

Tiempo de bajada	5 días	5 días
Tiempo de simulación	8hs	8hs
Paso de tiempo	0,01min	0,01min

Tabla 2. Resumen parámetros utilizados en la simulación numérica.

7.1. CASOS DE HIDRODINÁMICA EN 2D.

7.1.1. Escenario con compuertas abiertas malla general.

Como se mencionó, este escenario representa al dique móvil y canal moderador con las compuertas abiertas y en este caso, no se añadió la estructura del vertedero. La imagen de la topografía en tres dimensiones resulta como la Figura 17 en donde el círculo evidencia la zona del dique móvil. Todo el dominio es no erosionable y la condición de compuertas abiertas se simula mediante cotas topográficas, con introducción de “thin dams” (Figura 42) que corresponden a puntos donde no hay intercambio de flujo en la simulación, permitiendo simular las estructuras de los canales.

Esta simulación permitió obtener las condiciones de contorno en la malla de detalle analizando los vectores de velocidad próximos a la zona activa de la llamada como así también comprender el funcionamiento de todo el sistema.

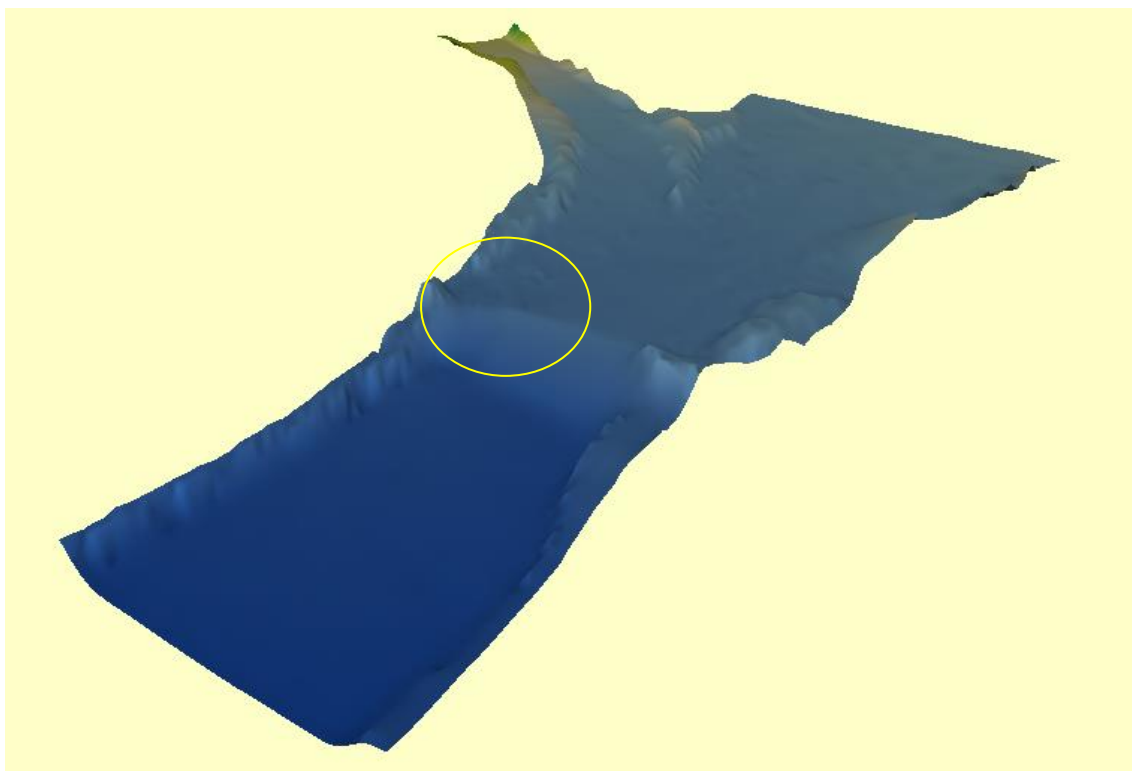


Figura 41. Imagen 3D. Escenario abierto.

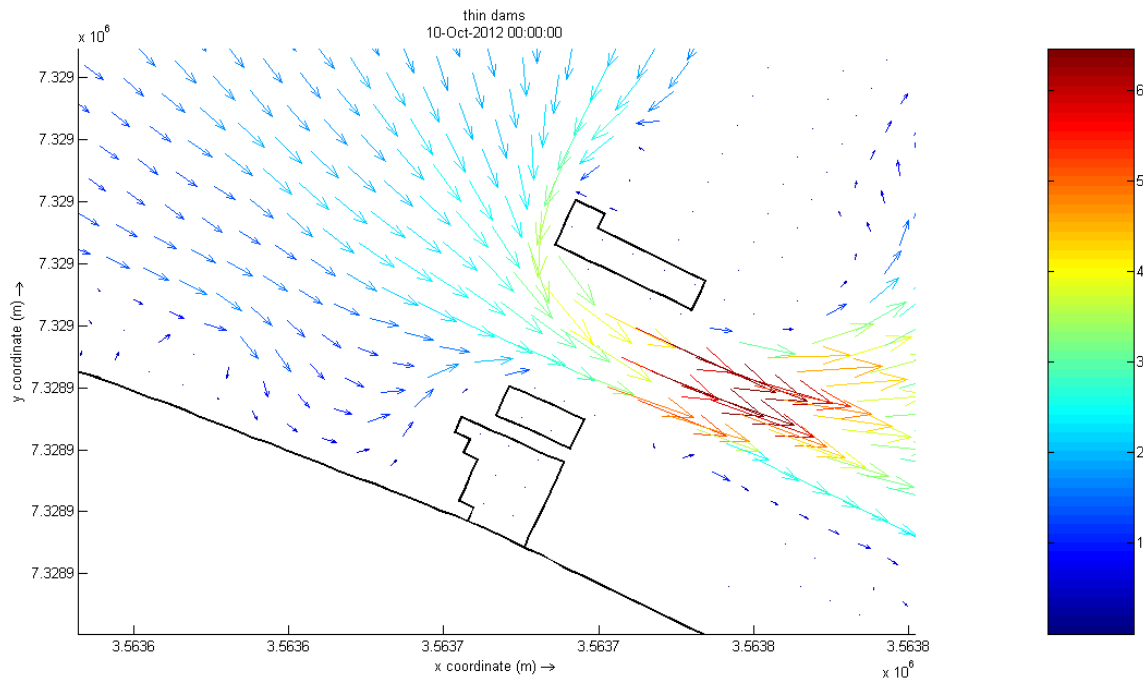


Figura 42. Estructuras representadas a través de thin dams.

El análisis de los resultados se logró a partir del estudio de animaciones e imágenes que brinda el programa como datos de salida. Cabe mencionar que dichos resultados fueron obtenidos de las simulaciones una vez que el sistema se encontraba en equilibrio.

Resumen de las variables de la simulación:

- Tamaño medio de celda de malla: 6 metros.
- Paso de tiempo: 0,1 minutos.
- Número de Courant: 1,8
- Tiempo de simulación: 5 días.
- Número de Manning: 0,1

Cabe mencionar que si bien el número de Manning empleado es bastante elevado, su valor fue estipulado a partir de la bibliografía consultada (M. Romero y A. Vargas , 2008) y en concordancia de permitir un correcto funcionamiento en las simulaciones realizadas. Diferentes autores de esta bibliografía establecían valores del número de Manning entre 0,04 y 0,17 en ríos de montaña según el material y el tipo avenida considerada.

Además el Programa Delft3D, incurría en errores de simulación al establecer valores menores a 0,01 en el número de Manning.

En la Figura 43 y Figura 44 se representan los vectores de la velocidad promedio en planta demarcados por su módulo según una escala de colores. Como se puede apreciar en la figura los valores máximos de velocidad se dan en la entrada del dique móvil debido a que allí tenemos la mayor pendiente. Utilizando un número de Manning $n = 0,1$ en la simulación, la velocidad máxima del flujo es del orden de 3m/s.

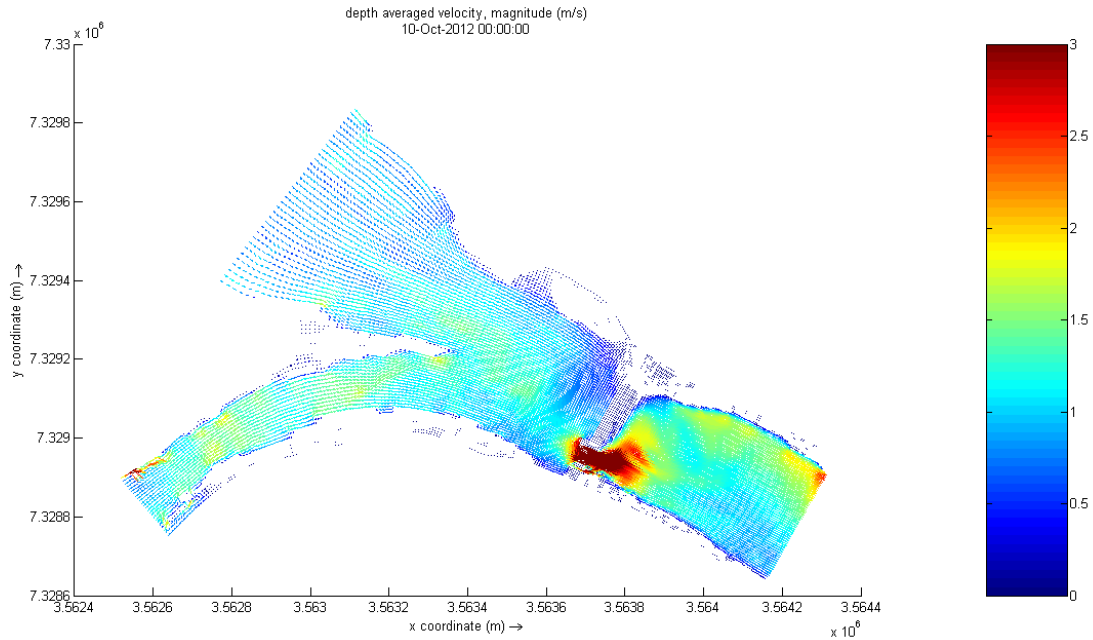


Figura 43. Campo de velocidad media con Manning 0,1.

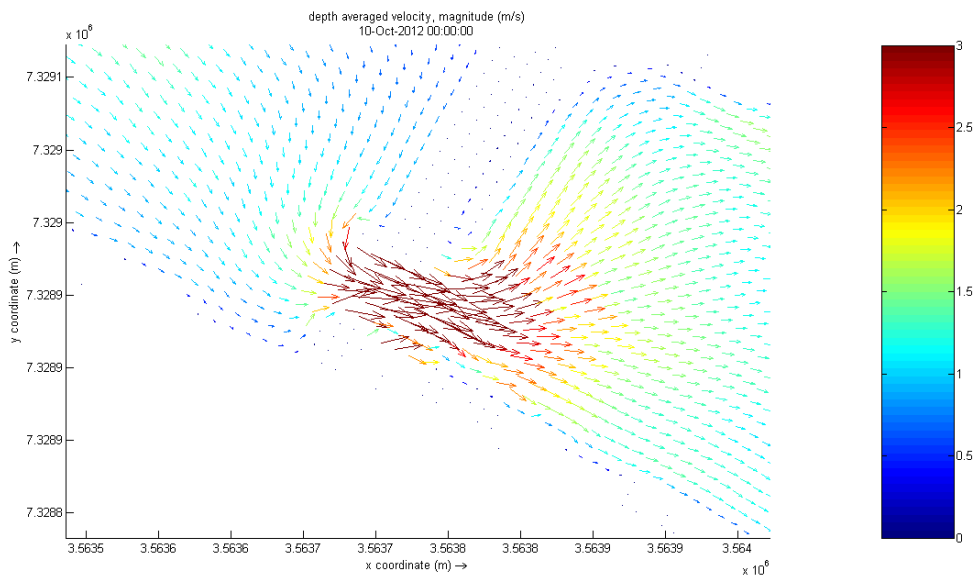


Figura 44. Detalle del campo de velocidad media con Manning 0,1.

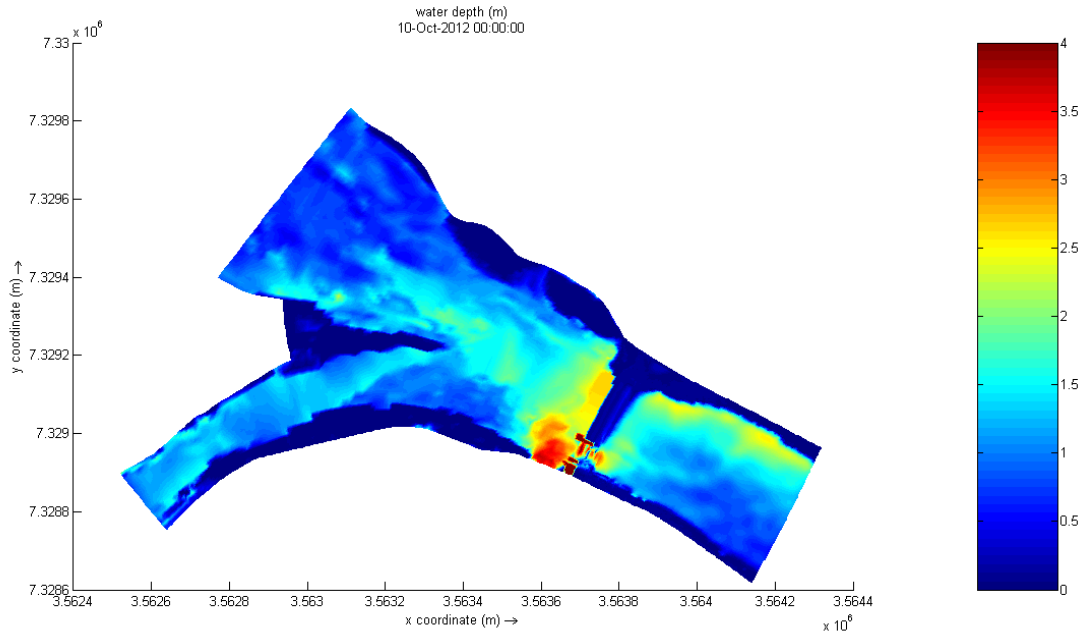


Figura 45. Tirantes.

Luego se puede apreciar el tipo de régimen en el flujo a través del cálculo del número de Froude (Figura 46).

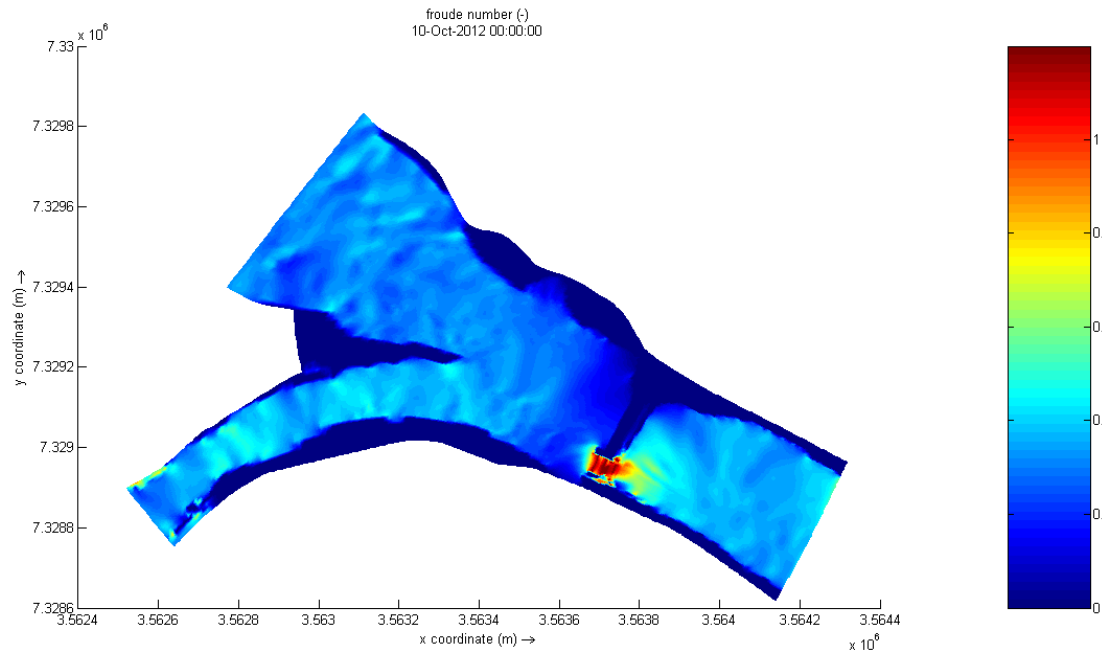


Figura 46. Número de Froude.

Analizando los perfiles longitudinales (Figura 47 y Figura 48), observamos la pendiente de fondo y su correspondiente tirante en una sección media del cauce del río Reyes y Grande respectivamente.

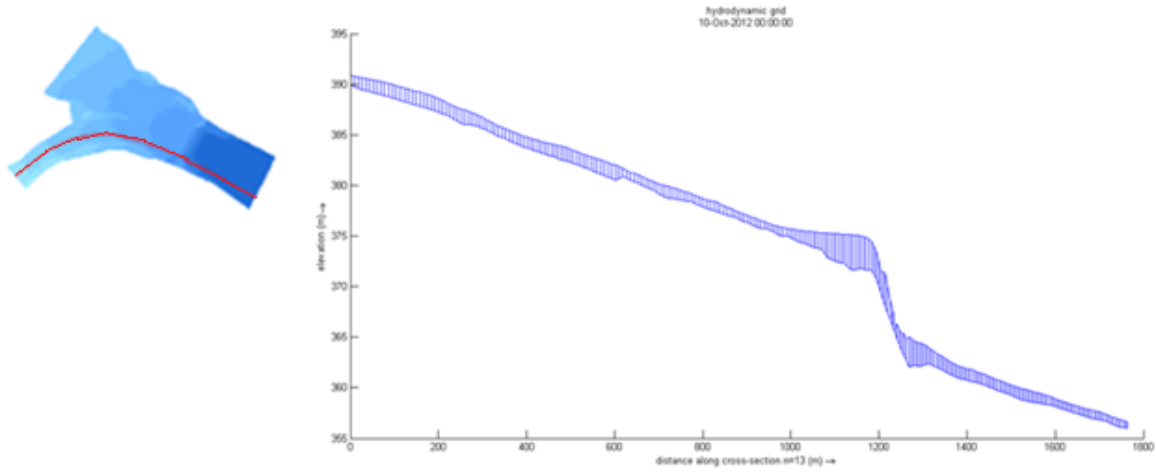


Figura 47. Perfil longitudinal del Río Reyes.

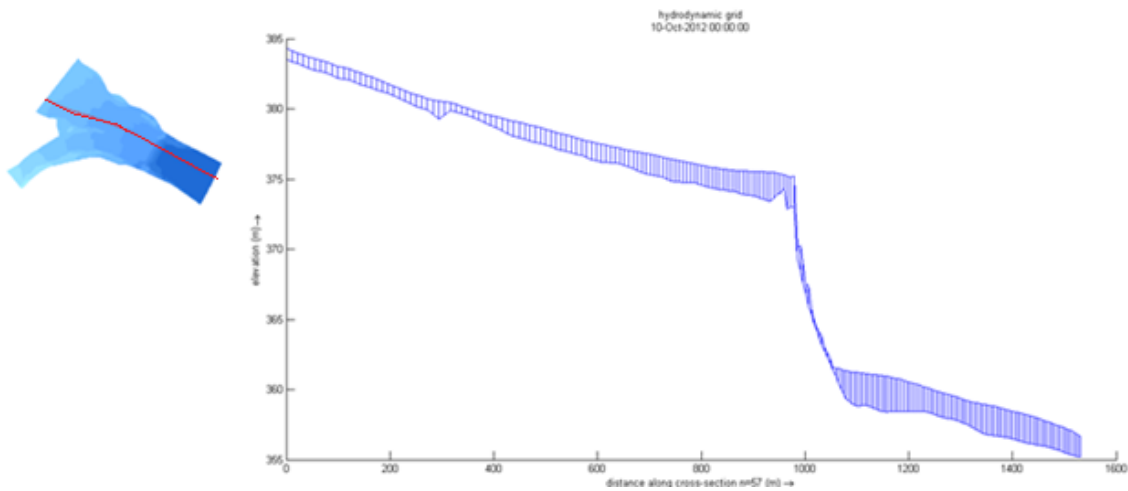


Figura 48. Perfil longitudinal del Río Grande

A continuación se aprecian los perfiles transversales en secciones aguas abajo de la estructura brindando detalles sobre la pendiente transversal con una vista del corte hacia aguas arriba.

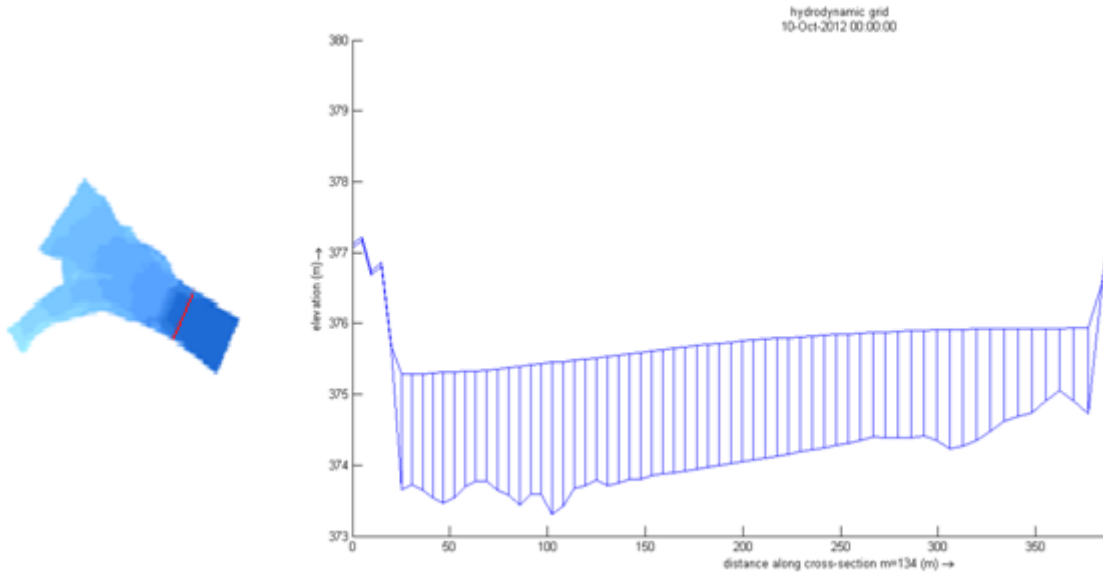


Figura 49. Perfil transversal 100m aguas abajo de la estructura con vista hacia aguas arriba.

