

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CORDOBA

Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales



ESPECIALIZACIÓN EN HIDRÁULICA

TRABAJO FINAL INTEGRADOR

Caracterización hidrodinámica del flujo en el vertedero lateral del modelo físico de la presa Los Alazanes, Provincia de Córdoba – Argentina

Autor: Ing. Civil Jonathan Muchiut

Directora: Dra. Ing. Civil Leticia Tarrab

Remember, when discoursing about water,

to induce first experience, then reason.

- Leonardo Da Vinci

Resumen

El diseño de los órganos de descarga de una presa requiere de especial atención a la hora de restituir el caudal evacuado a su curso original debido a los mecanismos de disipación de la energía del flujo. La cavitación, fatiga, vibraciones, inicio de movimiento, erosión, rotura por impacto y desprendimientos por presiones negativas en el cuenco que debe soportar esta disipación son fenómenos que no tienen entera correlación con respecto a los valores medios de las variables hidrodinámicas del flujo, ya que son sus fluctuaciones suficientes como para provocarlos. Por lo tanto, es necesario plantear ciertas aproximaciones estadísticas para obtener resultados prácticos. El coeficiente de presión es un indicador ampliamente utilizado para el estudio de estos casos, ya que permite contemplar aleatoriedades asociadas a la macroturbulencia y tridimensionalidad.

En este trabajo se aborda la caracterización del flujo en el cuenco disipador correspondiente al vertedero lateral del modelo físico del dique Los Alazanes, construido en el Laboratorio de Hidráulica de la Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la Universidad Nacional de Córdoba, Argentina. Para ello, se plantea la medición de presiones en su base y la estimación de los correspondientes coeficientes de presión. Se trabajará con el vertedero a su máxima capacidad y se constituirán distintas configuraciones posibles según la ubicación y altura de un azud aguas abajo del cuenco disipador, cuya función es la de elevar el tirante de agua en el mismo y así, a priori, amortiguar la energía del flujo espacialmente variado formado a la salida del vertedero.

Se presentan en primer lugar formulaciones teóricas para este tipo de flujo y sus limitaciones. A continuación se introduce el concepto de turbulencia, arribando a la cascada de energía asociada a las presiones y cuya teoría será la base para el desarrollo de una técnica de filtrado digital. Se describen a continuación las características de las tomas de presión del cuenco amortiguador, el instrumental de medición empleado, los escenarios que se analizarán y una metodología de muestreo acorde a los mismos.

Los resultados alcanzados muestran que la incorporación del azud provoca efectos contrapuestos en el fondo del cuenco bajo las condiciones ensayadas: mientras las presiones medias dinámicas disminuyen, las fluctuaciones de presión tienden a aumentar, por lo que los posibles riesgos asociados no se amortiguan de manera conjunta. Por otro lado, si se comparan los valores de estas variables medidos en ambos taludes del cuenco, son mayores en aquél donde está fundado el vertedero del dique.

Palabras clave: cuenco amortiguador – disipación de energía – turbulencia – presiones fluctuantes – coeficiente de presión.

Abstract

The design of the spillways of a dam requires special attention when restoring the evacuated flow to its original course due to the dissipation mechanism of the flow energy. Cavitation, fatigue, vibrations, initiation of motion, erosion, breakage by impact and detachments due to negative pressure in the stilling basin are phenomena that do not have all correlation with respect to the average values of the hydrodynamic variables of the flow, since their fluctuations are enough to provoke them. Therefore, it is necessary to propose certain statistical approaches to obtain practical results. The pressure coefficient is an indicator that is used for the study of these cases, and allows considering randomness in macroturbulence and three-dimensionality.

This paper deals with the characterization of the flow in the stilling basin corresponding to the lateral spillway of the physical model of the Los Alazanes dam, built in the Hydraulic Laboratory of the Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales of the Universidad Nacional de Córdoba, Argentina. To do this, the measurement of pressures in its base and the estimation of the corresponding pressure coefficients are considered. The spillway will work at its maximum capacity and different possible configurations will be constituted according to the location and height of a weir downstream of the stilling basin, whose function is to raise the water level in it and thus, a priori, dampen the energy of the spatially varied flow formed at the exit from the chute.