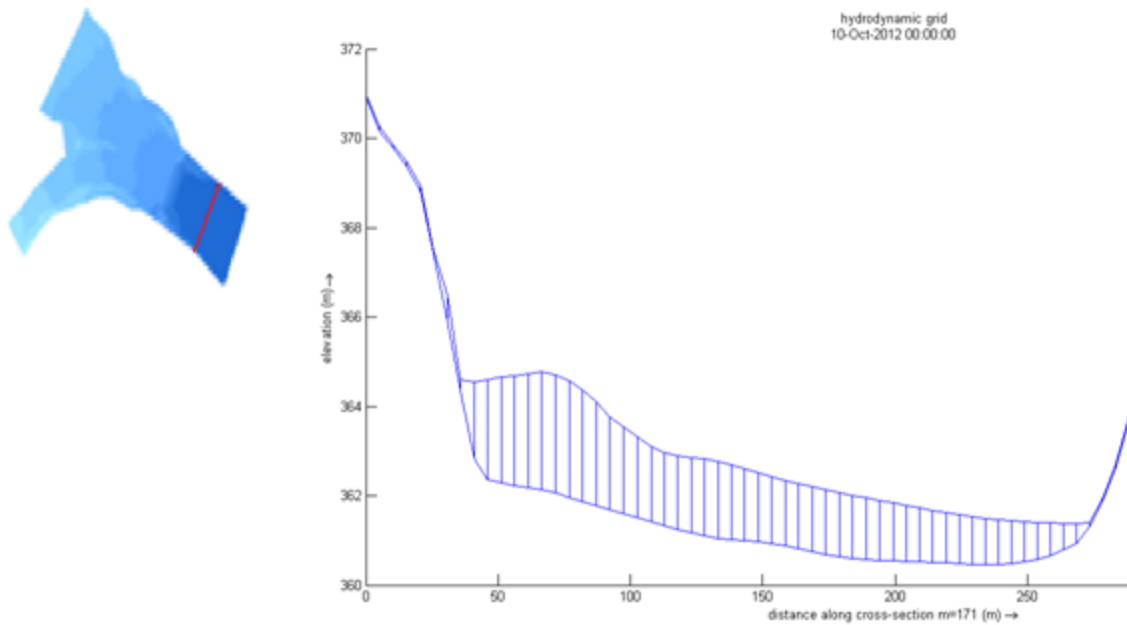


Figura 50. Perfil transversal 300m aguas abajo de la estructura con vista hacia aguas arriba.

7.1.2. Escenario con compuertas abiertas malla de detalle.

Como se mencionó, este escenario representa la zona activa de la llamada del dique móvil y canal moderador con las compuertas abiertas. La imagen de la topografía en tres dimensiones resulta como la Figura 17 en donde el círculo evidencia la zona del dique móvil. Todo el dominio es no erosionable y la condición de compuertas abiertas se simula con introducción de “thin dams” que corresponden a puntos donde no hay intercambio de flujo en la simulación, permitiendo simular las estructuras de los canales.

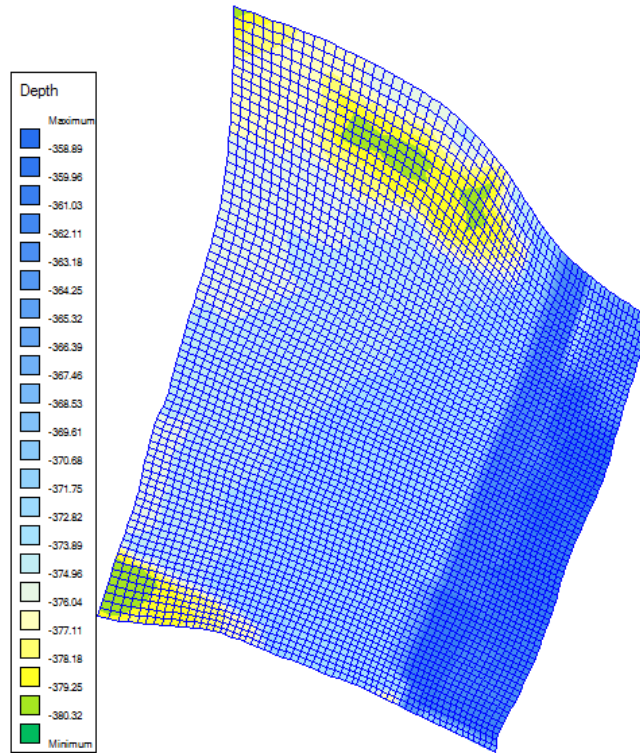


Figura 51. Topografía, discretización de la malla.

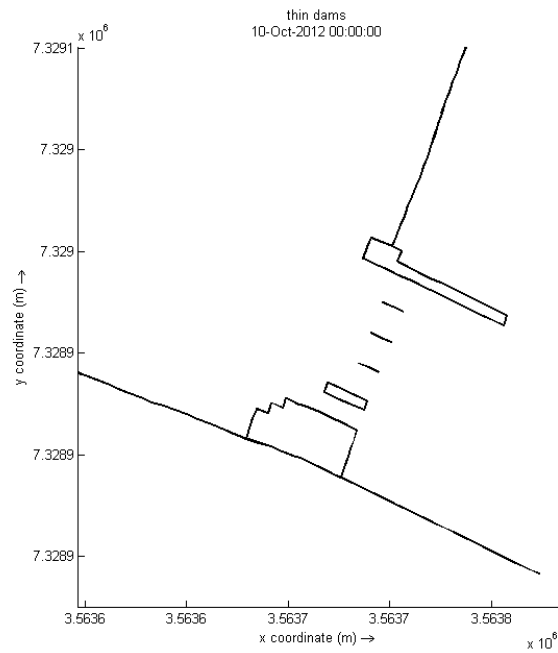


Figura 52. Thin dams.

La condición de contorno se estableció a partir de la malla general, se calibró el campo velocidades obtenido con la malla de detalle y el campo de velocidades obtenido en los ensayos del modelo. Estos valores corresponden a velocidades del orden de 0,5 m/s aguas arriba del dique móvil. Para llegar a esta situación se utilizó inicialmente para la corrida del programa un n de Manning igual a 0,1; luego para llegar a una velocidad similar a la obtenida en el modelo físico tuvo que utilizarse un $n=1,6$.

Es de apreciar que $n = 1,6$ es un valor muy alto si lo comparamos con cualquier bibliografía, pero este valor nos permite obtener condiciones iniciales de velocidad en el programa tales que coincidan con las que se utiliza en el modelo. Esto puede deberse a que el flujo es altamente supercrítico y el numero de Manning ya no tiene más un significado físico sino que pasa a ser un parámetro de calibración libre.

Dique móvil

Para el caudal utilizado de 600 m³/s la velocidad de aproximación al momento de ingresar a la estructura es bidimnesional, con una inclinación motivada por la topografía existente en la zona de aproximación.

Los campos de velocidad obtenidos para $n=0,1$ se pueden apreciar en la

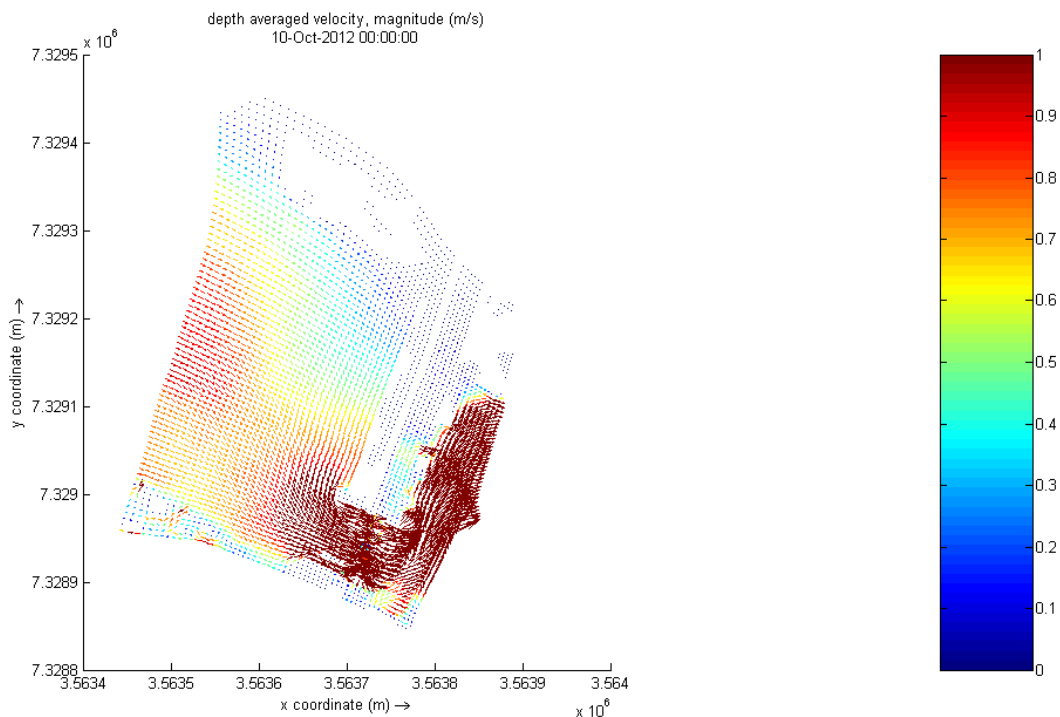


Figura 53 y Figura 54 ¡Error! No se encuentra el origen de la referencia., como se puede apreciar la máxima velocidad de flujo aguas arriba del dique móvil es del orden de 1m/s, con lo que no se tiene condiciones de simulación iguales a las del modelo físico.

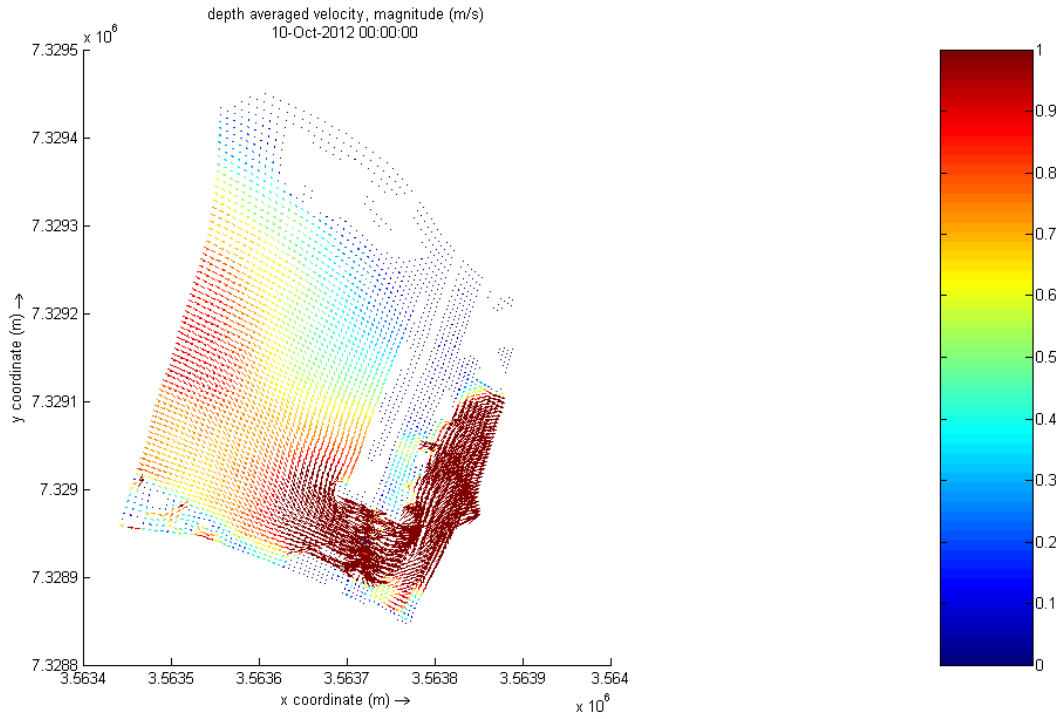


Figura 53. Vectores de velocidad promedio manning 0,1.

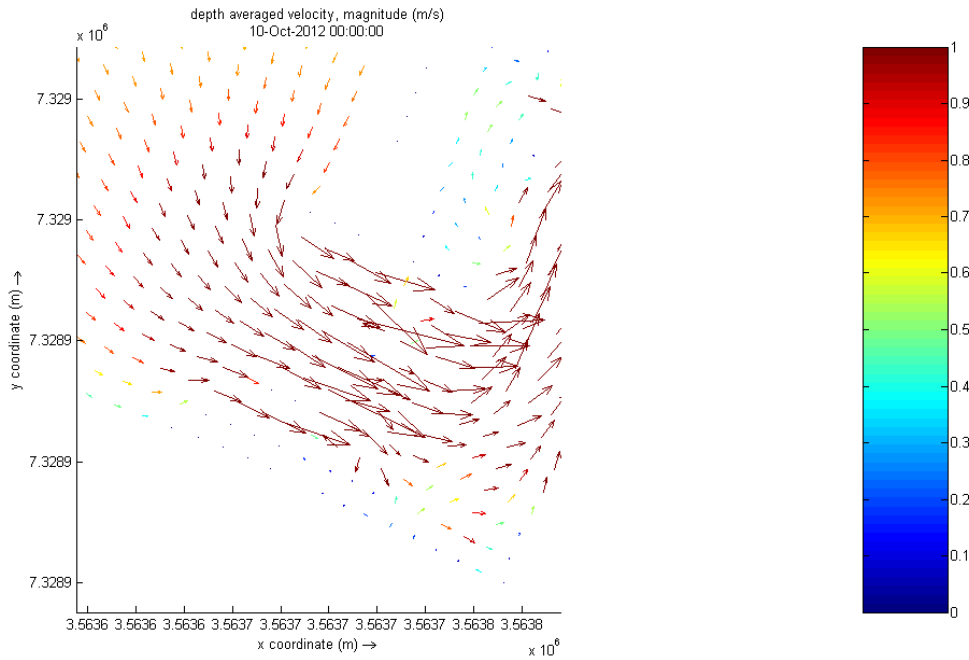


Figura 54. Detalle de los vectores de velocidad promedio n 0,1.

A continuación se muestran los campos de velocidad para $n=1,6$. Como se puede apreciar en la Figura 55 y Figura 56 la velocidad aguas arriba del dique móvil es del orden de 0,5m/s en concordancia con la velocidad que se tiene en el modelo físico.

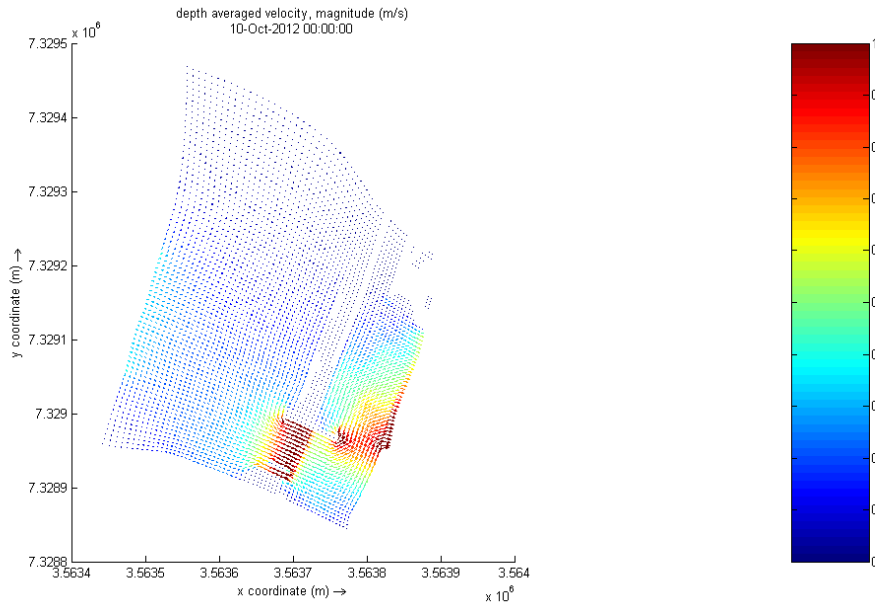


Figura 55. Detalle de los vectores de velocidad promedio n 1,6.

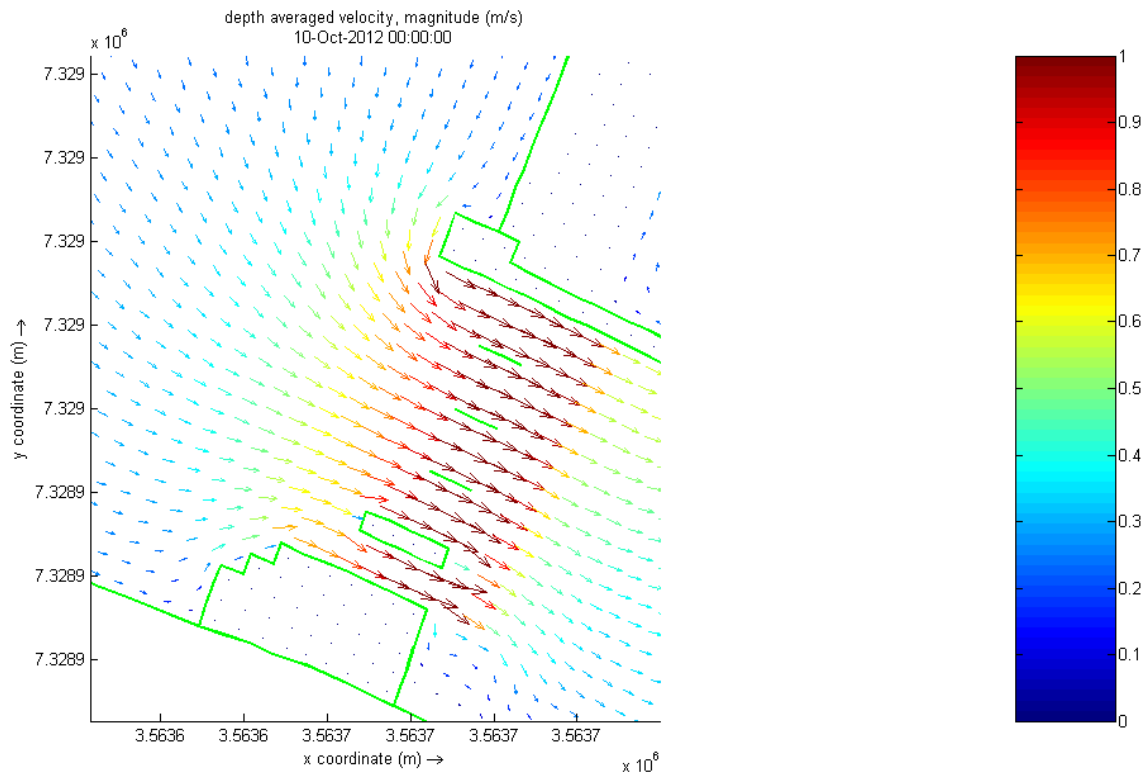


Figura 56. Detalle de los vectores de velocidad promedio n 1,6 y estructura dique móvil.

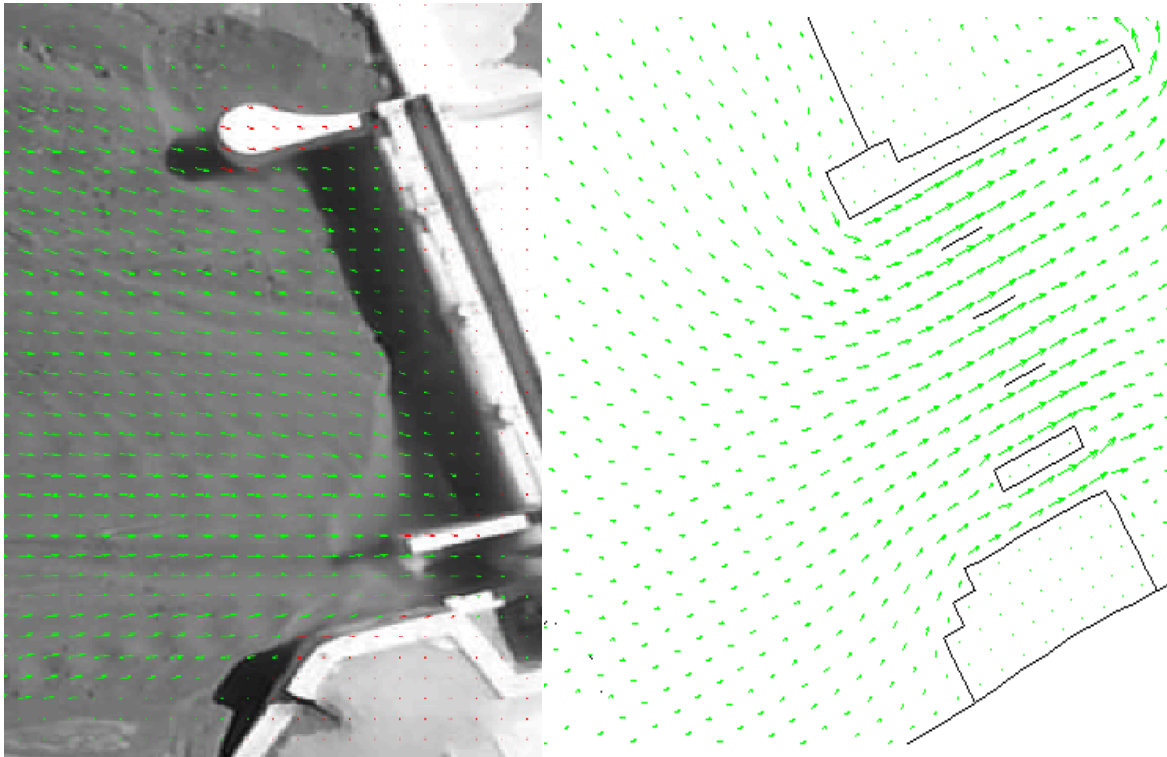


Figura 57. Detalle de trayectoria de los vectores de velocidad promedio en modelo físico (izquierda) y modelo numérico (derecha).

A continuación en la Figura 58 se aprecia el campo de velocidad obtenido en el modelo físico. En la misma se puede apreciar que el mayor valor de velocidad se da en la aproximación al dique móvil, debido a que se tiene mayor pendiente.

La velocidad máxima aguas arriba del dique móvil es del orden de los 0,5 m/s, en concordancia a la obtenida en la simulación con un $n=1,6$ (Figura 59). Mientras que utilizando un $n=0,1$ obtenemos velocidades tres veces mayores a las que se tiene en el modelo físico, del orden de 1,5 m/s, esto se puede apreciar en la Figura 60.

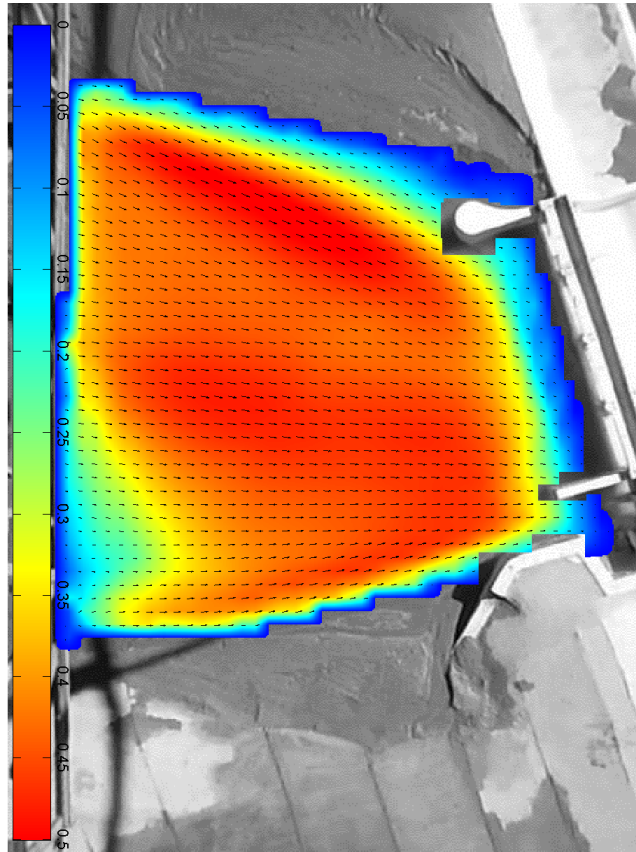


Figura 58. Campo de velocidad modelo físico

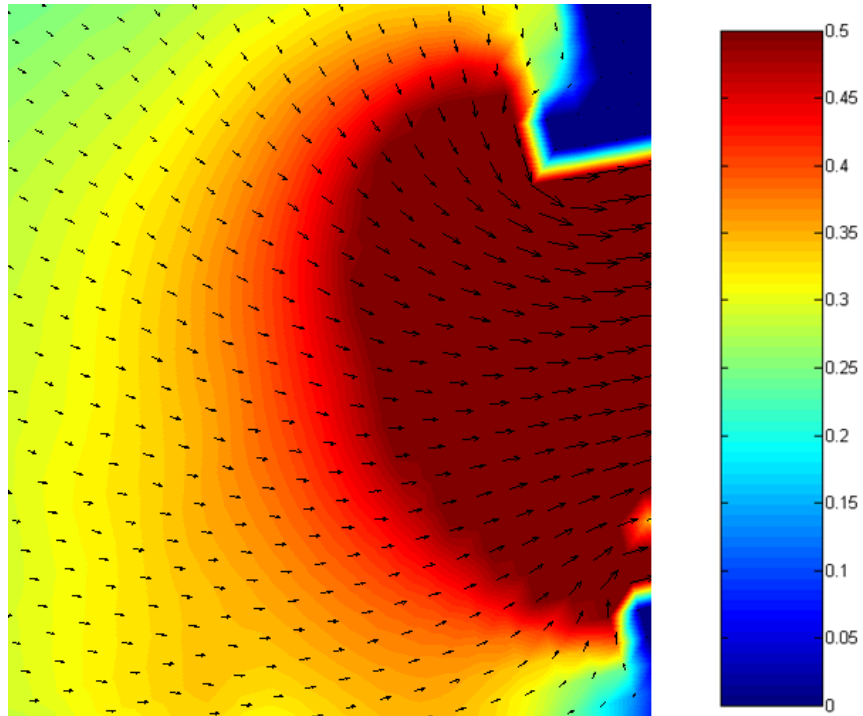


Figura 59. Campo de velocidad modelo modelo numérico con $n = 1,6$.

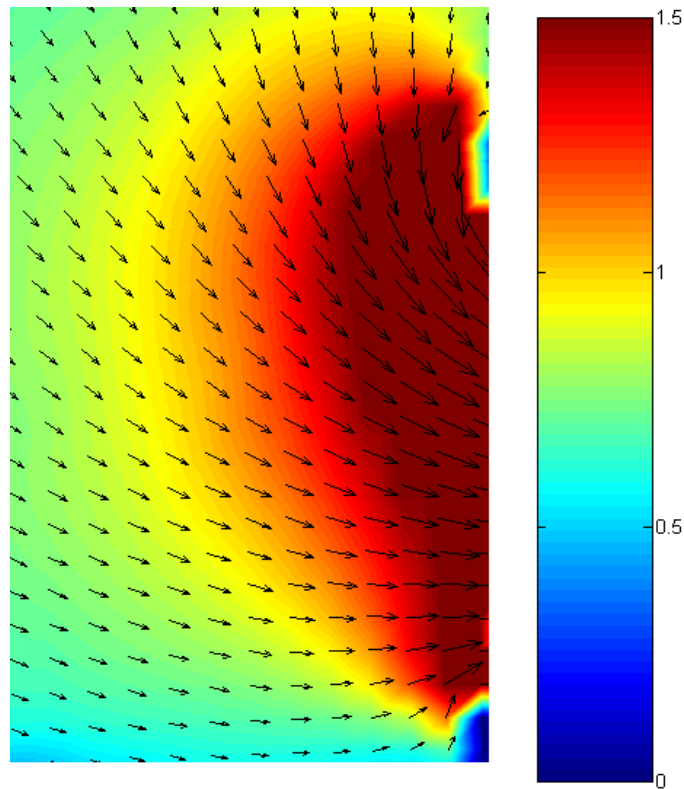


Figura 60. Campo de velocidad modelo modelo numérico $n = 0,1$.

Para obtener el mismo campo de velocidad en el modelo físico y en el modelo numérico, se debe modelar este último con un número de Manning de 1,6; lo que resulta un valor muy elevado si tenemos en cuenta que n debería ser del orden de 0,02 para el caso de gravas y arenas de $D_{50} = 1,4\text{mm}$ como es el caso que se simula.

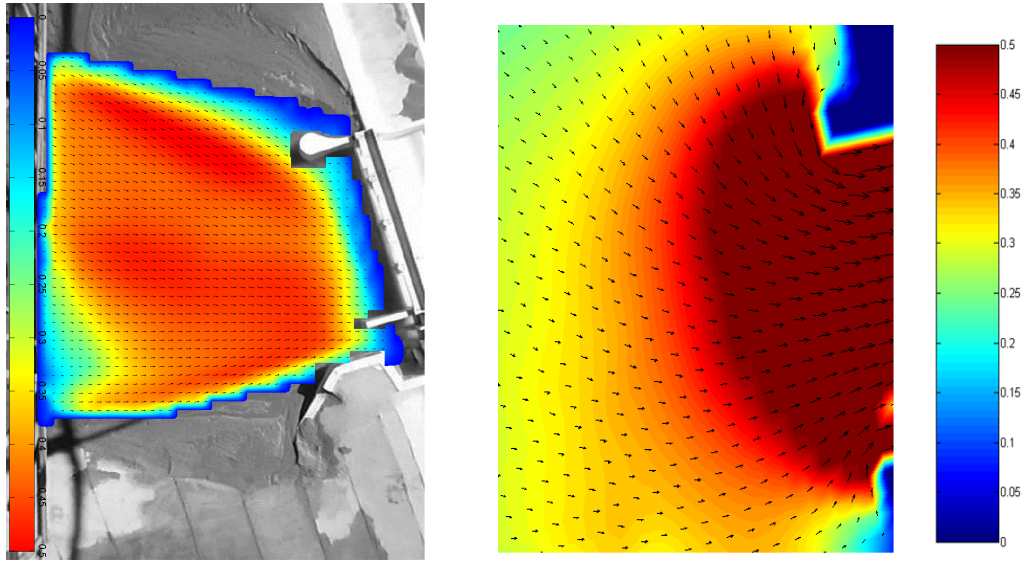


Figura 61. Campo de velocidad modelo físico (izquierda) y modelo numérico con $n=1,6$ (derecha).

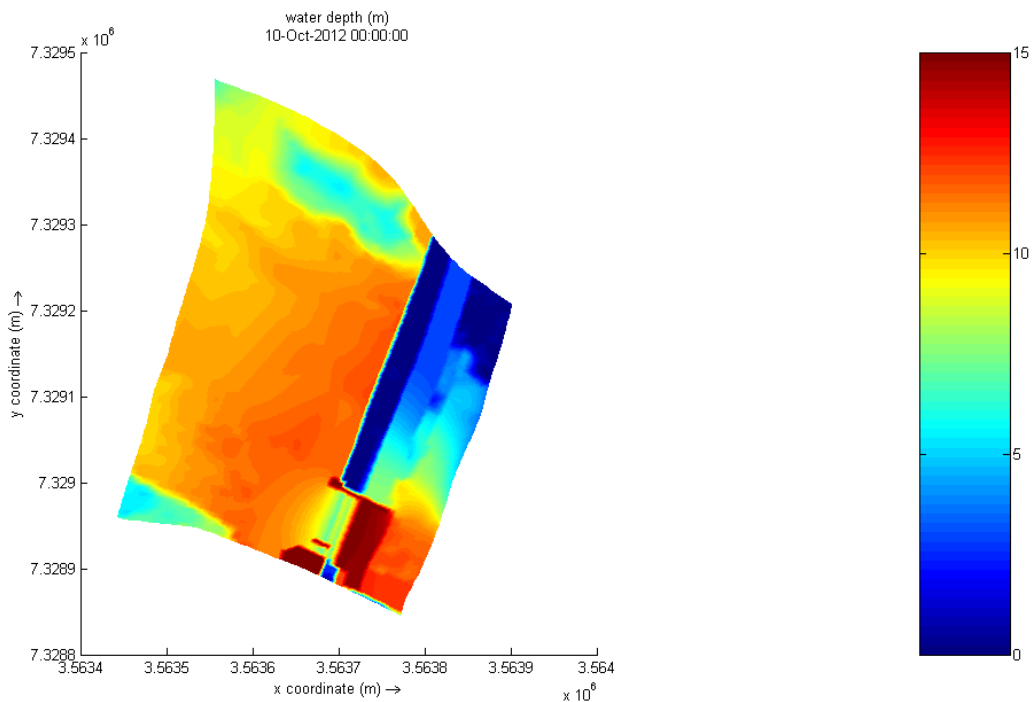


Figura 62. Tirantes.

En la Figura 62 se puede observar que los mayores tirantes se presentan a la salida del móvil

7.2. CASO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTO EN 2D.

Se realizaron simulaciones con escenario con compuertas abiertas y luego con canal moderador cerrado que corresponden a ensayos realizados el modelo físico, añadiendo el transporte de sólidos. Se tuvieron en cuenta las siguientes condiciones iniciales:

- El transporte de sedimentos se inicia a partir de un escenario hidrodinámicamente estable que surge de las pruebas anteriores.
- La simulación representa 8 horas de crecida a caudal de 600 m³/s constante.
- La topografía se divide en zonas erosionables y no erosionables como se puede apreciar en la Figura 63 y Figura 64. El límite entre las dos zonas está dado por el dique móvil.
- El espesor del estrato erosionable tiene un máximo de 15 m
- El tipo de sedimento es no cohesivo.
- El tamaño del material erosionable (D_{50}) es de 14 mm.

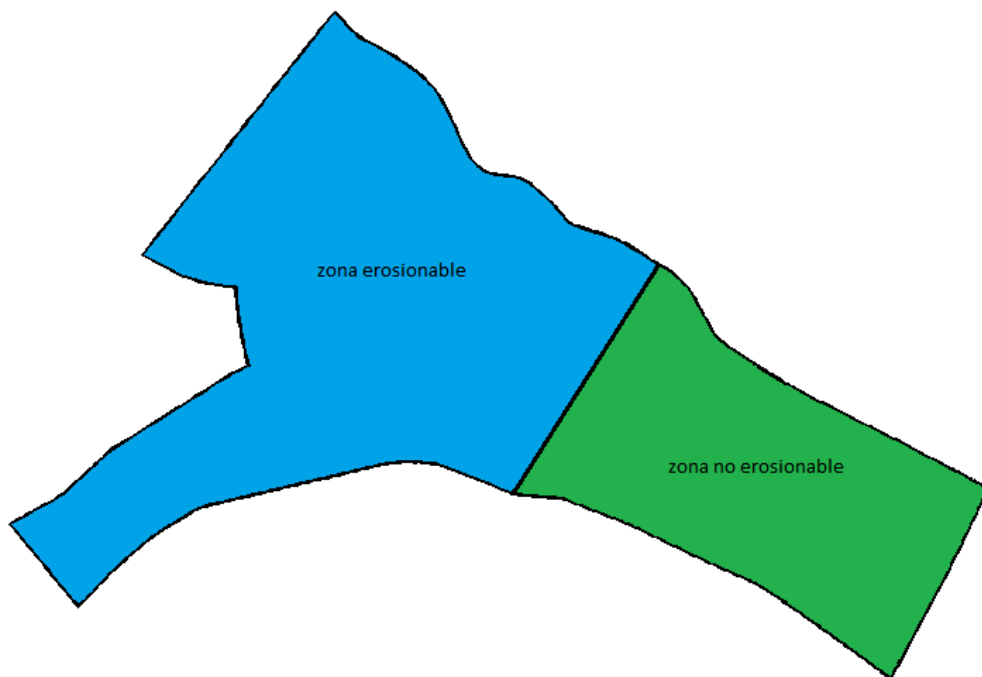


Figura 63. Zonas erosionables y no erosionables malla general.

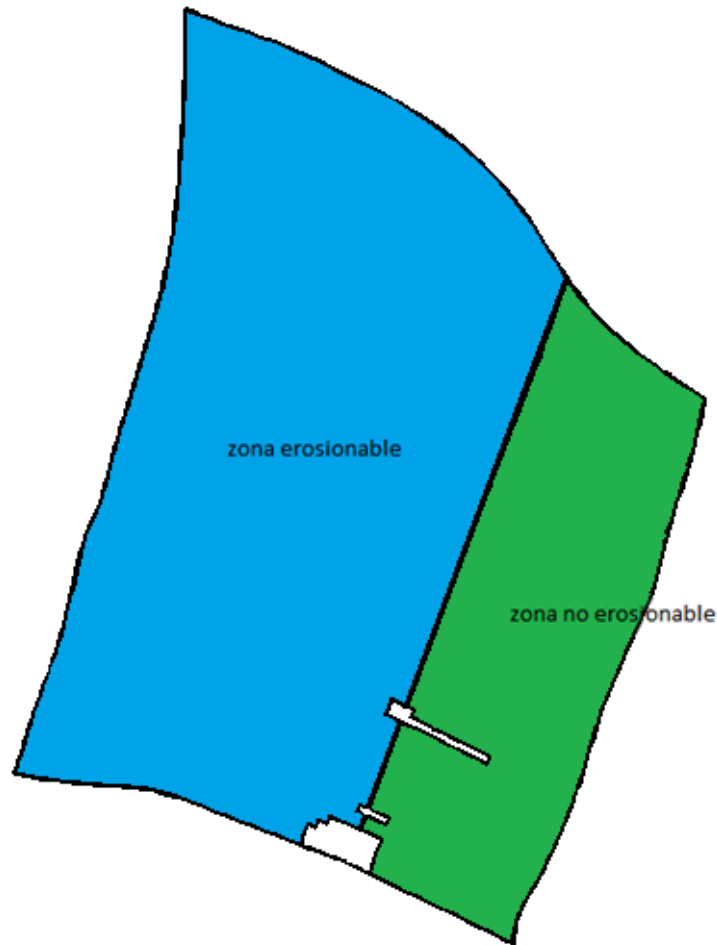


Figura 64. Zonas erosionables y no erosionables malla de detalle, con estructuras del dique móvil.

Del mismo modo que en los casos de hidráulica en 2D, simulamos un escenario con compuertas abiertas pero en este caso añadimos transporte de sedimentos. Se ensayaron dos casos, uno con fórmula de transporte de sedimentos de Van Rijn que viene por defecto en el programa y otro con fórmula de Meyer-Peter-Muller.

A través de las simulaciones realizadas se busca obtener una fosa de erosión del orden de 8m de profundidad aguas arriba del dique móvil, dicha profundidad corresponde a la erosión obtenida en el modelo físico.

La topografía natural está representada por la Figura 27, basta añadir la estructura del vertedero que no se encuentra representado en la figura anterior.

Además se tuvieron en cuenta las siguientes variables:

- Tamaño de celda de malla: 6 m.
- Paso de tiempo: 0,1 minutos.
- Número de Courant: 1,8.

- Tiempo de simulación: 8 horas.
- Número de Manning: 0,1 y 1,6

7.2.1. Escenario con compuertas abiertas con malla general fórmula Van Rijn.

A continuación se muestran los resultados obtenidos. Utilizando la fórmula de transporte de sedimentos de Van Rijn y un $n=0,1$ se obtiene una erosión máxima del orden de los 5m aguas arriba de la estructura del dique móvil como se puede apreciar en la Figura 65 y Figura 66.

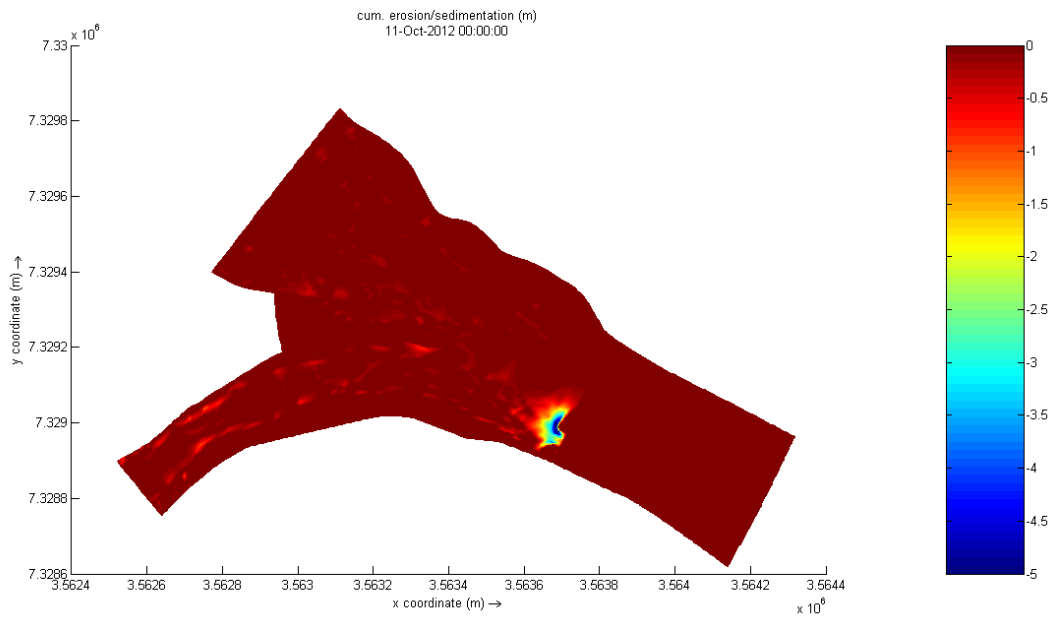


Figura 65. Erosión compuertas abiertas en malla general $n=0,1$.

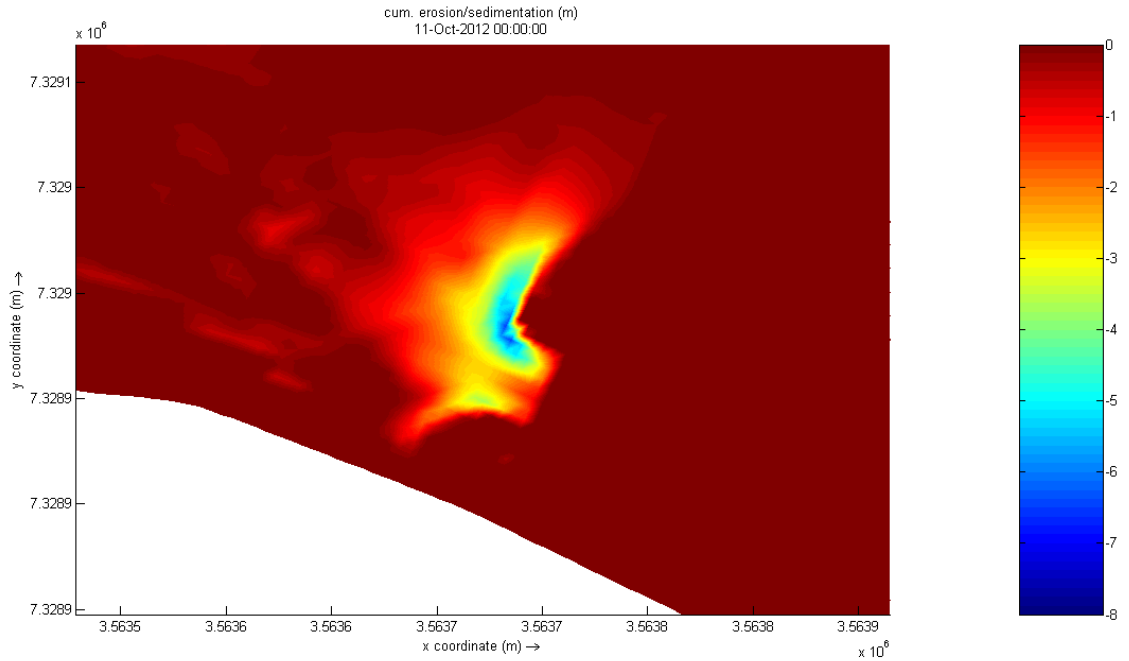


Figura 66. Erosión compuertas abiertas en malla general n 0,1.

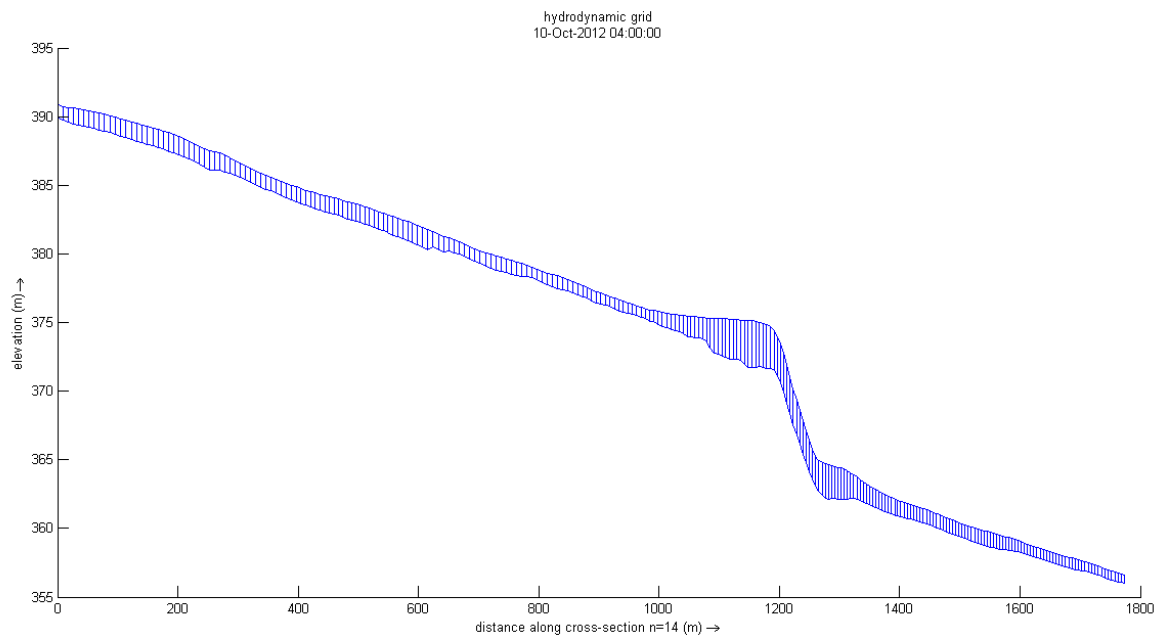


Figura 67. Corte longitudinal en una sección media del cauce del rio Reyes.