The theoretical formulae for this type of flow and its limitations are presented first. Then, the concept of turbulence is introduced and the cascade of energy associated with pressures, whose theory will be the basis for the development of a digital filtering technique. The architecture of the measurement of the pressure through the pressure tapings, the instruments employed to the measurement, the configuration of the weir and a sampling methodology according to them.

The results achieved show that the incorporation of the weir causes conflicting effects in the bottom of the stilling basin under the tested conditions: while the dynamic average pressures decrease, the pressure fluctuations tend to increase, so that the possible associated risks are not damped jointly. On the other hand, if the values of these variables measured in both slopes of the basin are compared, they are greater in those where the spillway of the dam is founded.

Keywords: stilling basin – energy dissipation – turbulence – fluctuating pressures – pressure coefficient.

Contenido

1	CAPÍTULO PRIMERO. INTRODUCCIÓN.....	10
1.1	El Dique Los Alazanes	11
1.2	Motivación	12
1.3	Objetivos.....	15
2	CAPÍTULO SEGUNDO. MARCO CONCEPTUAL	16
2.1	Vertederos laterales	16
2.2	Ecuaciones de flujo espacialmente variado.....	18
2.3	Turbulencia	21
2.4	Análisis dimensional: el coeficiente de presión	24
2.5	Modelos físicos.....	26
2.5.1	Efectos de escala.....	27
2.5.2	Vertido libre en modelos físicos	28
2.5.3	Medición de presiones en modelos físicos.....	31
3	CAPÍTULO TERCERO. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL.....	39
3.1	Características del modelo físico Los Alazanes	39
3.2	Características del cuenco disipador	45
3.3	Sensores de presión	47
3.4	Mediciones realizadas	49
3.4.1	Condiciones hidráulicas ensayadas.....	49
3.4.2	Medición de presiones	49
3.4.3	Filtrado de señales	51
3.4.4	Análisis de series de datos en Matlab y Python	55
3.4.5	Ruido del sensor	57
4	CAPÍTULO CUARTO. RESULTADOS	58
4.1	Caracterización del flujo.	58
4.2	Mediciones de presión en el cuenco amortiguador.....	61
4.2.1	Caracterización de las Tomas Centrales.....	62
4.2.2	Caracterización de las Tomas Laterales	63
4.2.3	Celeridad de la onda de presión	64
4.2.4	Coeficientes de presión.....	65
4.3	Discusiones finales	70
5	CAPÍTULO QUINTO. CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS.....	72
6	BIBLIOGRAFÍA.....	74

APENDICE A FILTRADO DE SEÑALES.....	77
APENDICE B CORRELACIONES CRUZADAS.....	108
APENDICE C CÓDIGOS DE MATLAB Y PYTHON	114

Índice de figuras

Figura 1. Ubicación y vista general del Dique Los Alazanes.	11
Figura 2. Vista del vertedero lateral del dique.	12
Figura 3. Vista del vertedero sobre la presa arco.	12
Figura 4. (a) Imagen del vertedero año 1944, (b) imagen del vertedero año 2006 y (c) imagen del vertedero año 2018.	13
Figura 5. Imagen aérea, tomada mediante un dron, de la topografía aguas abajo del vertedero lateral comprometido del Dique Los Alazanes.	13
Figura 6. Planos del Proyecto de reparación del dique Los Alazanes.	14
Figura 7. Vista del corte B-B' sobre una fotografía de dicha sección.	15
Figura 8. Esquematación del flujo en un canal debido a un flujo espacialmente variado proveniente de un vertedero lateral.	17
Figura 9. Flujo helicoidal en una sección típica del canal.	17
Figura 10. Esquematación del flujo en un canal debido a un flujo espacialmente variado proveniente de un vertedero lateral con la incorporación de un azud aguas abajo.	18
Figura 11. Línea de corriente.	20
Figura 12. Espectro de energía tipo.	22
Figura 13. Imagen ilustrativa del espectro de energía de presiones, y sus componentes debido a la interacción turbulencia-corte y turbulencia-turbulencia. Adaptado de George y Beuther (1980).	23
Figura 14. Esquema de incorporación de aire en una rápida. Adaptado de Vallarino (2001).	28
Figura 15. Aliviadero de vertido libre. Fuente: Fuente: Cui Guang Tao et al., 1986, adaptado por Castillo, 1989 y Carrillo, 2014).	29
Figura 16. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorro y condiciones de entrada de aire, dadas diferentes relaciones YB_j (Carrillo, 2014).	30
Figura 17. Coeficientes de presión dinámica fluctuante con la relación tirante de agua/espesor del chorro incidente (Carillo, 2014).	30
Figura 18. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre una serie a 1000 Hz y de la serie promediada a 10 Hz.	33
Figura 19. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre una serie a 1000 Hz y de la serie promediada a 100 Hz.	33
Figura 20. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre una serie a 1000 Hz y de la serie promediada a 500 Hz.	34
Figura 21. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre dos series a 1000 Hz.	34
Figura 22. Espectro de energía con presencia de distintos tipos de ruido.	36
Figura 23. Correlación cruzada c_{xy} para las mismas series $X(t)$ y $Y(t)$ medidas a distintas frecuencias.	37
Figura 24. Esquema del modelo físico Los Alazanes.	40
Figura 25. Límites del Modelo Físico en una imagen satelital.	40
Figura 26. Deflector constituido de ladrillos cerámicos huecos.	41
Figura 27. Comparación de líneas de trayectorias: (a) Modelo numérico, (b) Modelo físico sin deflector y (c) Modelo físico con deflector. Caudal en prototipo aprox. $100 \text{ m}^3/\text{s}$	41
Figura 28. Comparación de líneas de trayectorias: (a) Modelo numérico, (b) Modelo físico sin deflector y (c) Modelo físico con deflector. Caudal en prototipo aprox. $50 \text{ m}^3/\text{s}$	41
Figura 29. Modelo Físico del Dique Los Alazanes.	42
Figura 30. Fotografía del vertedero lateral.	42
Figura 31. Rápida del vertedero con arena ($d_{50}=2\text{mm}$).	44
Figura 32. Esquema de longitud de aireación y altura de vertido.	45

Figura 33. Tomas de presión en el cuenco dissipador aguas abajo del vertedero lateral.....	46
Figura 34. Conductos de cobre de las tomas de presión.	46
Figura 35. Detalle de la toma de presión en el cuenco dissipador del modelo.	47
Figura 36. Sensor de presión inalámbrico PASCO PS-3203.....	47
Figura 37. Esquema del transductor piezorresistivo MXH6400A.....	47
Figura 38. Configuraciones a analizar para cada caudal: a) Sin Azud, b) con Azud en posición A, y c) con Azud en posición B. Se agregan, además, para la condición b) y la condición c) un azud de altura mayor, conformando las configuraciones d) y e)	49
Figura 39. Esquema de las lecturas de presión para las tomas del cuenco amortiguador.....	51
Figura 40. Serie original, de 300 s de duración y 100 Hz de frecuencia.	52
Figura 41. Espectro de la serie original mediante la técnica del periodograma.	52
Figura 42. Determinación de la Banda Modelo y la recta de ajuste, sobre el espectro completo conseguido mediante la Transformada Rápida de Fourier.	53
Figura 43. Espectro Resultante completo, a través de la Transformada Rápida de Fourier.....	53
Figura 44. Comparación entre la serie original y la serie filtrada.	54
Figura 45. Espectro resultante mediante la técnica del periodograma.	54
Figura 46. Espectro resultante mediante la técnica del periodograma.	54
Figura 47. Diferencia entre espectros de energía reconstruidos según el exponente tomado para hacerlo.	55
Figura 48. Espectros de energía según Matlab 2017 y Python para una serie de alta energía para las frecuencias bajas (anteriores al rango inercial).	56
Figura 49. Espectros de energía según Matlab 2017 y Python para una serie de baja energía para las frecuencias bajas (anteriores al rango inercial).	56
Figura 50. Zonificación del flujo en el cuenco amortiguador del modelo físico.....	58
Figura 51. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición Sin Azud	59
Figura 52. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición Azud A bajo	59
Figura 53. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición Azud A alto	60
Figura 54. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición Azud B bajo	60
Figura 55. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición Azud B alto	60
Figura 56. Incorporación de aire al flujo en la solera de la rápida del vertedero.	61
Figura 57. Tirantes sobre la toma central 23 y aguas arriba del azud.	61
Figura 58. Resumen de las medias y varianzas de las series de presión medidas en las tomas centrales.	62
Figura 59. Coeficiente de presión media dinámica vs YB, para la toma 23.....	67
Figura 60. Coeficiente de presiones fluctuantes vs YB, para la toma 23.....	67
Figura 61. Coeficientes de presiones fluctuantes para la primera sección de tomas.....	68
Figura 62. Coeficientes de presiones fluctuantes para la segunda sección de tomas.....	68
Figura 63. Coeficientes de presiones fluctuantes para la tercera sección de tomas.....	69
Figura 64. Coeficientes de presiones fluctuantes para las tomas centrales.	69
Figura 65. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorro y condiciones de entrada de aire, dadas diferentes relaciones YBj (Carrillo, 2014), donde se han superpuesto los resultados alcanzados en la toma 23 del modelo físico Los Alazanes.....	71
Figura 66. Coeficientes de presiones fluctuantes para diferentes formas de chorro y condiciones de entrada de aire, dadas diferentes relaciones YBj (Carrillo, 2014), donde se han superpuesto los resultados alcanzados en la toma 23 del modelo físico Los Alazanes.....	71