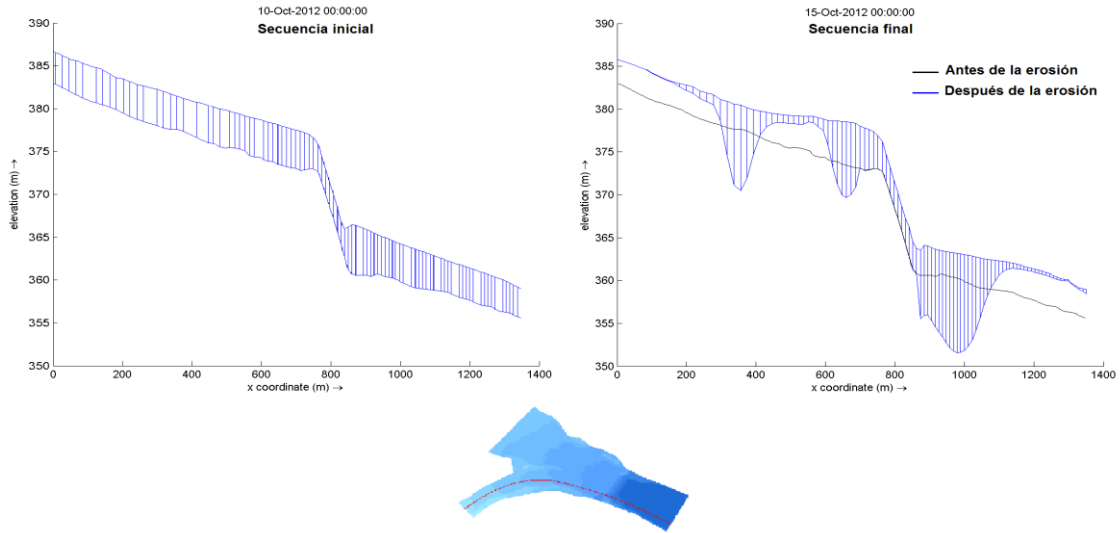


Figura 68. Corte longitudinal y secuencia de erosión

7.2.2. Escenario con compuertas abiertas con malla de detalle con fórmula Van Rijn.

A continuación se muestran los resultados obtenidos en la malla de detalle. Utilizando la fórmula de transporte de sedimentos de Van Rijn y un $n=0,1$ se obtiene una erosión máxima del orden de los 1m aguas arriba de la estructura del dique móvil como se puede apreciar en la Figura 65 y Figura 66. Utilizando la misma fórmula con un $n=1,6$ se obtiene una erosión del orden de 8m como se puede ver en las que se corresponde a la obtenida en el modelo físico, esto se puede apreciar en la figura 75 y 76.

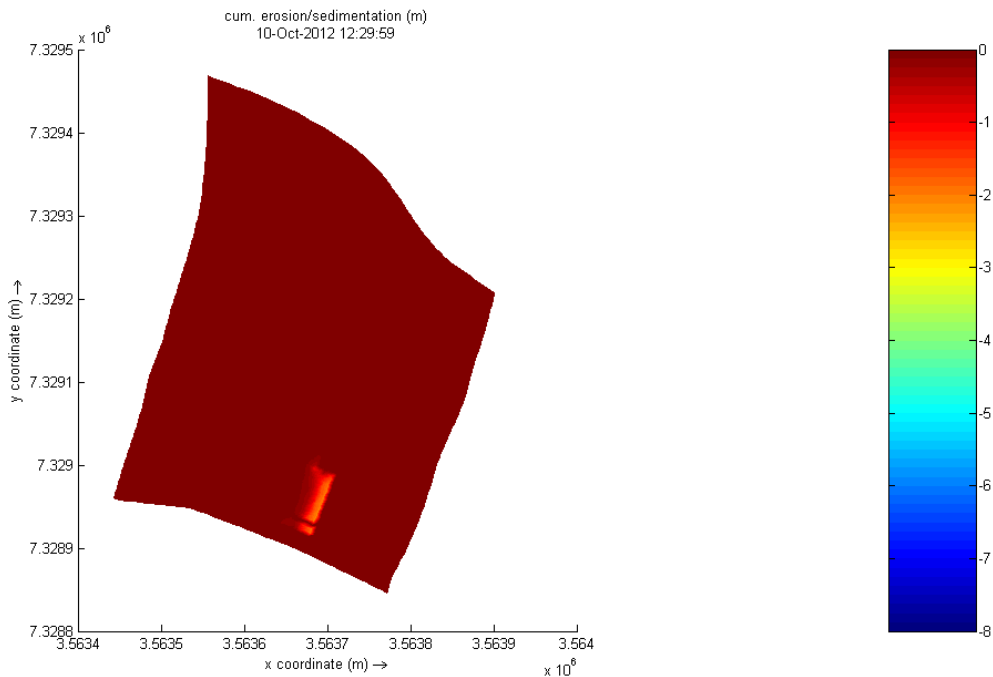


Figura 69. Erosión malla de detalle $n=0,1$ D50 1,4mm .

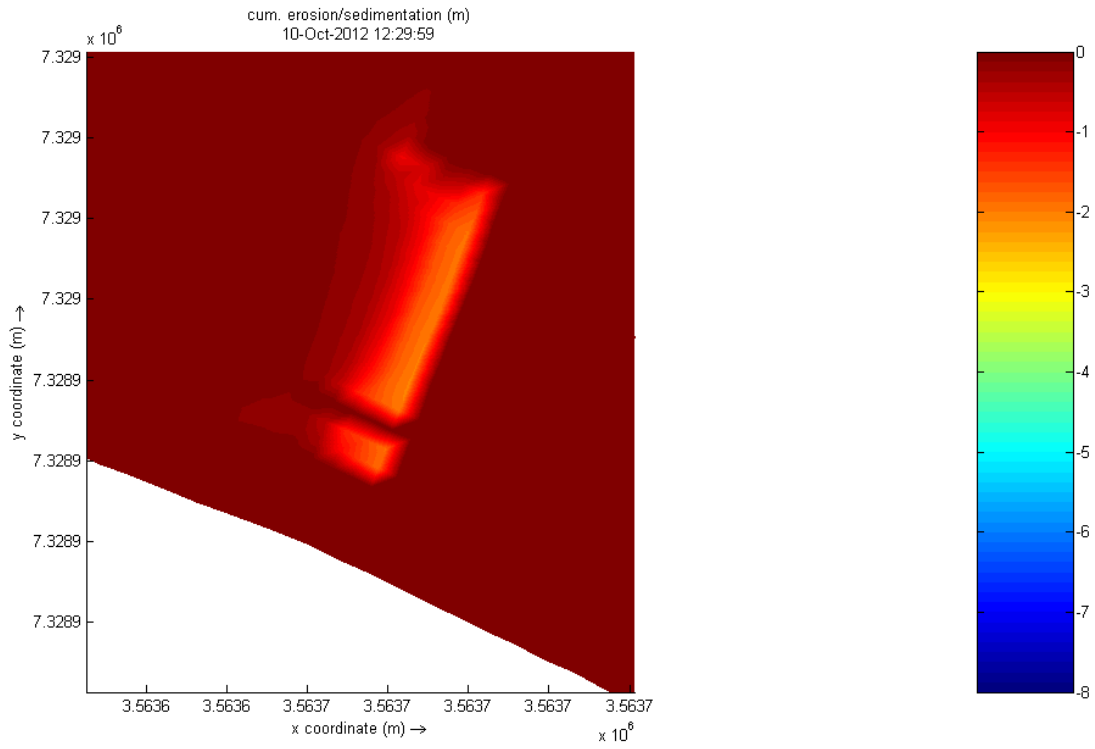


Figura 70. Detalle de erosión malla de detalle n 0,1 D₅₀ 1,4mm.

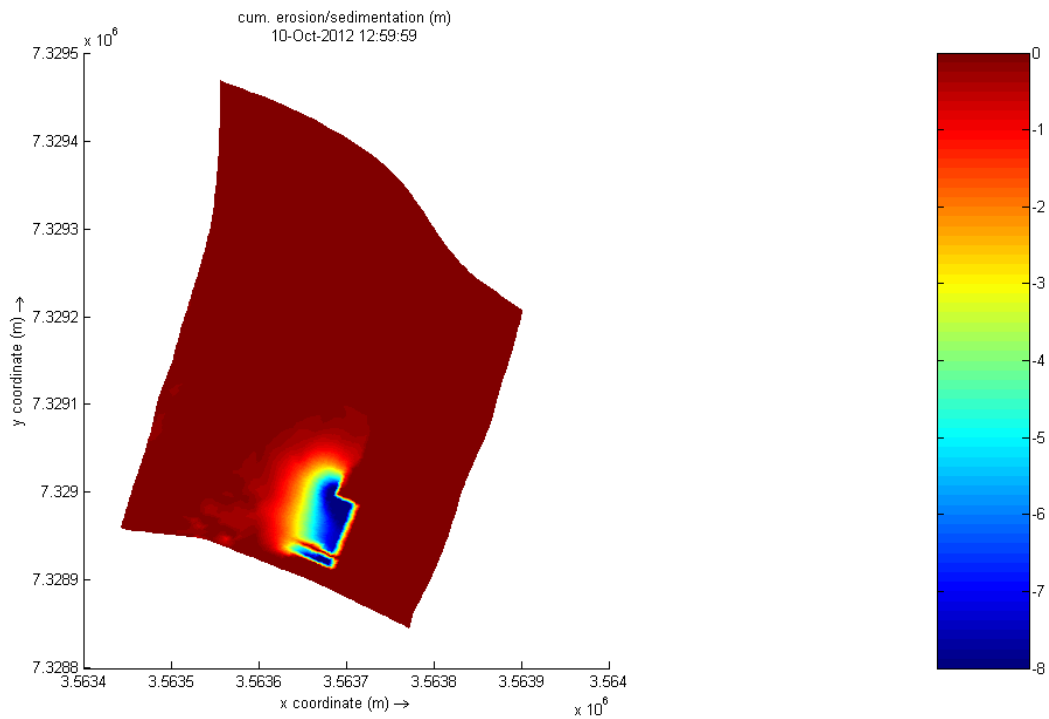


Figura 71. Erosión malla de detalle n 1,6 D₅₀ 1,4mm.

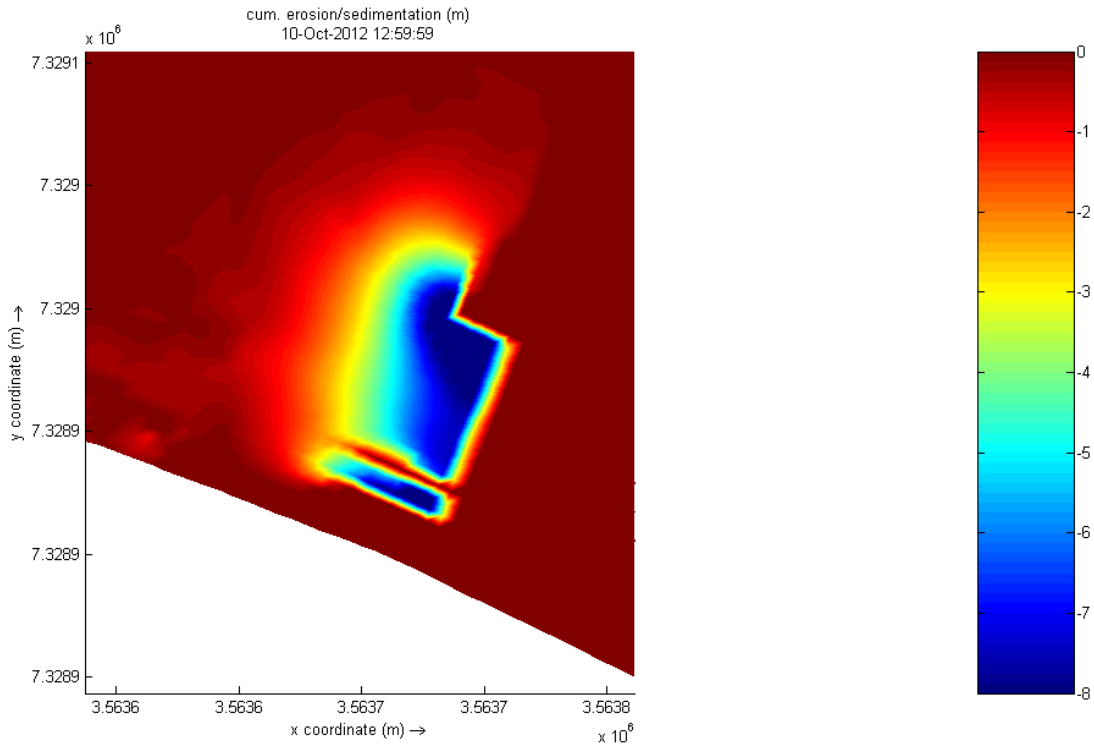


Figura 72. Detalle de erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm.

7.2.3. Escenario con compuertas abiertas con malla de detalle con fórmula Peter Muller.

A continuación se muestran los resultados obtenidos en la malla de detalle utilizando la fórmula de transporte de sedimentos de Peter Muller. Utilizando números de Manning igual a 0,1 y 1,6 la erosión máxima obtenida es del orden de 2m aguas arriba de la estructura del dique móvil como se puede apreciar en la Figura 74 y Figura 76.

Esta erosión obtenida es mucho menor a la obtenida con la fórmula de Van Rijn (8m).

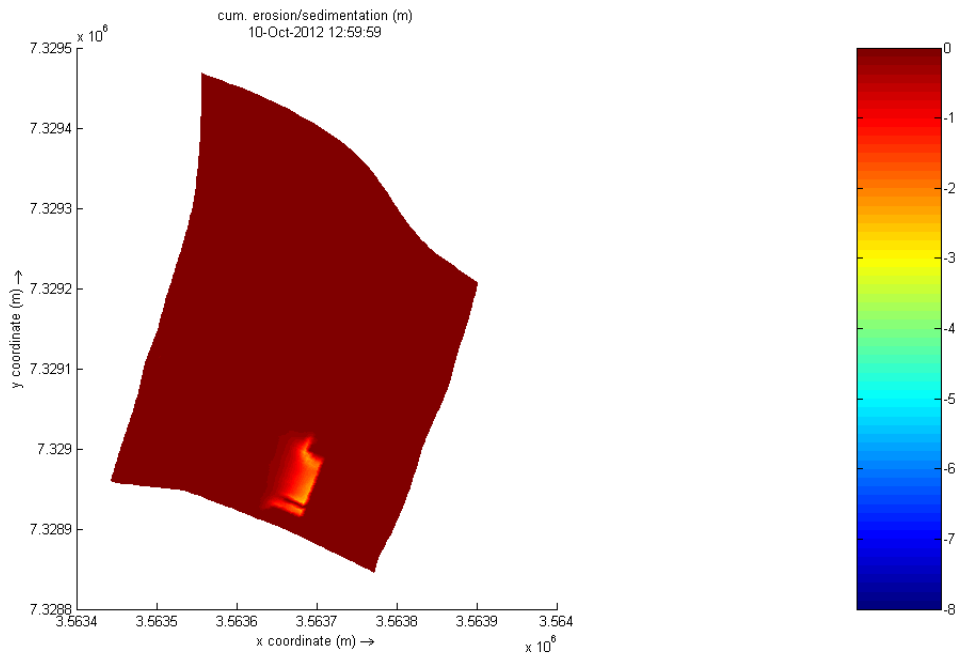


Figura 73. Erosión malla de detalle n 0,1 D50 1,4mm.

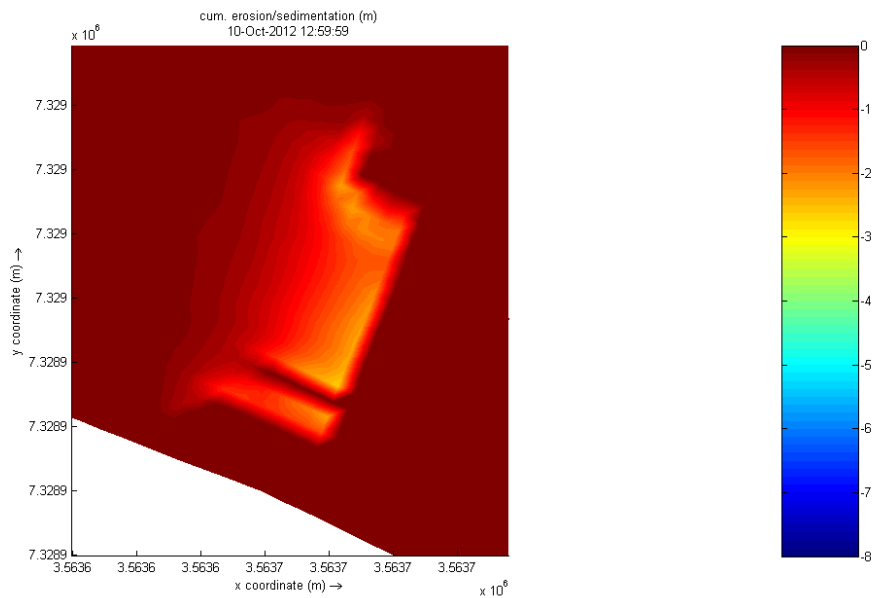


Figura 74. Detalle erosión malla de detalle n 0,1 D50 1,4mm.

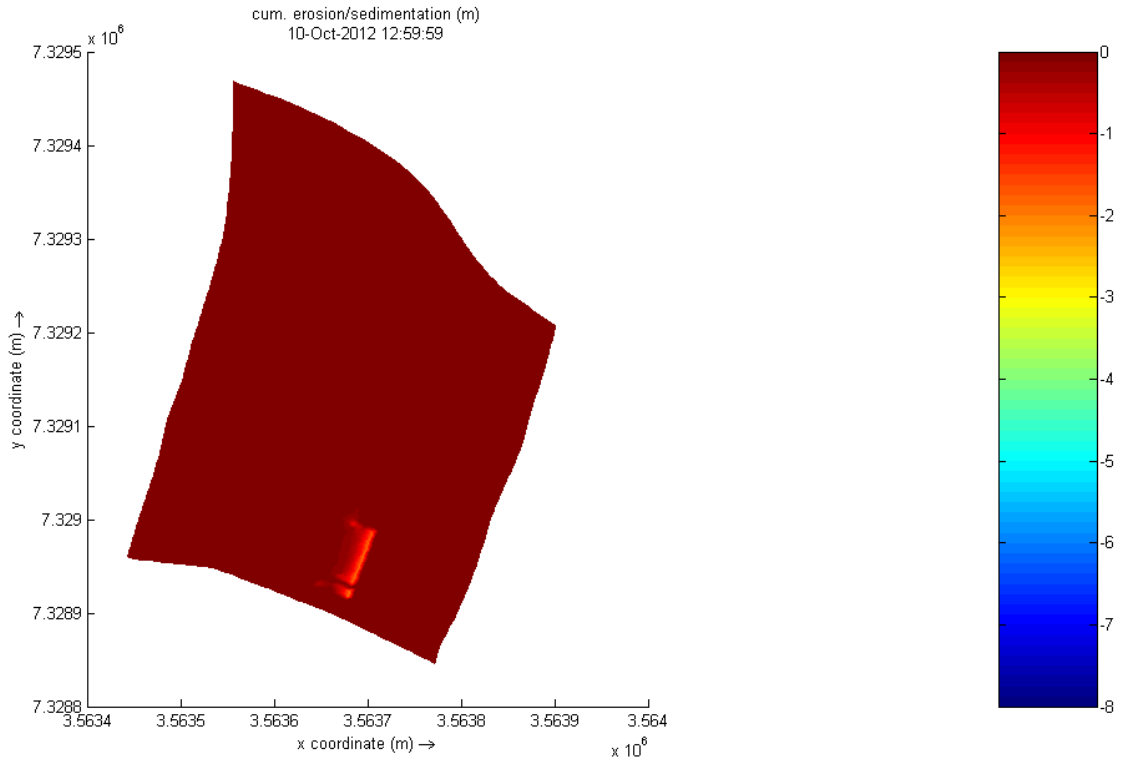


Figura 75. Erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm.

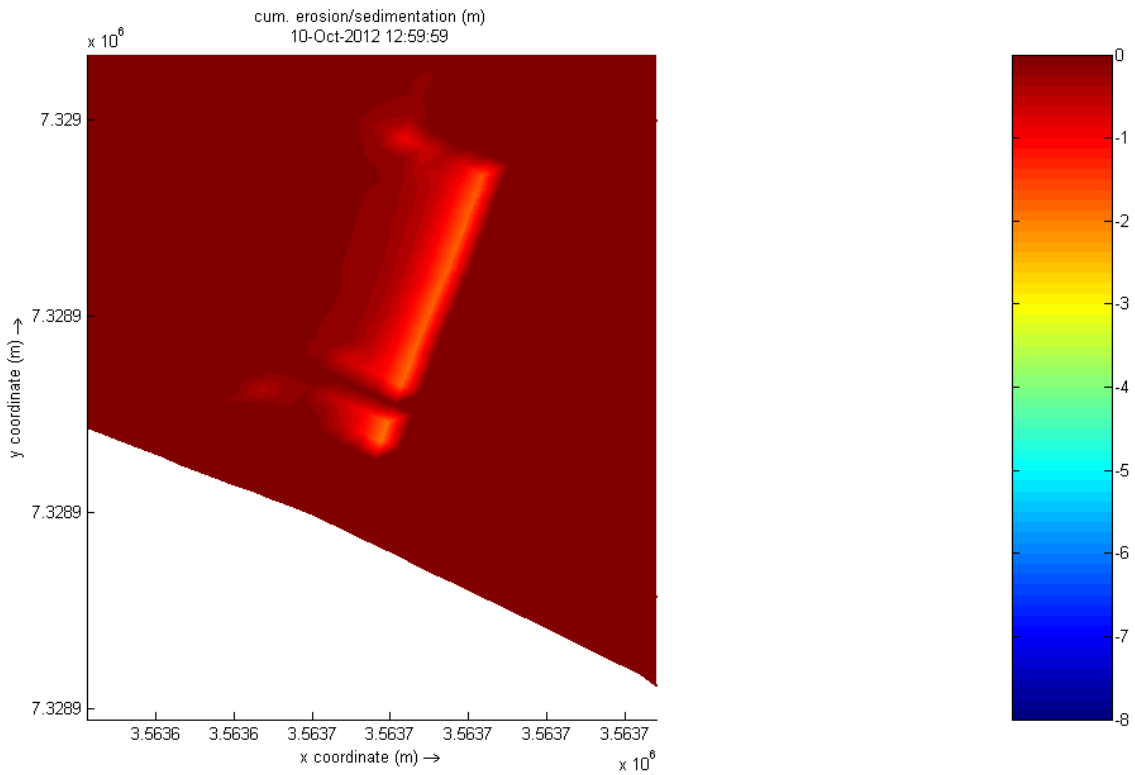


Figura 76. Detalle erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm.

A continuación se puede apreciar el resultado de la erosión obtenida en el ensayo realizado en el modelo físico, en el cual se puede ver que la fosa máxima de erosión se da en el punto A y E, y es de 8m.

Cabe destacar que la erosión obtenida en el punto E se debe a la apertura de las compuertas del canal moderador.

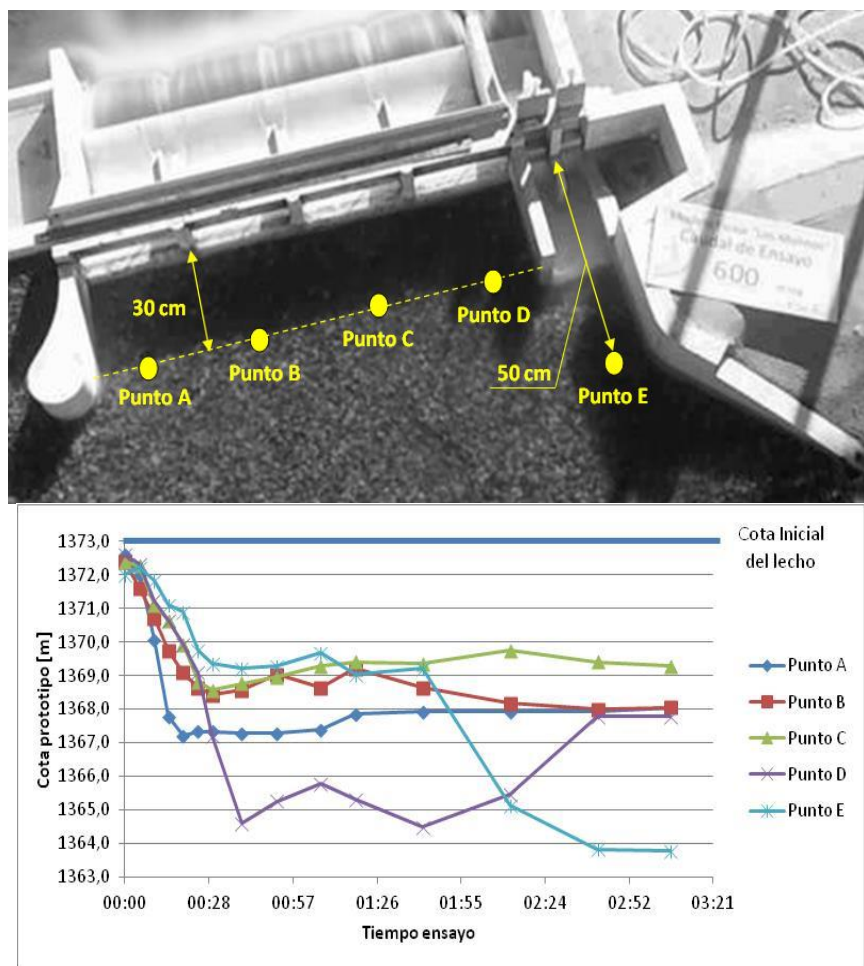


Figura 77. Erosión obtenida en ensayo de modelo físico para todas las compuertas abiertas.

A continuación se puede apreciar en la Figura 78 la erosión obtenida en modelo físico. La escala está referenciada al nivel inicial de fondo que corresponde a la cota 1373, por lo que se puede observar la erosión máxima se da inmediatamente aguas arriba del dique móvil y es del orden de 8m (cota 1365).

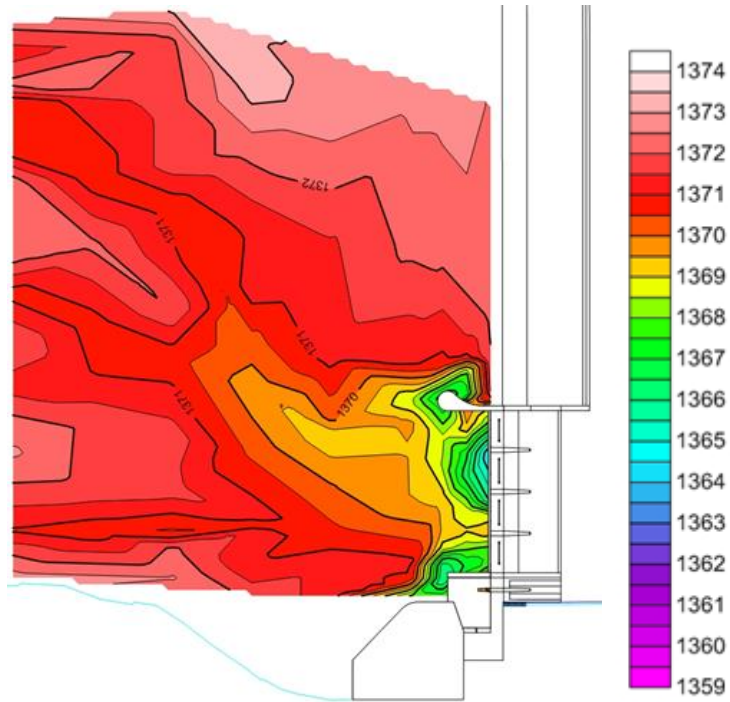


Figura 78. Erosión modelo físico con canal moderador abierto.

7.2.4. **Escenario con canal moderador cerrado en malla de detalle fórmula de Van Rijn.**

Escenario con canal moderador cerrado y transporte de sedimentos. El cierre del canal moderador se simuló introduciendo “thin dams”. Como en el caso anterior se realizaron dos ensayos, uno con fórmula de transporte de sedimentos de Van Rijn y otro con fórmula de Meyer-Peter-Muller.

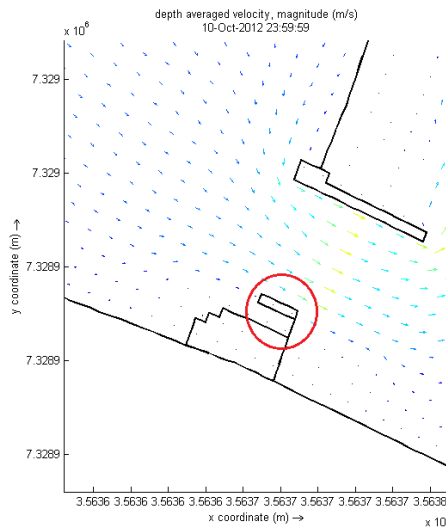


Figura 79. Simulación con thin dams de canal moderador cerrado.

A continuación se muestran los resultados obtenidos.

Se puede apreciar que la fosa de erosión máxima obtenida sigue siendo del orden de los 8m aguas arriba del dique móvil para $n = 1,6$. Se erosiona toda la zona aguas arriba del dique móvil (Figura 82) a diferencia de la simulación con todas las compuertas abiertas donde no se produce erosión aguas arriba de la estructura divisoria del dique móvil y canal moderador (Figura 74).

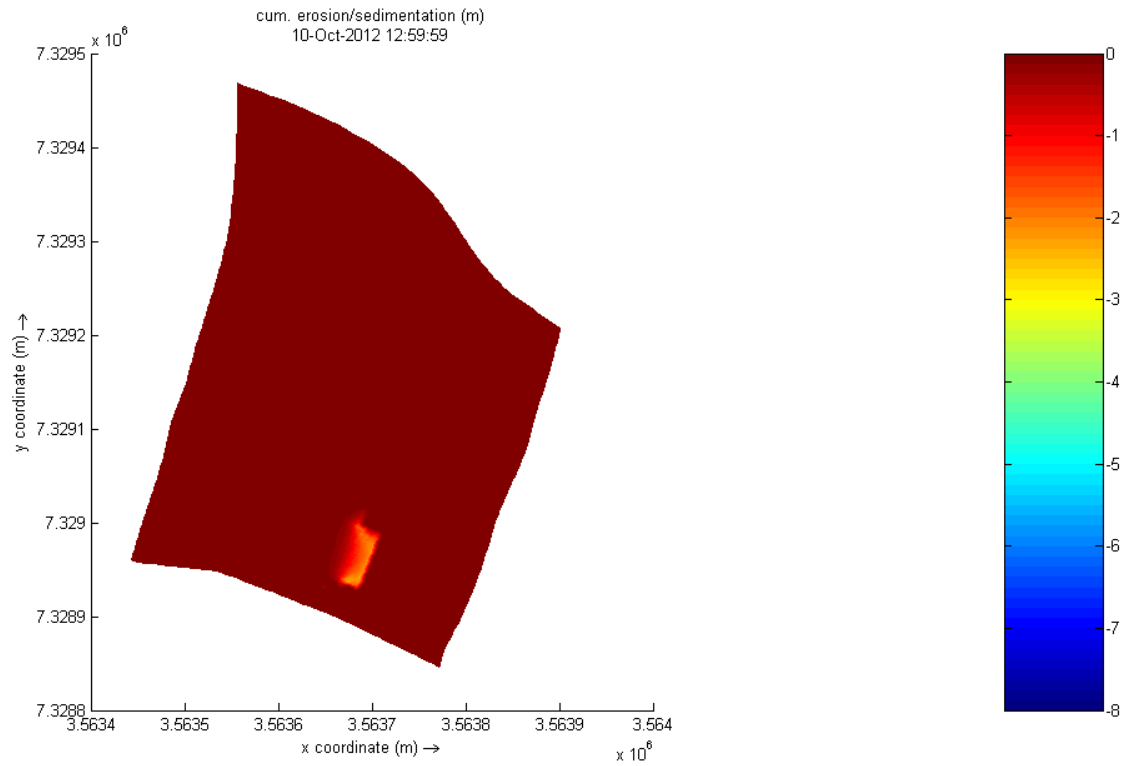


Figura 80. Erosión malla de detalle $n = 0,1$ D50 1,4mm.

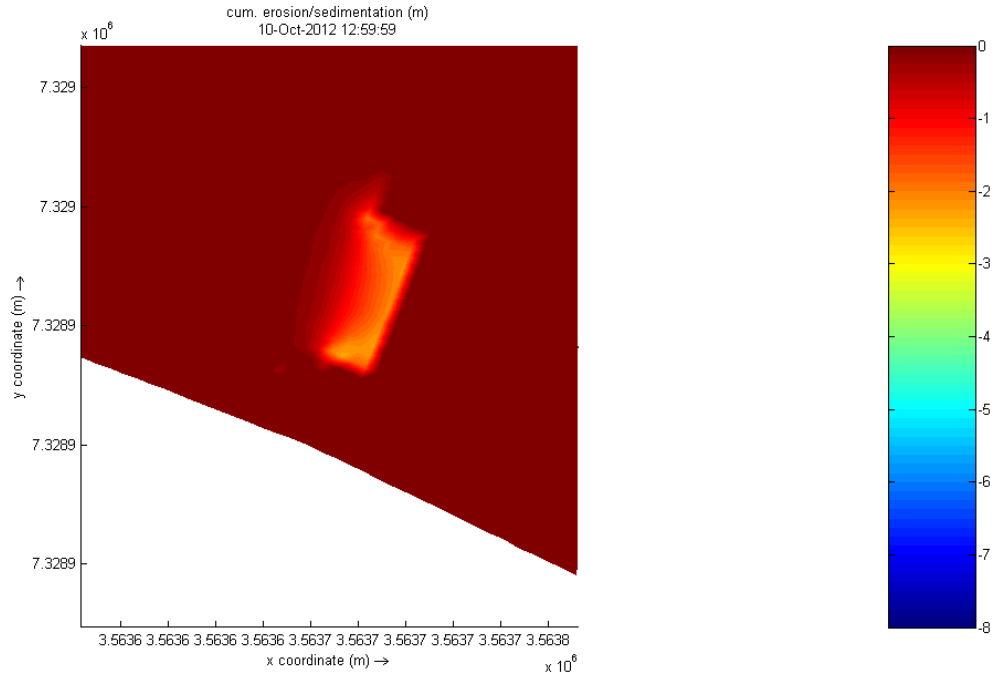


Figura 81. Erosión malla de detalle n 0,1 D50 1,4mm

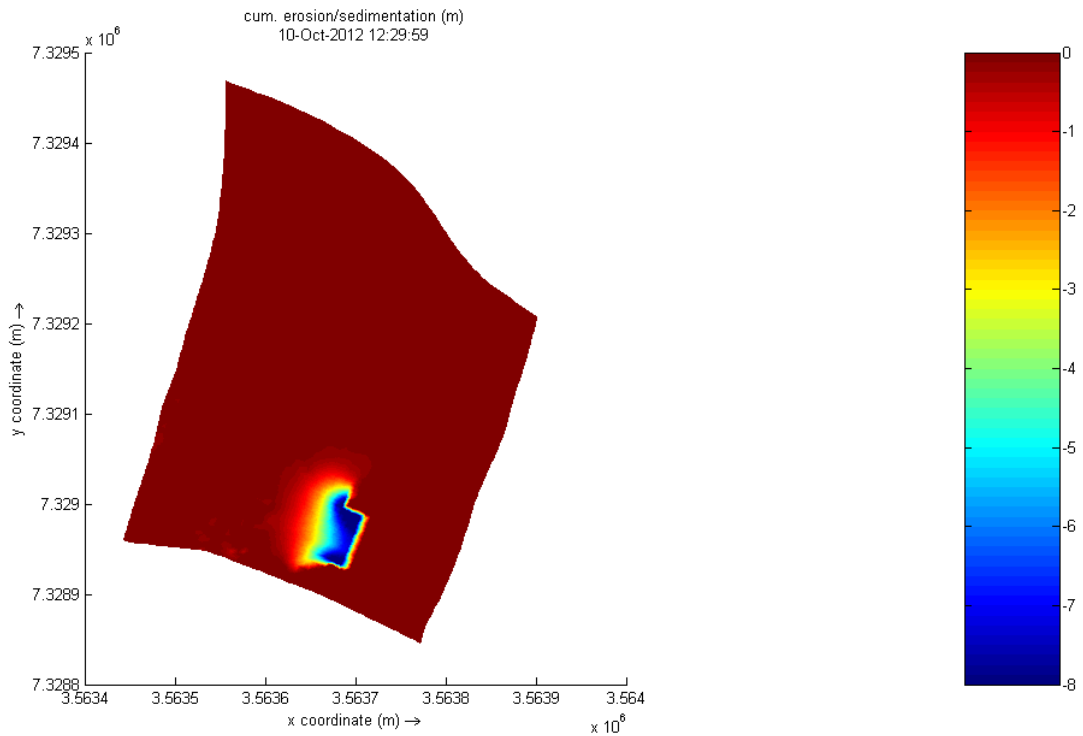


Figura 82. Erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm.

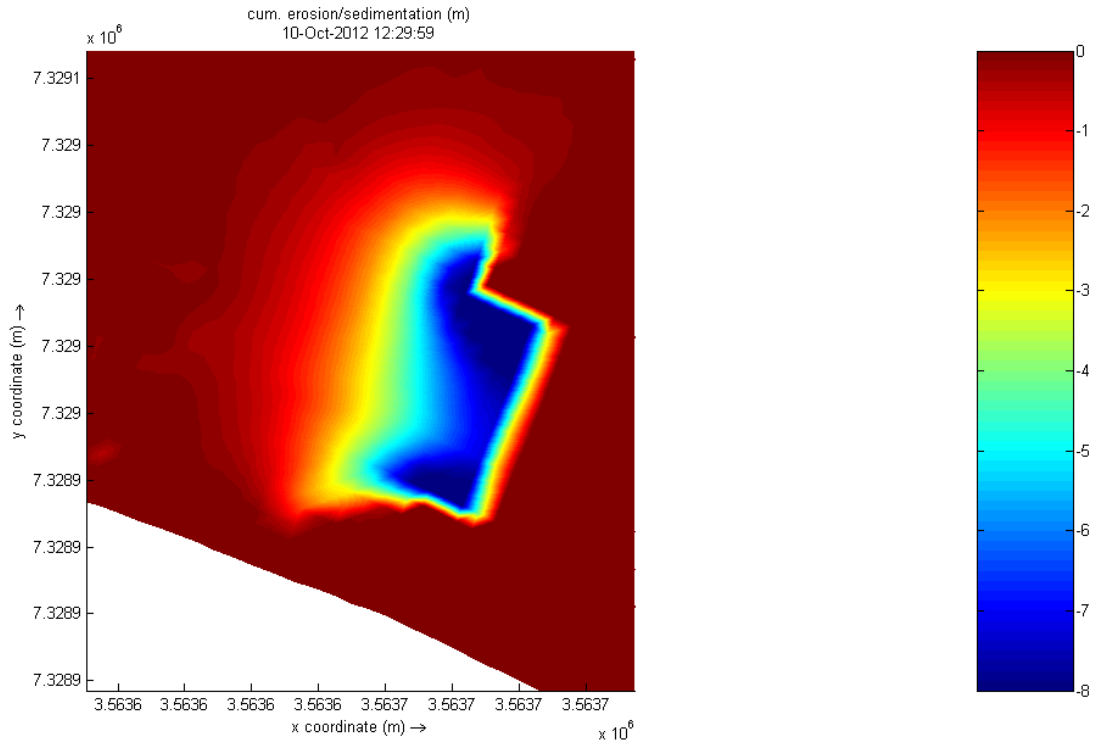


Figura 83. Detalle erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm.

A continuación se muestra el resultado obtenido en modelo físico utilizando el canal moderador cerrado, la máxima erosión es del 10m.

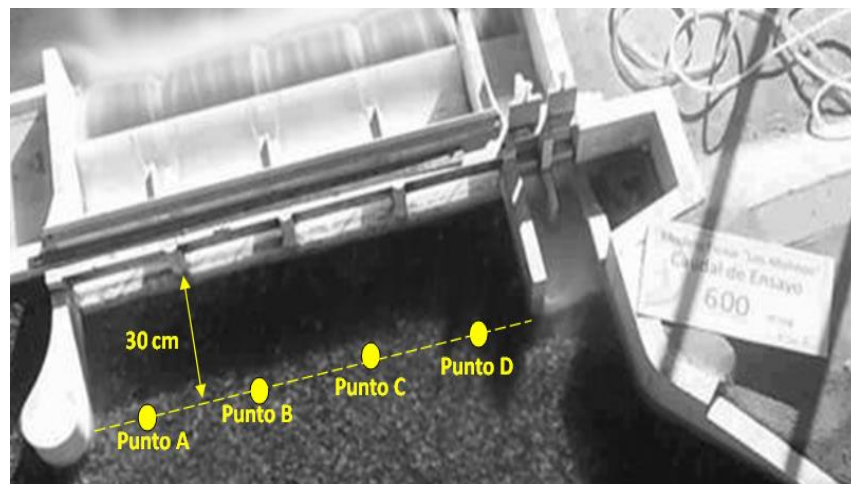


Figura 84. Puntos de referencia para erosión en ensayo de modelo físico para canal moderador cerrado.

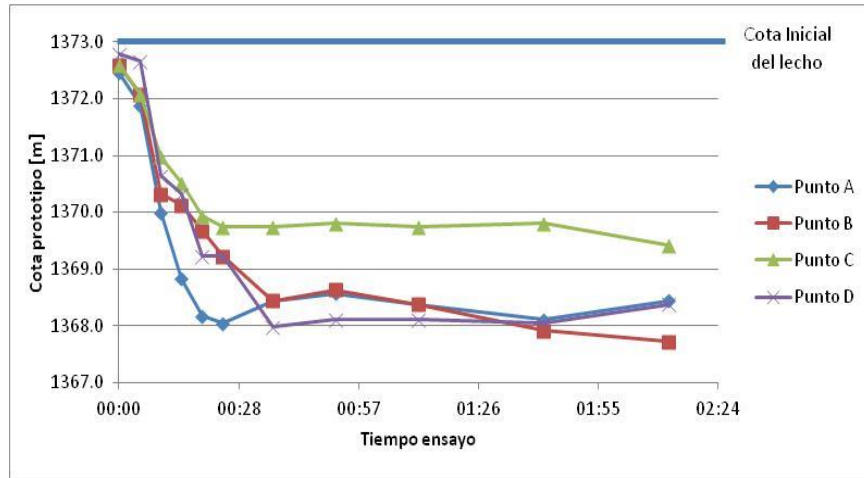


Figura 85. Erosión obtenida en ensayo de modelo físico para canal moderador cerrado.

7.2.5. Escenario canal moderador cerrado con malla de detalle con fórmula Peter Muller.

Al igual que en la simulación con todas las compuertas abiertas la máxima fosa de erosión sigue en el orden de los 2m. También se erosiona toda la zona aguas arriba del dique móvil.

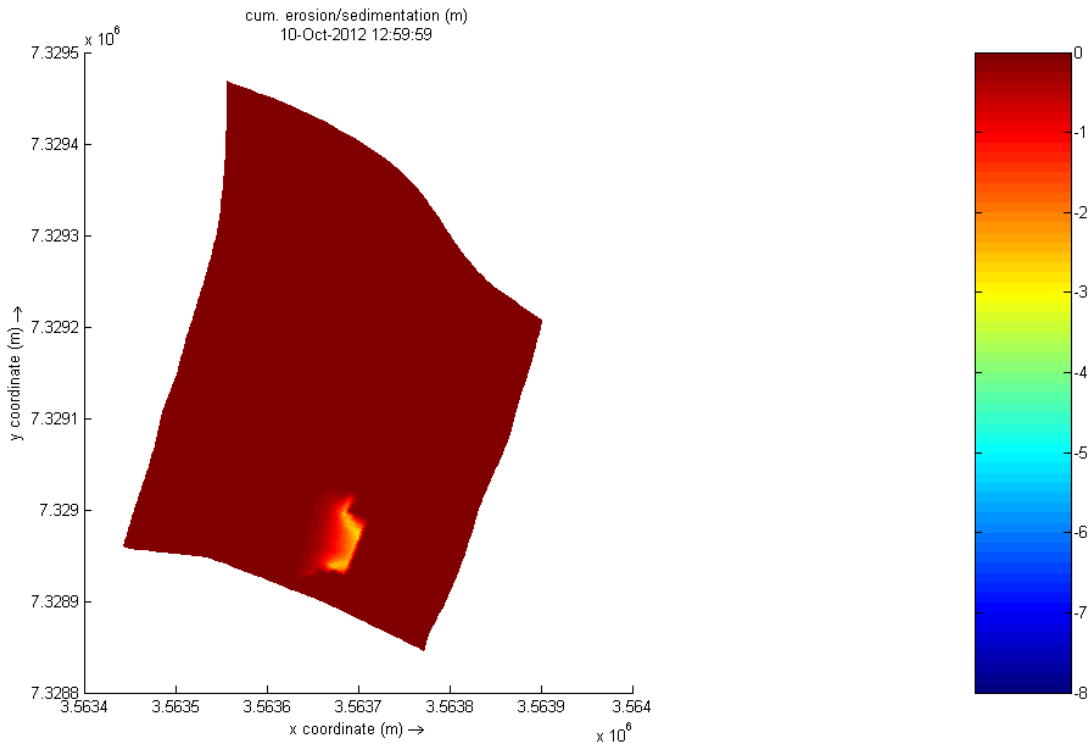


Figura 86. Erosión malla de detalle n 0,1 D50 1,4mm.