Índice de tablas

<i>Tabla 1. Valores del coeficiente de rugosidad “n” de Manning.....</i>	<i>43</i>
<i>Tabla 2. Número de Reynolds y Weber en el modelo físico.....</i>	<i>45</i>
<i>Tabla 3. Resolución máxima teórica alcanzada.....</i>	<i>48</i>
<i>Tabla 4. Esquema de metodología de medición.....</i>	<i>50</i>
<i>Tabla 5. Comparación de las varianzas obtenidas a partir del espectro de energía usando Matlab 2017 y Python Anaconda.</i>	<i>57</i>
<i>Tabla 6. Varianza de la señal luego de sustraer al espectro el ruido del sensor.</i>	<i>57</i>
<i>Tabla 7. Estadísticos de las tomas laterales, para cada escenario planteado.....</i>	<i>63</i>
<i>Tabla 8. Tiempo de desfasaje de la presión para los vórtices grandes.</i>	<i>64</i>
<i>Tabla 9. Tiempo de desfasaje de la presión para los vórtices pequeños.....</i>	<i>65</i>
<i>Tabla 10. Coeficientes de presión obtenidos para la toma 23.....</i>	<i>66</i>
<i>Tabla 11. Resumen de los valores C_p' para todas las tomas, por escenario.....</i>	<i>68</i>

1 CAPÍTULO PRIMERO. INTRODUCCIÓN

Una presa es una estructura que tiene por objeto contener el agua de un cauce natural con diversos fines que pueden ser alternativos o simultáneos, como elevar el nivel de agua para derivarla por una conducción, formar un depósito que retenga excedentes para suministrar el recurso en períodos de escasez o amortiguar los picos de las crecidas de los tributarios. Si bien el objetivo principal del embalse es almacenar, en muchos casos es menester eliminar cierto volumen de agua para esperar un volumen equivalente proveniente de los ríos y así mitigar los efectos que la crecida provocaría. Esto se realiza a través de la materialización de órganos de descarga o aliviaderos, sea de forma pasiva, mediante vertederos de labio fijo, o activa, mediante la apertura de compuertas o válvulas.

El aliviadero es la obra más propiamente hidráulica de la presa. Ésta, más que hidráulica, podríamos decir que es hidrostática, pues su función estructural respecto al agua es pasiva, de resistencia. El aliviadero es hidráulico en el sentido más puro y amplio, pues su misión es derivar y transportar el agua sobrante y amortiguar su energía al reintegrarla al cauce para evitar perjuicios a la propia presa y a los bienes y personas aguas abajo. De otra forma, la presa habría quedado reducida a pura estructura resistente (Vallarino, 2001).