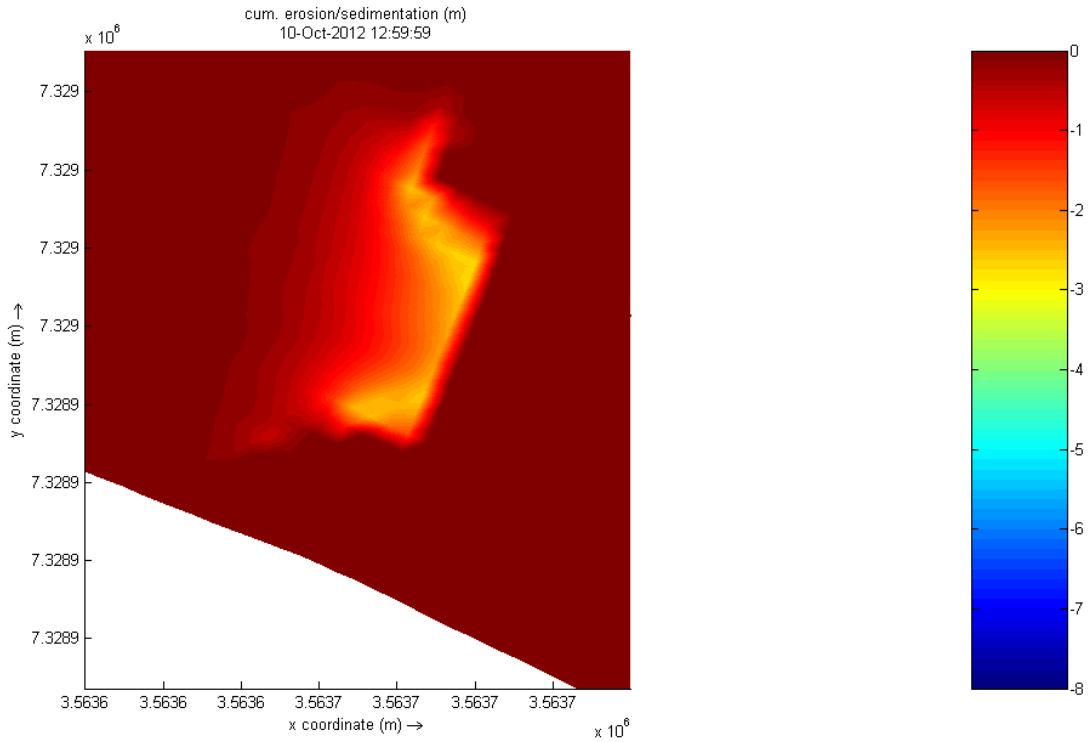


Figura 87. Detalle erosión malla de detalle n 0,1 D50 1,4mm.

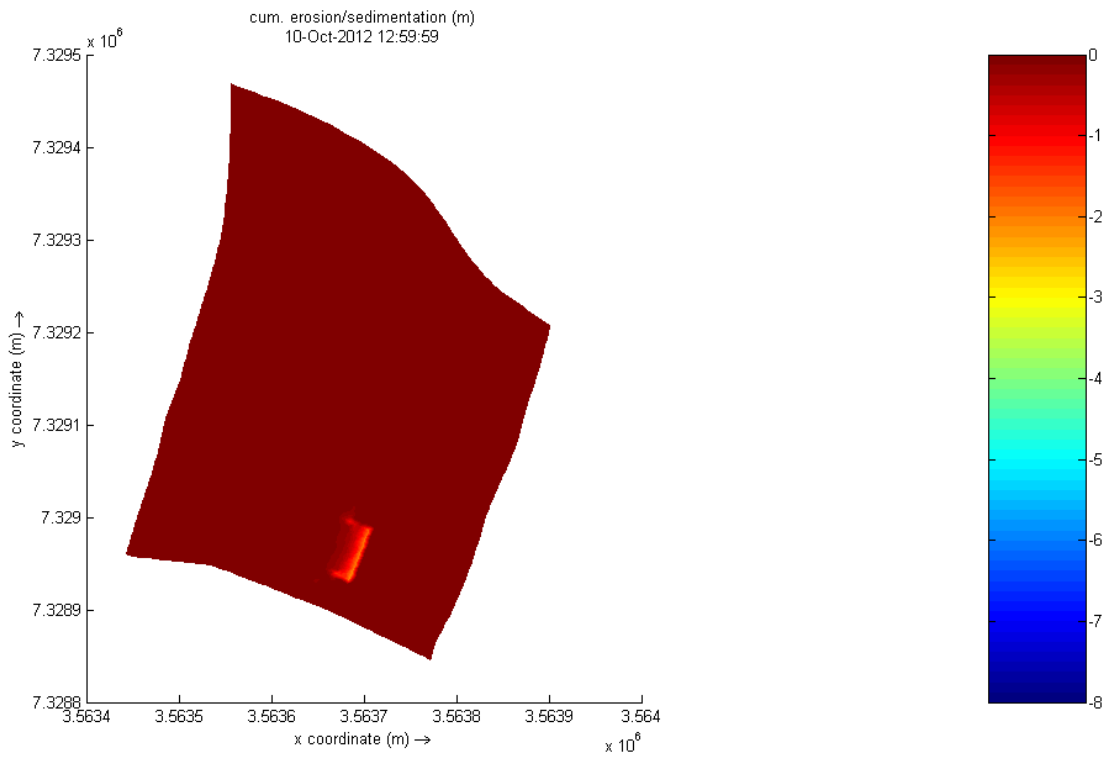


Figura 88. Erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm.

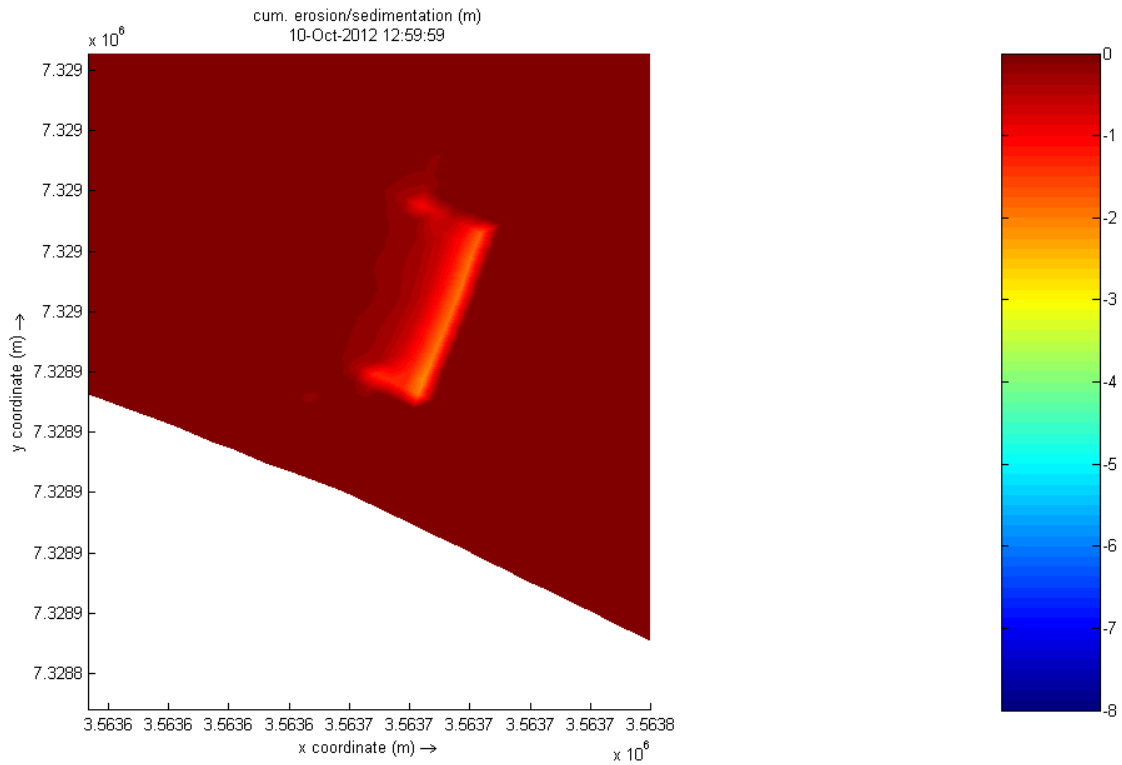


Figura 89. Detalle erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm

Para obtener una fosa de erosión similar a la obtenida con la fórmula de Van Rijn debemos realizar una simulación de 24hs, es decir, un tiempo tres veces mayor al ensayado en modelo físico.

Cabe destacar que la mayor erosión con este tiempo de simulación es de 5m, todavía menor a lo obtenido con Van Rijn. Esto se puede apreciar en la Figura 90 y

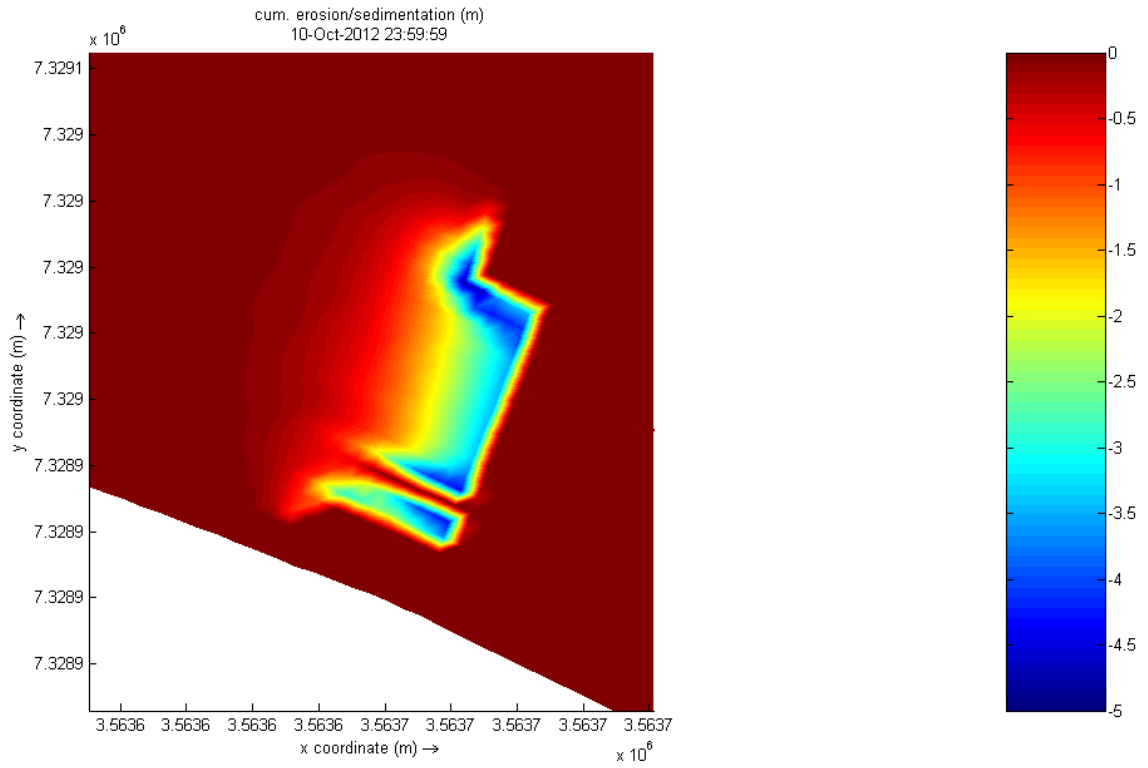


Figura 91.

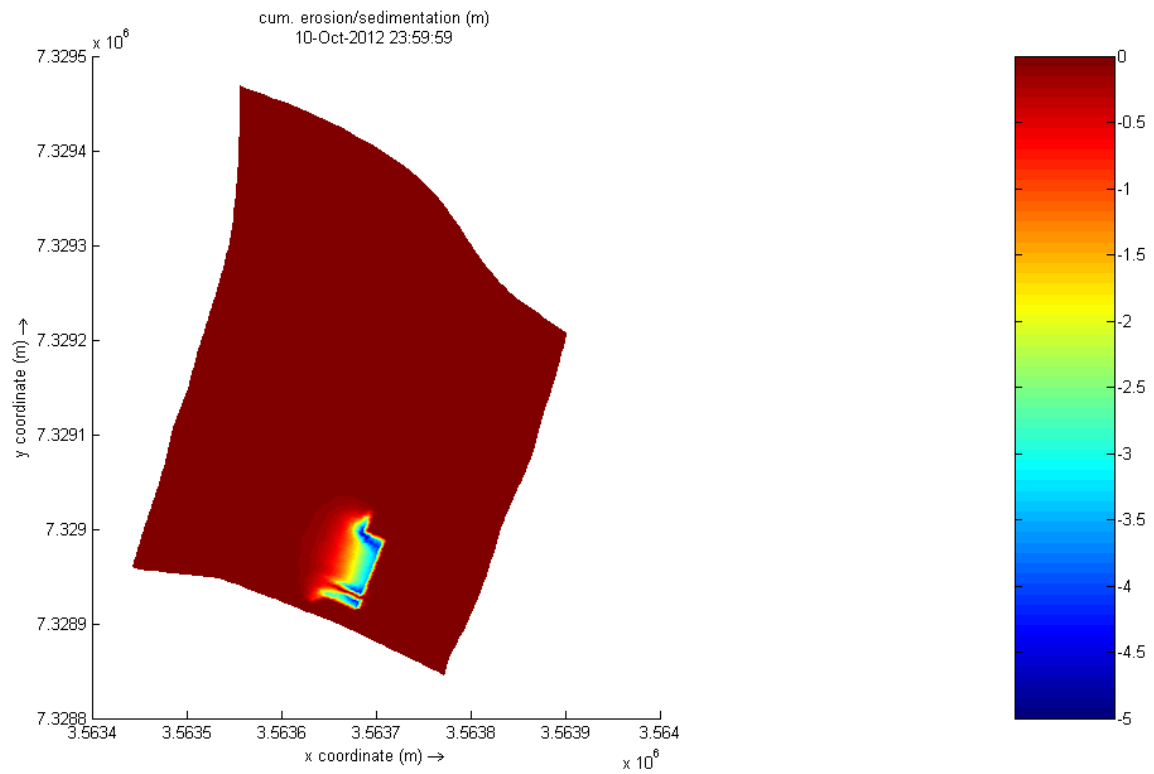


Figura 90. Erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm 24hs simulación.

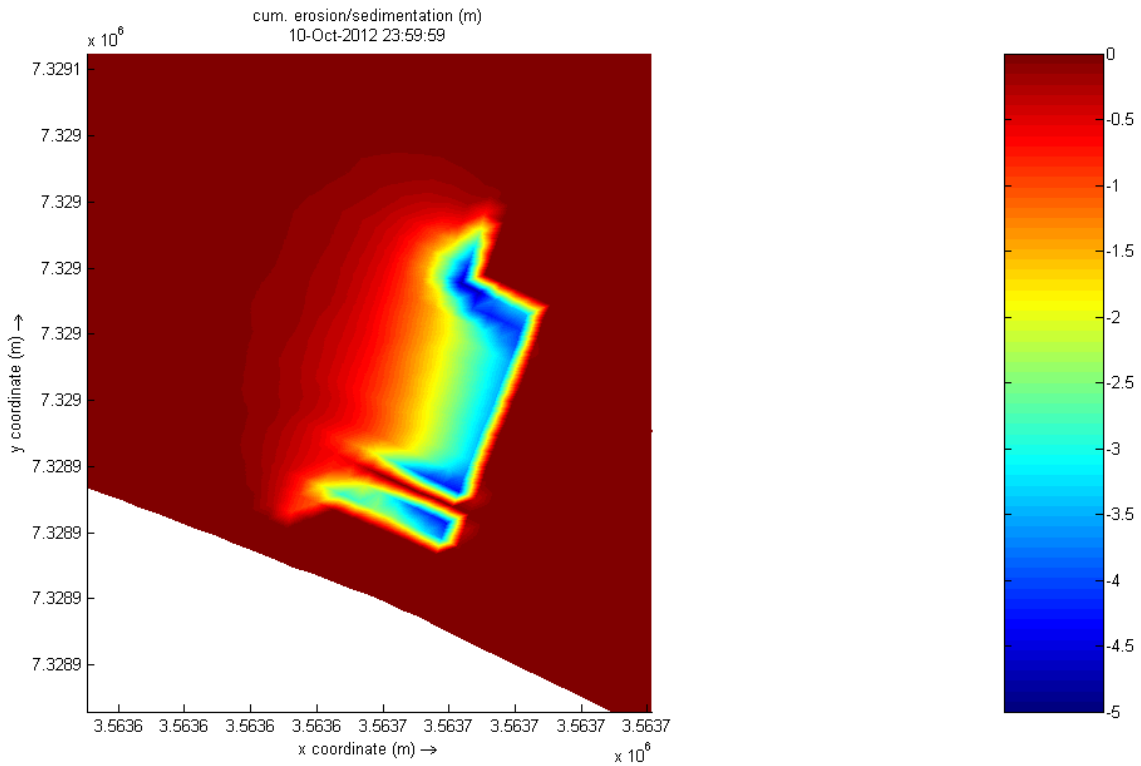


Figura 91. Detalle erosión malla de detalle n 1,6 D50 1,4mm 24hs simulación.

Corte longitudinal en una sección media del cauce del rio Reyes (Figura 43).

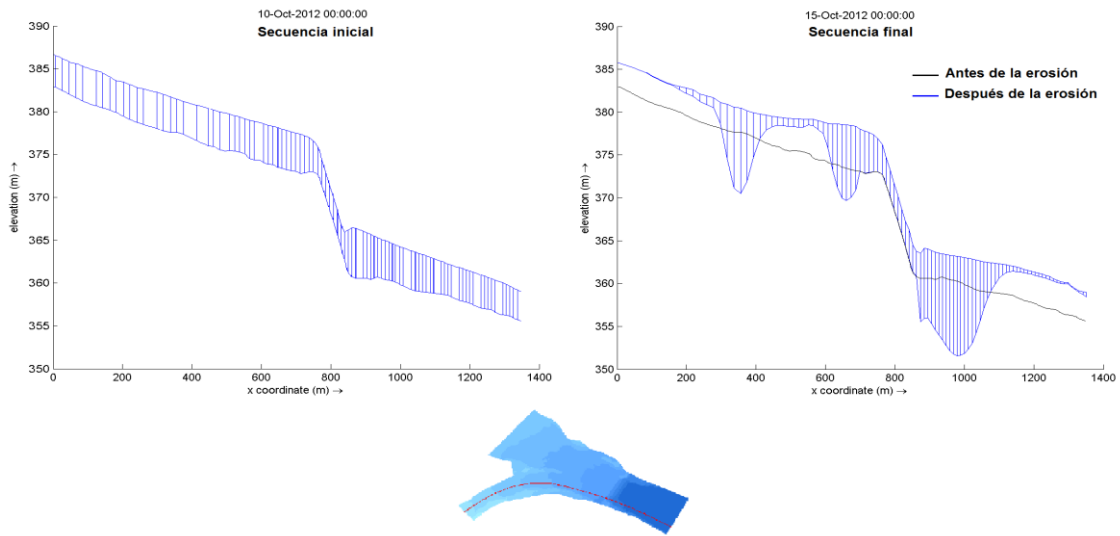


Figura 92. Corte longitudinal y secuencia de erosión

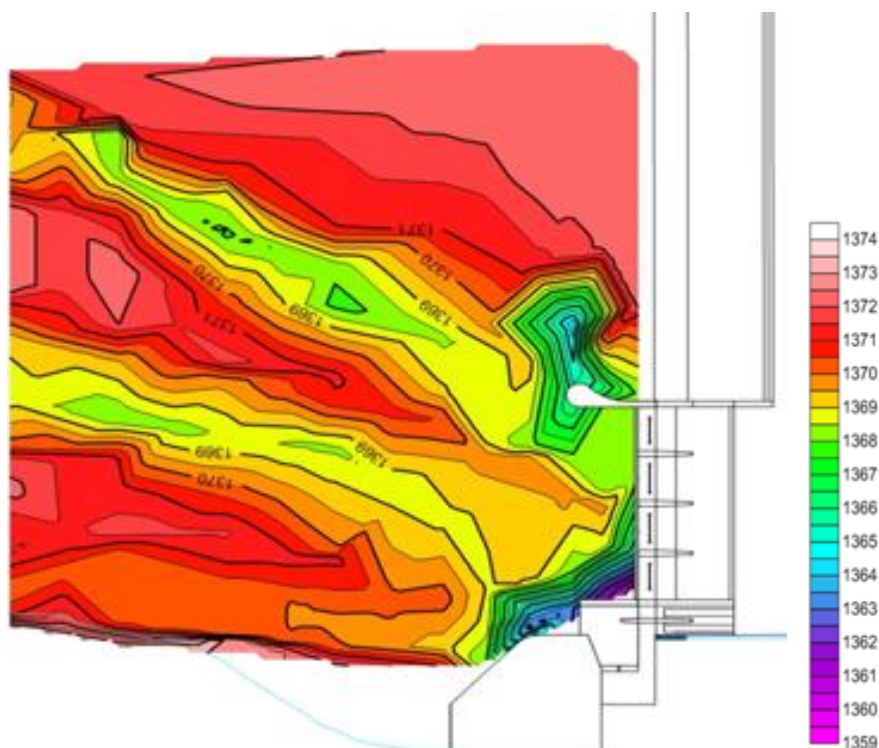


Figura 93. Erosión modelo físico con canal moderador cerrado.

Al comparar estos últimos 2 ensayos, se observa claramente el efecto de erosión ocasionado por canal moderador al dejar estas estructuras abiertas durante todo el ensayo.

En la zona de la estructura, el flujo tiende a dirigirse levemente hacia la margen derecha conformando una única corriente justo antes del ingreso a la estructura que luego es dividida en dos ramales al atravesar la presa. En esta zona se logran las mayores velocidades, tirantes y valores del número de Froude. Además, se puede distinguir, que los máximos valores de velocidad se dan en la sección que corresponde al dique móvil debido a que su pendiente es mayor que la correspondiente al dique fijo.

Luego el flujo es ramificado nuevamente en corrientes bien definidas que se intensifican a lo largo del tiempo a través del proceso de socavación y depósito de material. Se denota que la máxima erosión se produce en la margen izquierda del dique móvil permitiendo alcanzar los mayores tirantes y en consecuencia las mayores velocidades de la sección.

En el corte longitudinal, se puede observar un transporte de material importante permitiendo elevar la cota de fondo hasta 1m en algunas zonas y disminuirla hasta más de 8m en otras. La socavación más importante es inmediatamente aguas arriba del dique móvil.

7.3. CASO DE HIDRODINÁMICA EN 3D.

En los casos de hidrodinámica se trabajó con 4 capas horizontales en coordenadas sigma, según el ejemplo de la Figura 45, y numeradas de arriba hacia abajo, es decir que la capa 1 corresponde a la capa de la superficie y la capa 4 a la del fondo.

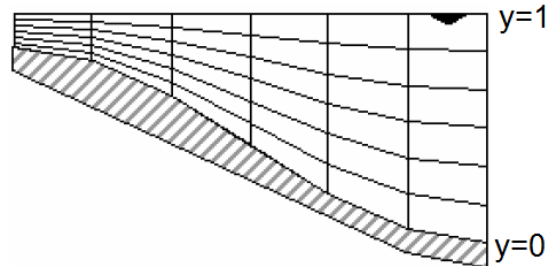


Figura 94. Ejemplo de coordenadas sigma.

7.3.1. Escenario abierto con malla detalle.

La simulación tridimensional se llevó a cabo mediante los 4 modelos de cierre de turbulencia (Capítulo 4) que dispone el programa (Capítulo 5) encontrando óptimos resultados para el caso del modelo $K - L$. El resto de los modelos no llegaban a finalizar las simulaciones de manera satisfactoria. Además se tuvieron en cuenta las siguientes variables:

- Tamaño de celda de malla: 6 metros.
- Paso de tiempo: 0,1 minutos.
- Número de Courant: 1,8
- Tiempo de simulación: 5 días.
- Número de Manning: 0,1
- Modelo de cierre de turbulencia: $k - L$

A continuación se muestran los resultados obtenidos con los vectores de velocidad separados por capas en vez de un promedio de velocidades como en el caso de hidrodinámica 2D.

Las diferencias con el caso 2D surgen al presenciar las diferentes capas de velocidades. Las variaciones de la velocidad quedan bien diferenciadas en cada una de las capas de la simulación. La capa superior (Figura 96) posee las mayores velocidades debido a que en la interface con la capa inmediata inferior las fuerzas de fricción son mucho menores que en la interface de la capa inferior (

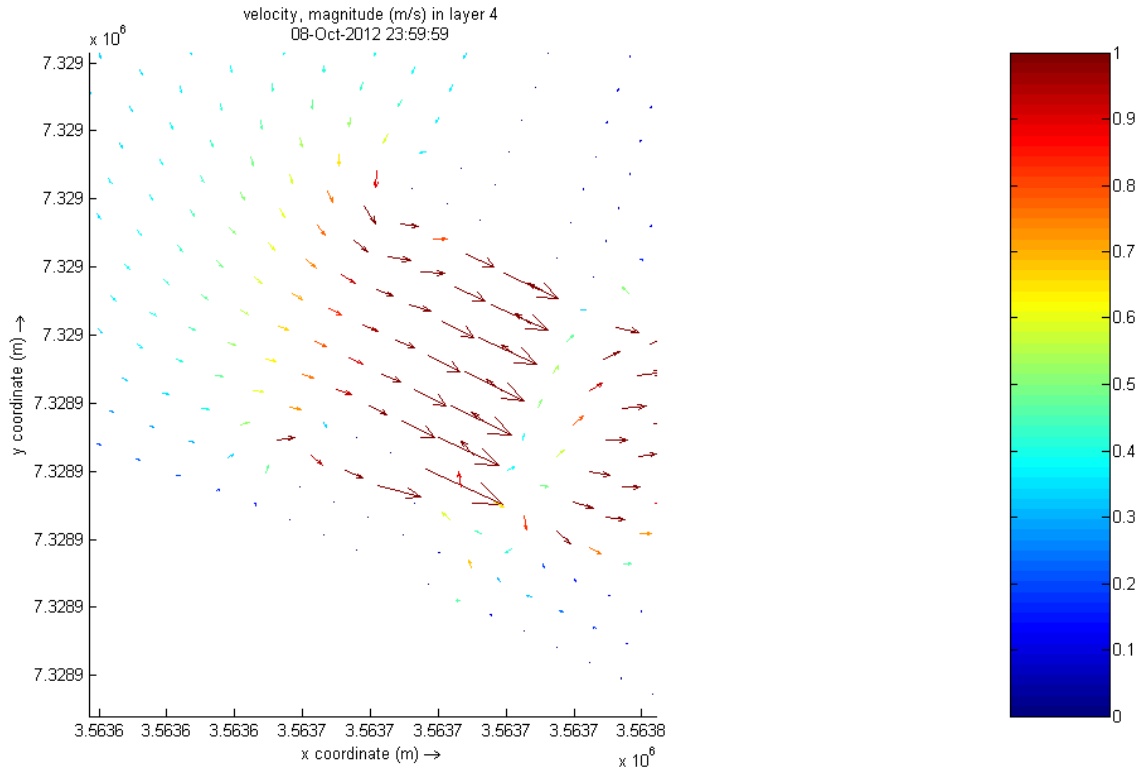


Figura 102) con el fondo del cauce.

Se pueden observar valores máximos de 1,2 m/s en la capa superior (Figura 96) mientras que en la inferior llegan a los 0,4 m/s (

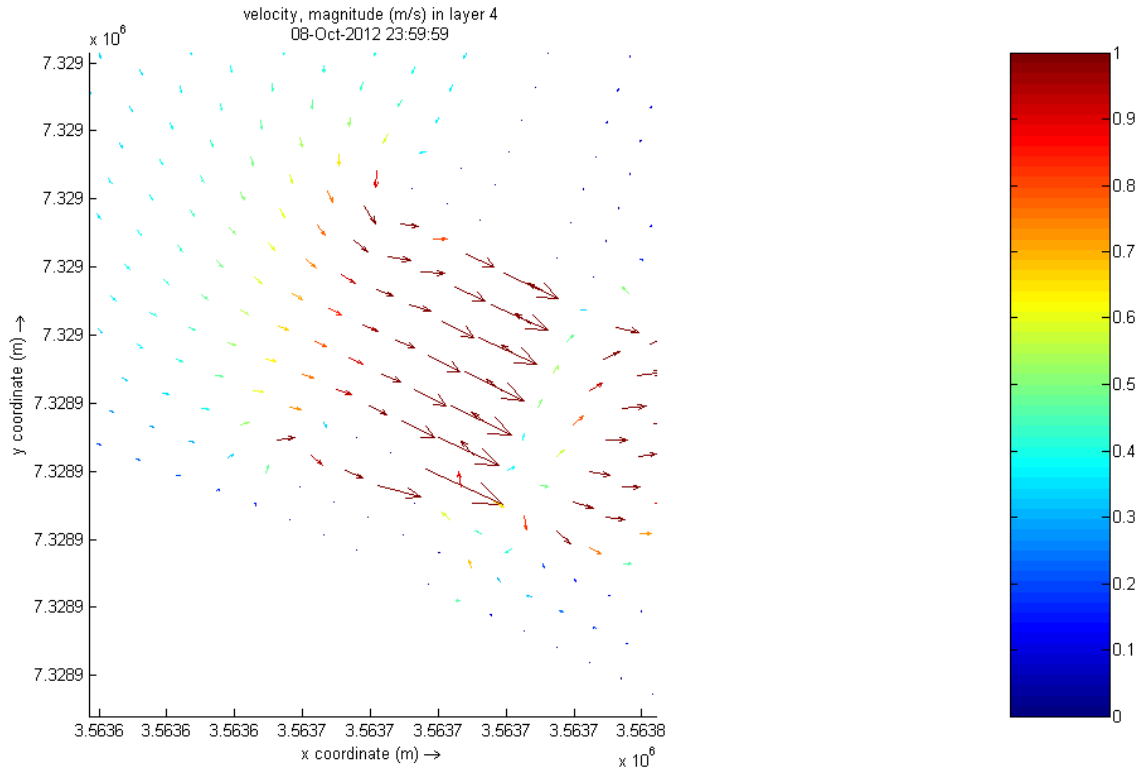


Figura 102).

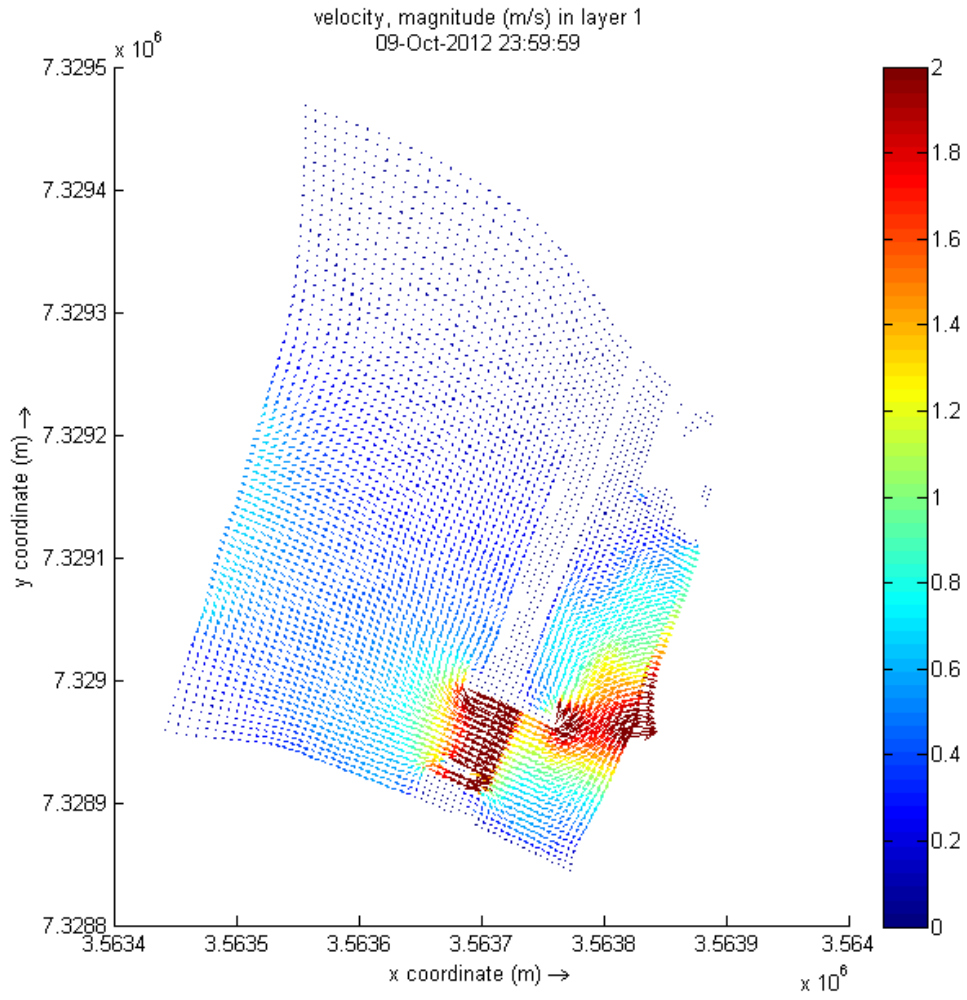


Figura 95. Vectores de velocidad capa 1.

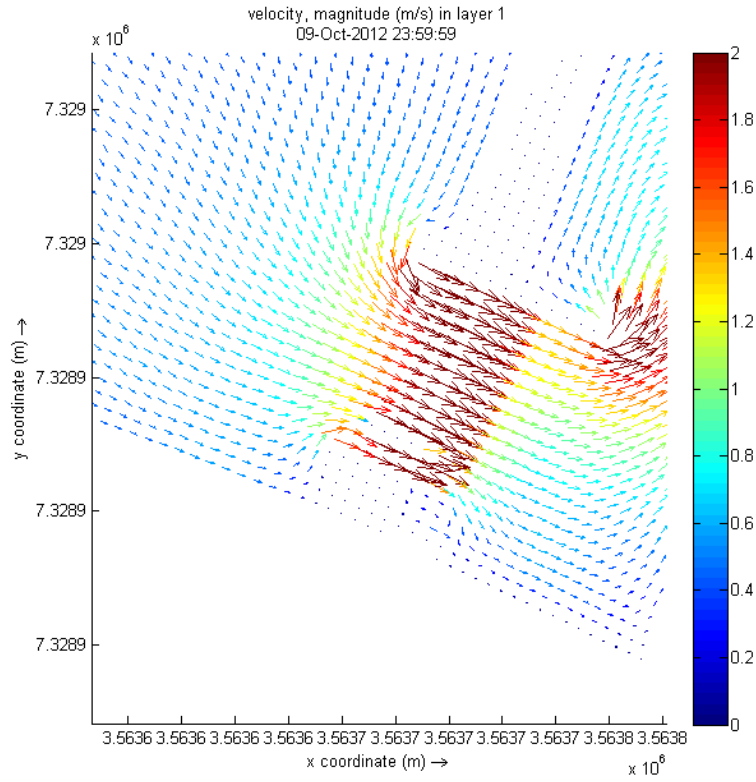


Figura 96. Detalles de vectores de velocidad capa 1.

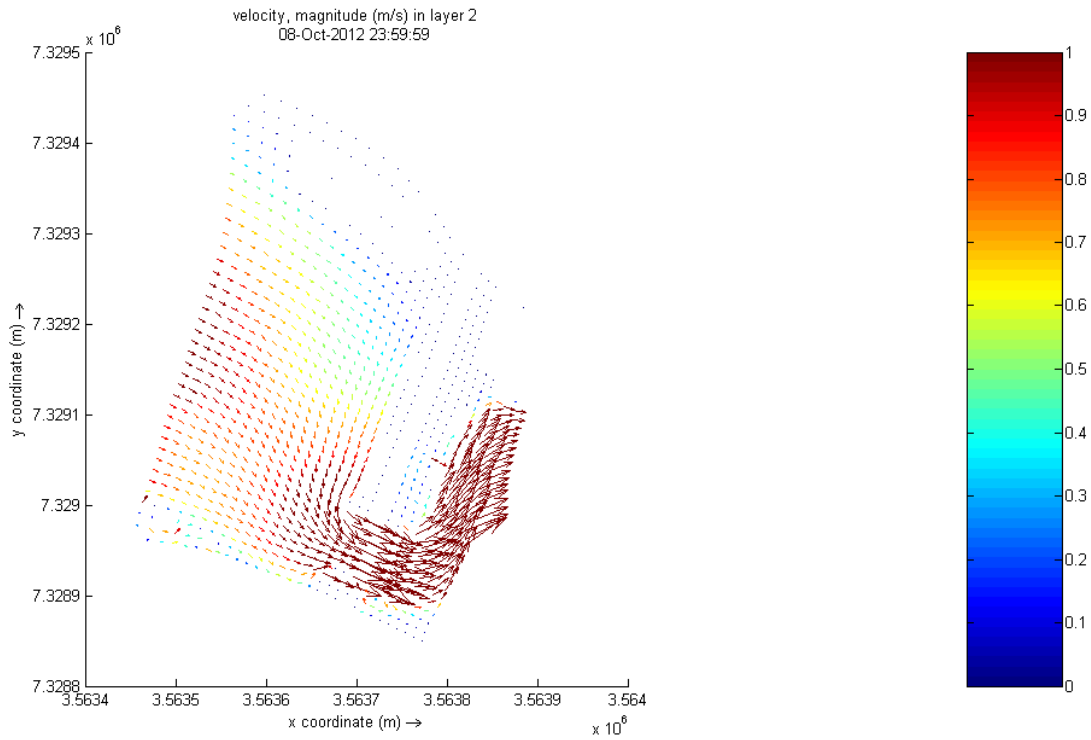


Figura 97. Vectores de velocidad capa 2.

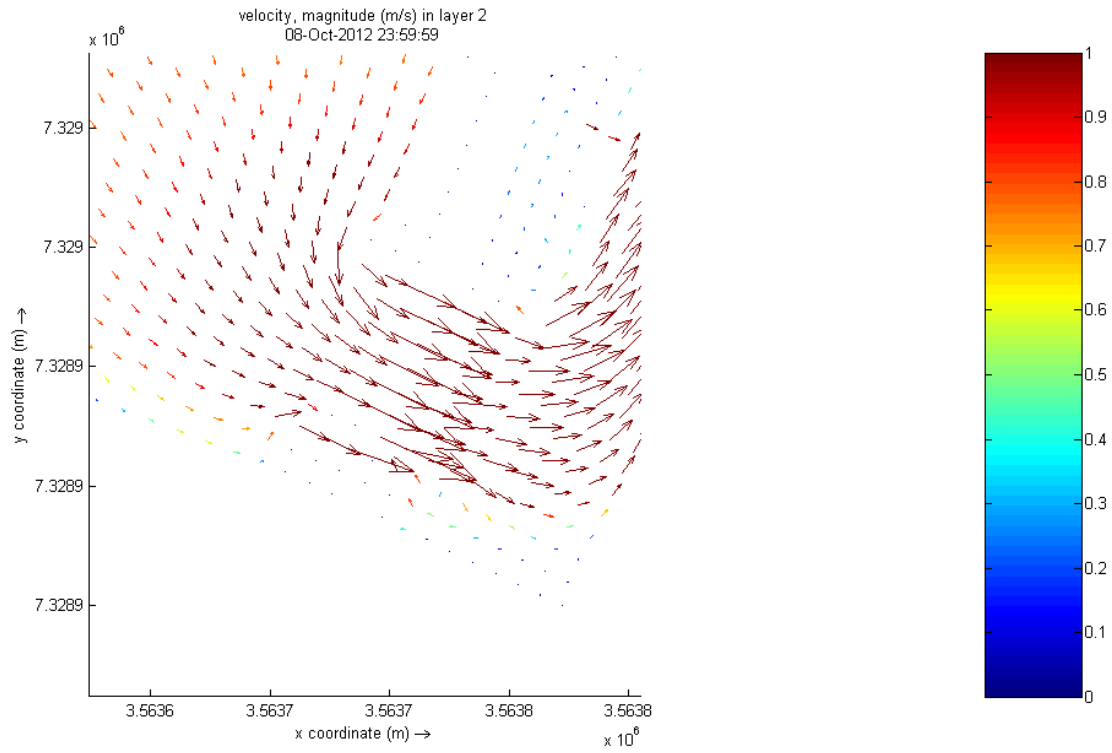


Figura 98. Detalles de vectores de velocidad capa 2.

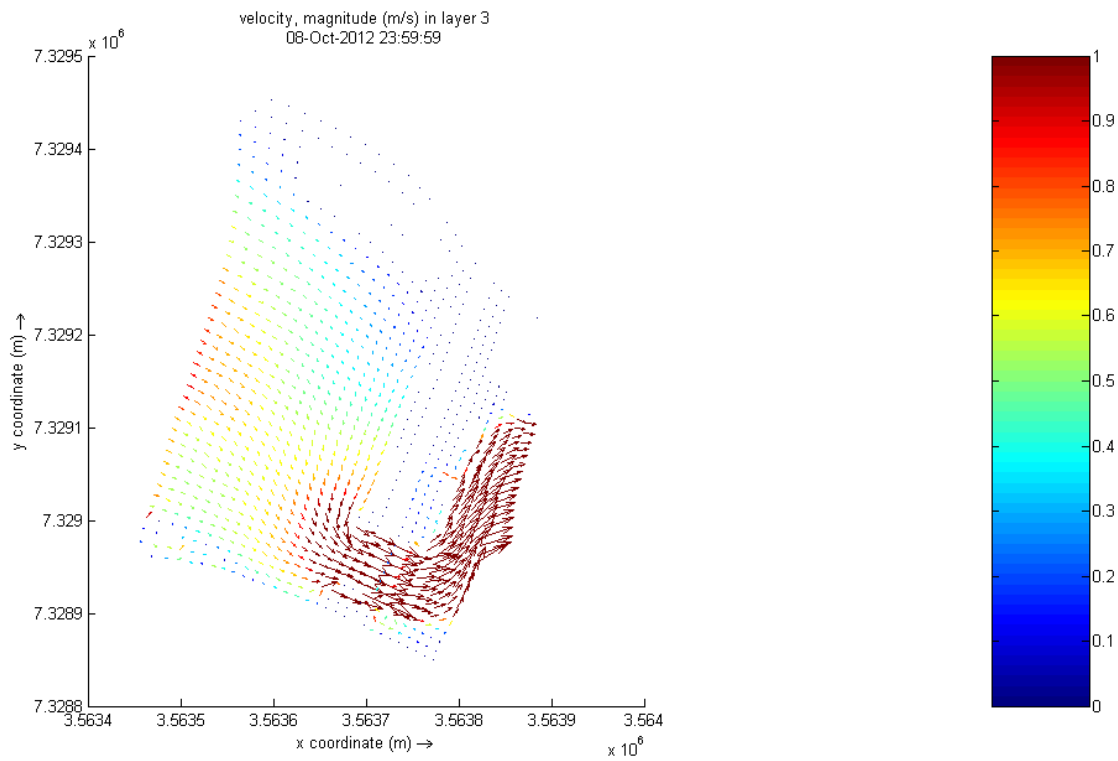


Figura 99. Vectores de velocidad capa 3.

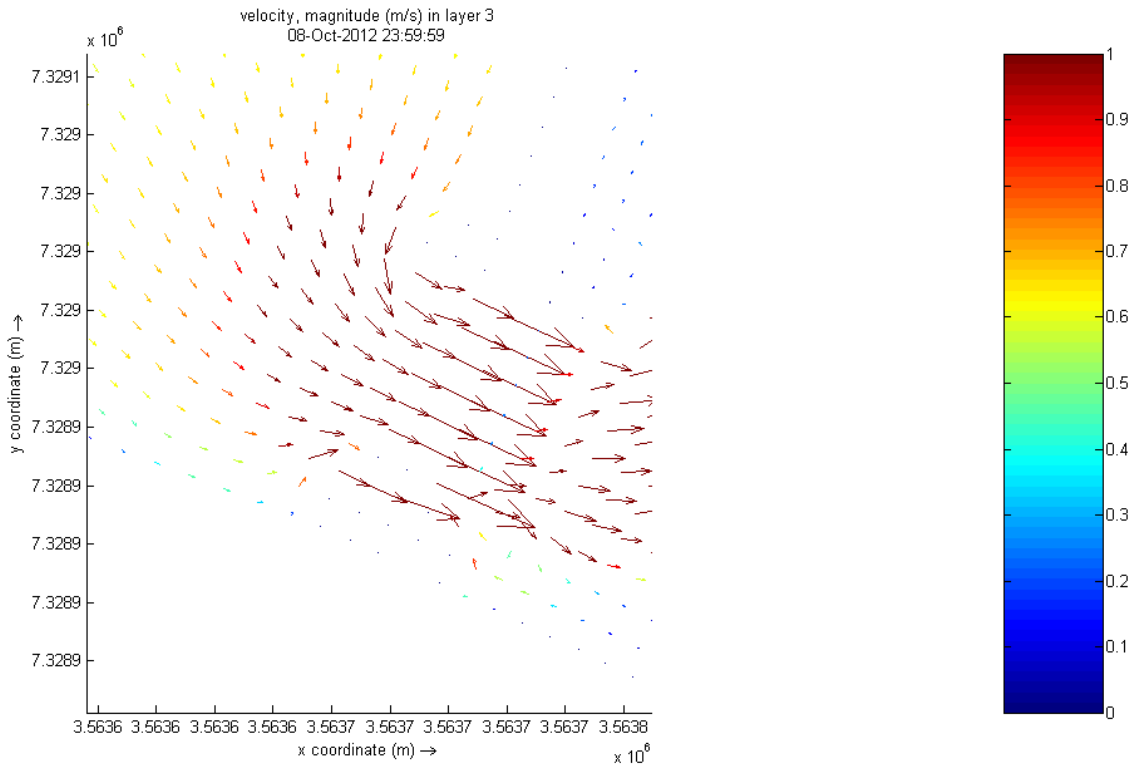


Figura 100. Detalles de vectores de velocidad capa 3.

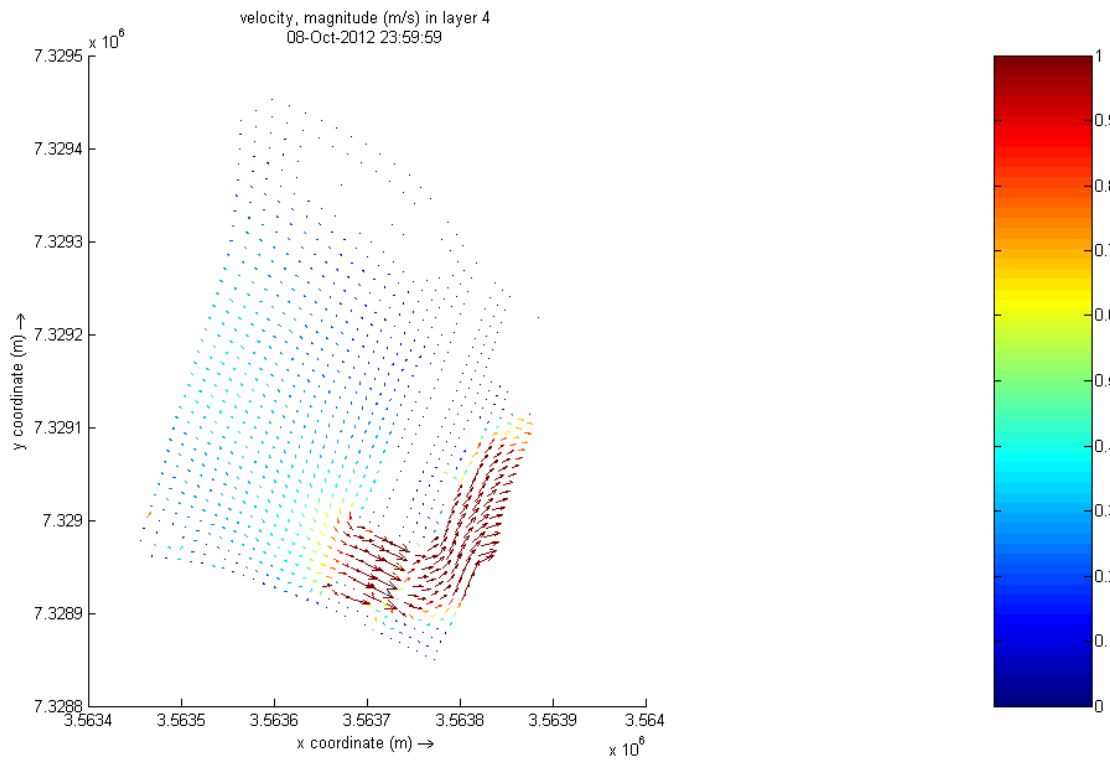


Figura 101. Vectores de velocidad capa 4.

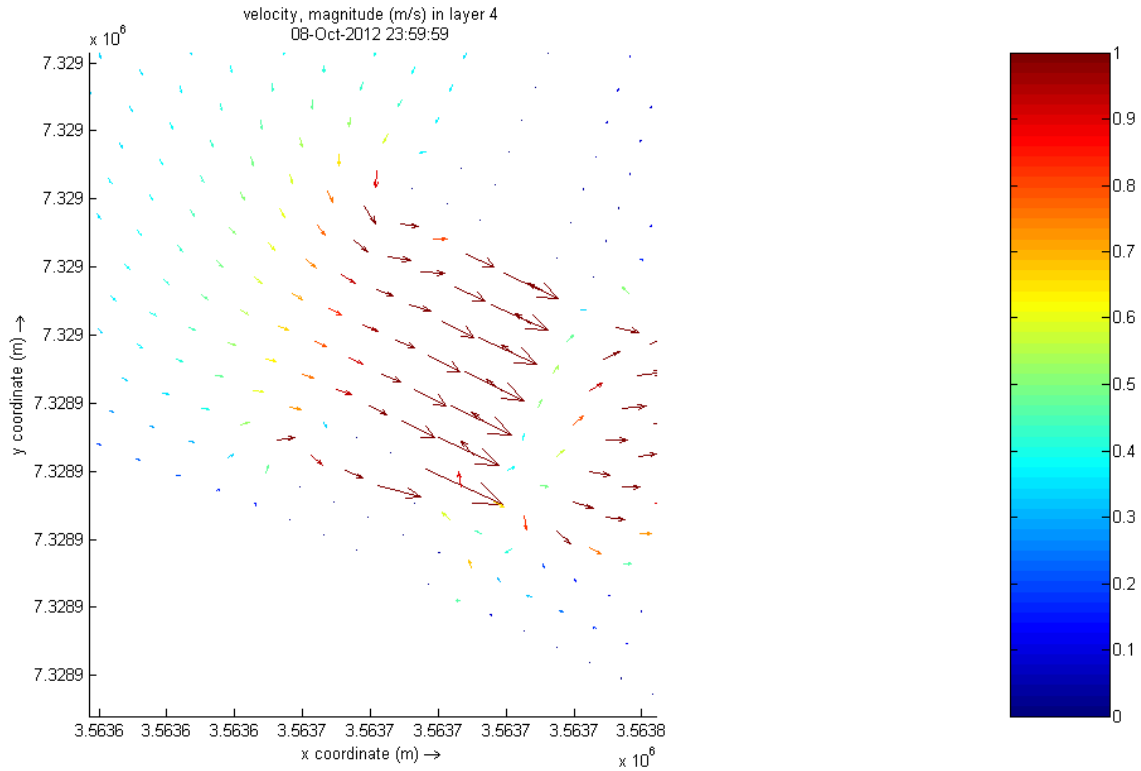


Figura 102. Detalles de vectores de velocidad capa 4.

En Figura 103 se puede observar que el campo de velocidad media para el caso 3D es similar al obtenido en el caso 2D. Es decir, se obtiene una velocidad media de aproximación al dique móvil del orden de 0,5 m/s.

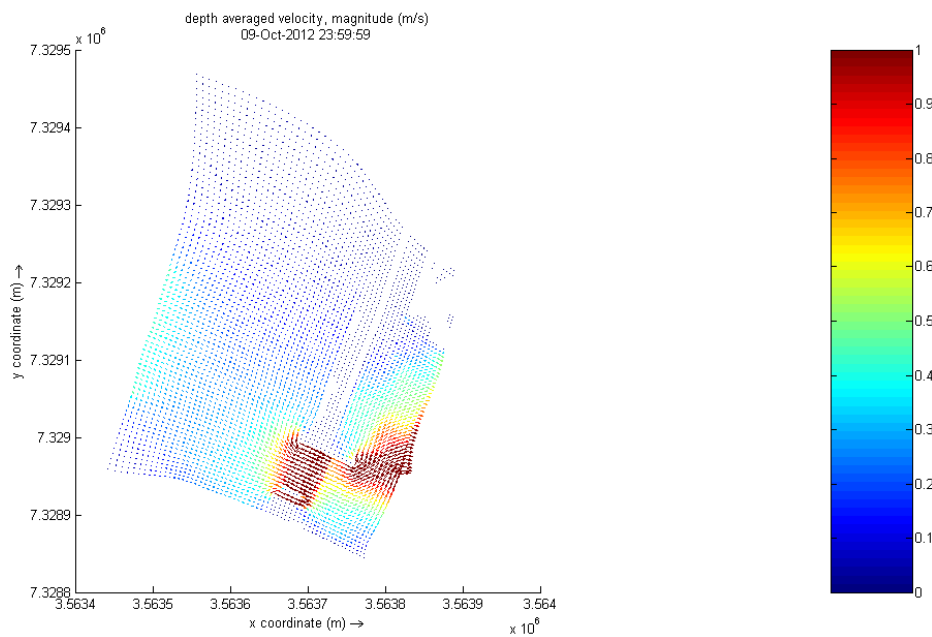


Figura 103. Campo de velocidad media hidrodinámica 3D.

Tirantes en planta que denotan zonas inundadas y secas (Figura 104).

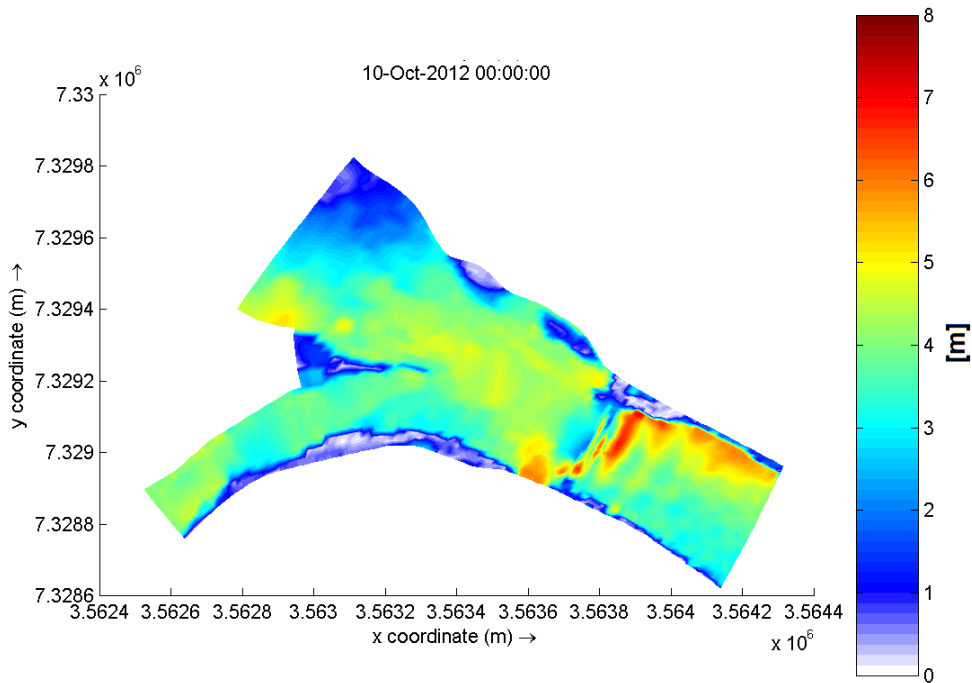


Figura 104. Tirantes en planta que denotan zonas inundadas y secas.

En la zona de la estructura el flujo es dirigido a través de la sección que corresponde al dique móvil donde, debido a su pendiente el régimen es supercrítico. Es decir que el número de Froude es mayor a 1 (Figura 105)

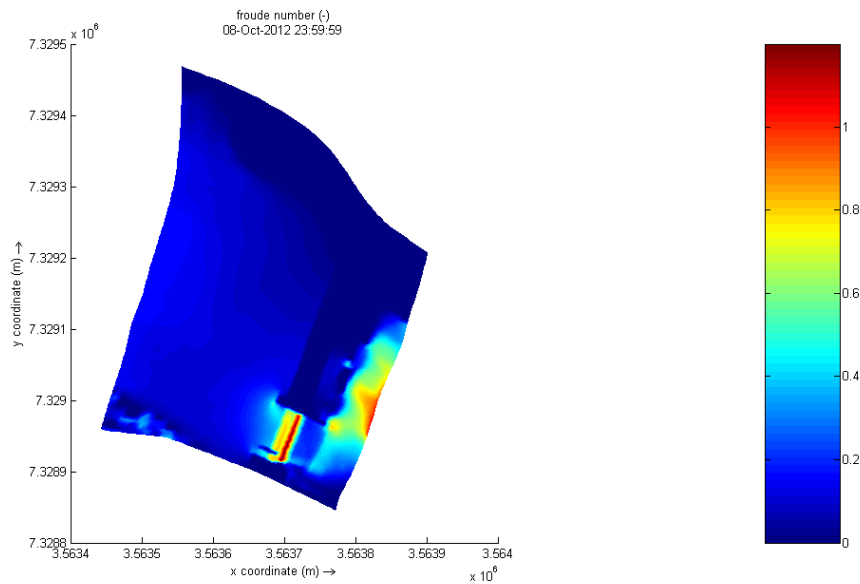


Figura 105. Número de Froude.

Perfil longitudinal en una sección media del cauce del río Reyes (Figura 106).

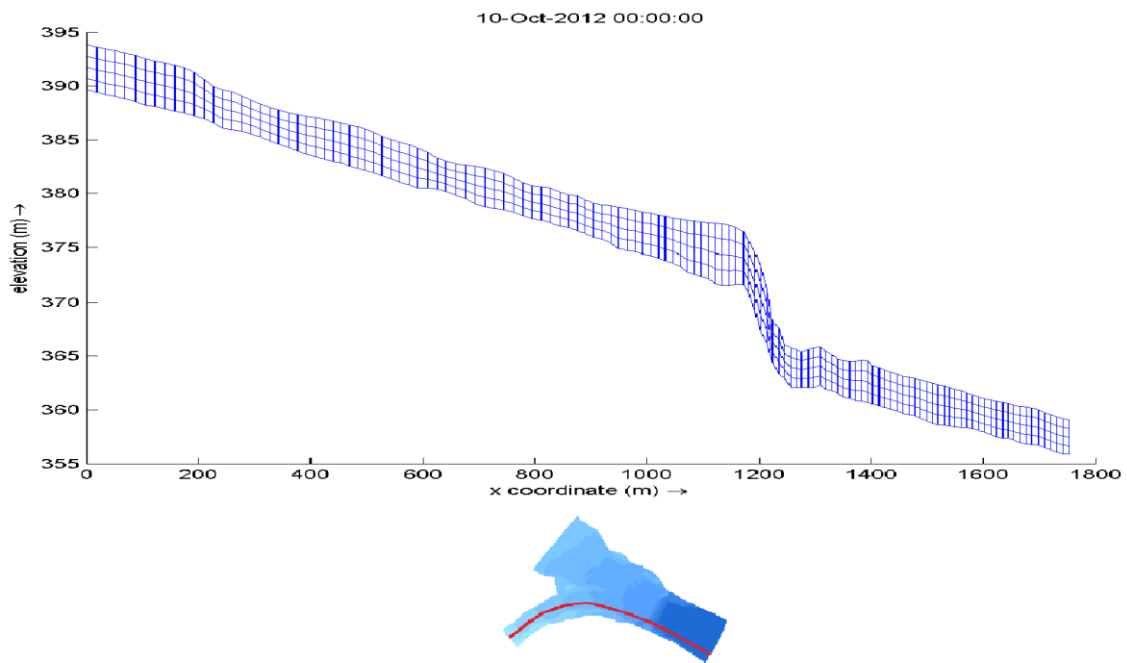


Figura 106. Perfil longitudinal río Reyes.

Perfil transversal del río aguas abajo de la estructura (Figura 107).

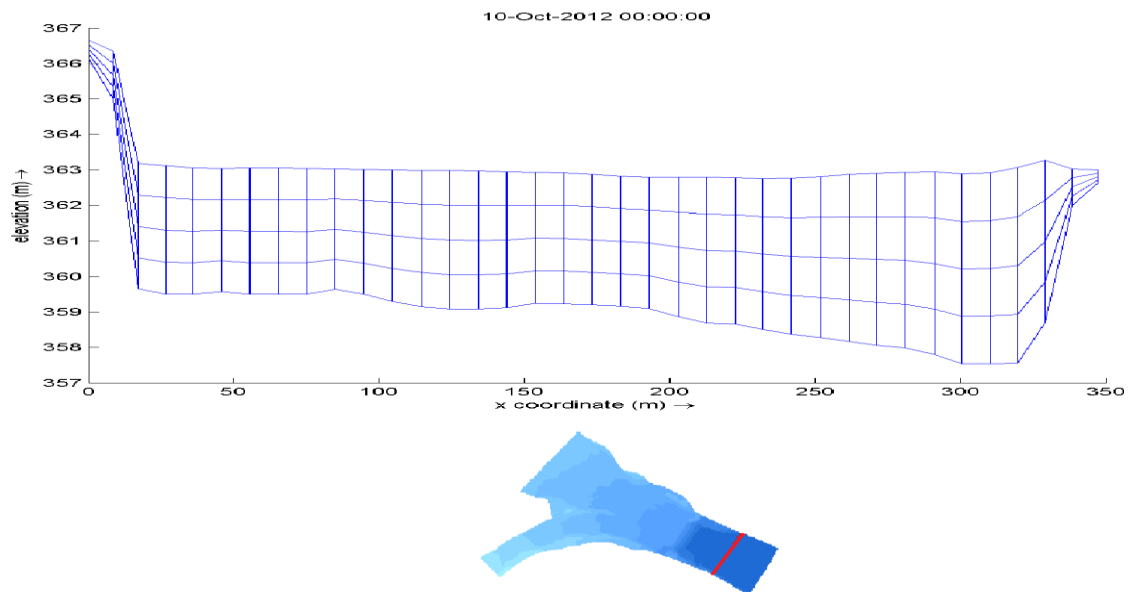


Figura 107. Perfil transversal.

Luego del análisis de los resultados, las conclusiones a las que se llegan son similares a las del caso de hidrodinámica en 2D con las compuertas completamente abiertas debido a que se restringió el transporte de sedimentos en ambas pruebas.

La entrada del flujo continúa por la parte media del cauce en ambos ríos produciendo el secado en las zonas marginales. El desbordamiento sigue ocurriendo en la zona elevada de la intersección de ambos ríos.

En los cortes longitudinales y transversales se puede observar las 4 capas con las que se realizó la simulación. Además su tirante es similar al de las pruebas de hidrodinámica en 2D (Figura 106)

8. RESUMEN Y CONCLUSIONES

Esta Práctica Supervisada se desarrolló en el marco del convenio realizado entre el Laboratorio de Hidráulica de la UNC y la empresa ROGGIO para el proyecto “Refuncionalización y mejora del dique Los Molinos de la Provincia de Jujuy” que cuenta con la generación de un modelo físico, y que se complementa con modelos numéricos que permiten la comparación de resultados.

En particular, se estudió conceptualmente el transporte de sedimentos dado por la confluencia de los ríos Grande y Reyes aguas arriba del dique de Los Molinos, permitiendo así la modelación numérica bidimensional y tridimensional del sistema mencionado para procesos hidrodinámicos y de transporte de sedimentos a través de la influencia de diferentes parámetros hidrodinámicos que utiliza el programa.

A partir de los informes y pasantías disponibles en el Laboratorio de Hidráulica, y de la colaboración de los ingenieros que trabajan en el modelo físico se pudo obtener todos los datos necesarios de la problemática del Dique Los Molinos para la realización de la práctica supervisada.

El desarrollo de esta práctica supervisada permitió, en una primera instancia, el aprendizaje del modelo numérico Delft3D para el diseño de mallas. Al principio se realizaron mallas pequeñas de poca complejidad con celdas de diferentes tamaños hasta llegar a las mallas finales de mayor complejidad. A su vez se encontró el tamaño de celdas adecuado que permitía realizar las simulaciones sin problemas. En la generación de la topografía, las irregularidades que surgían del método de interpolación se corrigieron manualmente y se construyeron diferentes escenarios que correspondían a la topografía utilizada en el modelo físico.

En una segunda instancia, se realizaron pruebas sencillas que permitieron familiarizarse con el entorno del programa y así permitir la correcta introducción de las múltiples variables de entrada. Se analizaron pruebas erróneas que surgían de ciertos parámetros (tiempo de simulación, paso de tiempo, condiciones de contorno, rugosidad, viscosidad entre otros) que fueron estudiados para permitir la modificación de estos y así lograr resultados razonables.

Una vez familiarizado con el programa, se lograron pruebas teniendo en cuenta solamente la hidrodinámica del sistema y se analizó los resultados en cada escenario simulado (líneas de corriente, velocidades, tirantes, número de Froude, perfiles longitudinales y transversales) permitiendo obtener conclusiones que brindaron la

comprensión de los fenómenos que ocurren cuando el sistema se ve sometido a un caudal de diseño de $600 \text{ m}^3/\text{s}$.

Más adelante se añadió mayor complejidad al simular el proceso de transporte de sedimentos. Las primeras pruebas contaban con un arrastre de partículas más pequeñas que las correctas debido a que el programa permitía la introducción de material más fino. Luego se configuró de manera manual el tamaño de partícula correspondiente al material del cauce. Finalmente se utilizó una zona erosionable aguas arriba del dique que correspondía a la zona de estudio y otra no erosionable aguas abajo de la estructura.

Se analizaron los resultados del proceso de transporte identificando las zonas de socavación y de depósito que se generaban aguas arriba del dique móvil. A su vez, se analizaron las mismas variables que en los procesos de hidrodinámica (líneas de corriente, velocidades, tirantes, número de Froude, perfiles longitudinales y transversales).

Para obtener condiciones iniciales de velocidad en el programa tales que coincidan con el modelo físico se utilizó un número de Manning $n = 1,6$, el cual es un valor muy alto si lo comparamos con cualquier bibliografía. Esto puede deberse a que el flujo es altamente supercrítico y el número de Manning ya no tiene más un significado físico sino que pasa a ser un parámetro de calibración libre. Este valor no solo permitió obtener condiciones iniciales similares en hidrodinámica sino también en transporte de sedimentos, obteniendo los mismos valores de la fosa de erosión en el modelo físico y modelo numérico. También cabe mencionar que el programa incursionaba en errores utilizando un número de Manning n menor a $0,01$.

Las fórmula de Van Rijn pudo representar correctamente la erosión en la simulación, obteniendo los mismos valores del modelo físico. En cambio, utilizando la fórmula de Meyer-Peter-Muller la erosión obtenida en la simulación fue tres veces menor a la obtenida en el modelo físico.

Por último se realizaron pruebas en sistemas tridimensionales a partir de la generación de capas en la profundidad del flujo y con los diferentes sistemas coordenados. Se definieron 4 capas proporcionales al tirante en cada punto. Se configuraron simulaciones con los diferentes modelos de cierre de la turbulencia. Finalmente se obtuvieron campos de velocidades similares a las simulaciones en 2D.

Se puede decir que en sistemas fluviales, los sistemas bidimensionales son suficientemente adecuados para la modelación y obtención de resultados, sin tener que incurrir en sistemas tridimensionales.

Por todo lo estudiado, se puede concluir que el Delft3D es una herramienta surgente de gran alcance que permite obtener resultados adecuados para todo tipo de problema hidráulico y de transporte de sedimentos. Por esto se evidencia que su conocimiento será de gran valor para trabajos futuros.

Con respecto al Laboratorio de Hidráulica se puede decir que es un lugar muy recomendable para la realización de la práctica supervisada debido a la permanente colaboración y disposición de todos los ingenieros que allí trabajan. Además, la experiencia y conocimientos obtenidos durante los meses de trabajo serán de gran utilidad para la carrera profesional del ingeniero que realice allí su trabajo final de grado.

9. BIBLIOGRAFÍA.

- BOUSSINESQ, J., 1887. Curso de análisis infinitesimal para aplicaciones mecánicas y físicas.
- CONSULTORA HALCROW. Elaboración del proyecto y evaluación económica e impacto ambiental del proyecto de Refuncionalización y Mejora del Dique derivador Los Molinos y Canal río Grande, provincia de Jujuy, 2010.
- DELFT3D-FLOW, Simulation of multi-dimensional hydrodynamic flows and transport phenomena, including sediments. User Manual. Versión 3.15. 2011.
- EINSTEIN, H.A., 1950. The Bed-Load Functions for sediment Transportation in Open Channel Flows. Technical Bulletin No.1026. Department of Agriculture, Soil Conservation Service, Washington D.C.
- GARCÍA M., 2003. Flow and transport equations in surface waters, CEE 498, Environmental Hydrodynamics.
- MAZA ÁLVAREZ J. A. y GARCÍA FLORES M., 1996. Transporte de sedimentos, Capítulo 10.
- MARTINEZ M. E., 2001. Hidráulica Fluvial, Principios y Práctica. Bellisco Ediciones Técnicas y Científicas.
- MEYER-PETER, E; MULLER, R. (1948). Formulas for bed-load transport. Proceedings of the 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Research. pp. 39–64.
- PASINATO H. D., 2008. Fundamentos de Mecánica de Fluidos. Resumen técnico.
- ROMERO M. y VARGAS A., 2008. Assessment of river bank protection measures at a steep mountain river in Bolivia.
- SHIELDS, A., 1936. Application of similarity mechanics and turbulence research on shear flow.
- VAN RIJIN, 1993. Principles of Sediment Transport in Rivers, Estuaries and Coastal Seas. Amsterdam: Aqua Publications – 111. ISBN 90-800356-2-9
- VUIK V., 2010. Numerical modeling of sediment transport over hydraulics structures.
- WEBER J.F., 2003. Hidráulica del transporte de sedimentos. Apunte cátedra de Hidrología UNC.