Según la disposición del cierre y la de las estructuras de descarga, el canal de restitución puede ser paralelo o perpendicular al eje longitudinal de dichas estructuras, presentando diferentes patrones de flujo según el caso. El diseño hidráulico convencional, basado en valores medios temporales de velocidades y presiones ha sido tratado por un gran número de investigadores y como resultado de esas experiencias se han desarrollado criterios de diseño para ciertas estructuras. *A pesar de ello, no dejan de producirse problemas y destrucciones de cuencos amortiguadores de energía en todo el mundo* (Lopardo, 2016).

La cavitación, fatiga, vibraciones, inicio de movimiento, erosión, rotura por impacto y desprendimientos por presiones negativas son fenómenos que no tienen entera correlación con respecto a los valores medios. Estrictamente hablando, el flujo interno es de carácter impermanente debido a las fluctuaciones aleatorias a las que se encuentra sometido, por lo que no resulta válido el diseño clásico basado sólo en las propiedades medias temporales. Bajo este nuevo enfoque, es necesario plantear ciertas aproximaciones estadísticas para obtener resultados prácticos. El coeficiente de presión, como se verá más adelante, relaciona la energía de presión con la energía asociada a una velocidad característica, y su uso como indicador de estas aleatoriedades asociadas a la macroturbulencia y tridimensionalidad ha sido ampliamente usado en resaltos hidráulicos que tienen lugar aguas abajo de vertederos o compuertas de fondo (Lopardo, 1987; Castillo, 2006; Lopardo y Romagnoli, 2009; Khosrojerdi y Galle-Dari, 2011; Carrillo, 2014; entre otros).

1.1 El Dique Los Alazanes

Construido entre los años 1939 y 1944, el Dique Los Alazanes –Figura 1– se encuentra ubicado entre los cerros Uritorco y Las Gemelas, a unos 110 km de la ciudad de Córdoba y aguas arriba de la localidad de Capilla del Monte en el departamento Punilla, a la que abastece de agua potable. El cierre consiste en una presa de arco de radio y ángulo variables de 71 m de longitud de coronamiento y 25 m de altura desde el lecho del río, almacenando 245000 m³ de agua y formando un espejo de 3.1 Ha.



Figura 1. Ubicación y vista general del Dique Los Alazanes.

La cuenca de aporte, con un área de 12.5 km², presenta características típicas de una cuenca de montaña reflejadas en su tamaño reducido, tiempo de concentración relativamente bajo y escasas tasas de infiltración. Esto hace que lluvias poco intensas colmaten el vaso en varias oportunidades durante todo el año hidrológico, existiendo dos órganos de alivio o vertederos que se activan, por tanto, regularmente: uno se ubica sobre la margen derecha de la presa –Figura 2– y trabaja en eventos ordinarios (cota local: 43 m), mientras el segundo se encuentra sobre la presa de arco –Figura 3– y sólo lo hace en eventos extraordinarios (cota local: 44 m). Asimismo presenta una válvula de fondo, utilizada para mantener un caudal constante en el curso aguas abajo, el río Calabalumba.



Figura 2. Vista del vertedero lateral del dique.



Figura 3. Vista del vertedero sobre la presa arco.

1.2 Motivación

Finalizadas las obras en el año 1944, los caudales excedentes regularmente erogados por los vertederos desde entonces han moldeado como resultado de la erosión la base de los canales de restitución que le corresponden, modificando principalmente la cota de fondo y la rugosidad. Si bien los cauces se pueden suponer ya estabilizados, las erosiones locales en el pie del vertedero lateral han provocado un considerable descenso del fondo con respecto a la condición inicial, en la que la cota mínima de la rápida era próxima a la cota de dicho fondo. En la Figura 4 puede notarse que esta diferencia alcanza los 3.00 m de altura para el año 2006, mientras que en el año 2015 se produce un desprendimiento completo del pie izquierdo del vertedero como respuesta a un evento hidrológico considerable, comprometiendo la fundación de la estructura. En la Figura 5 se observa una imagen aérea del cuenco en este último estado.

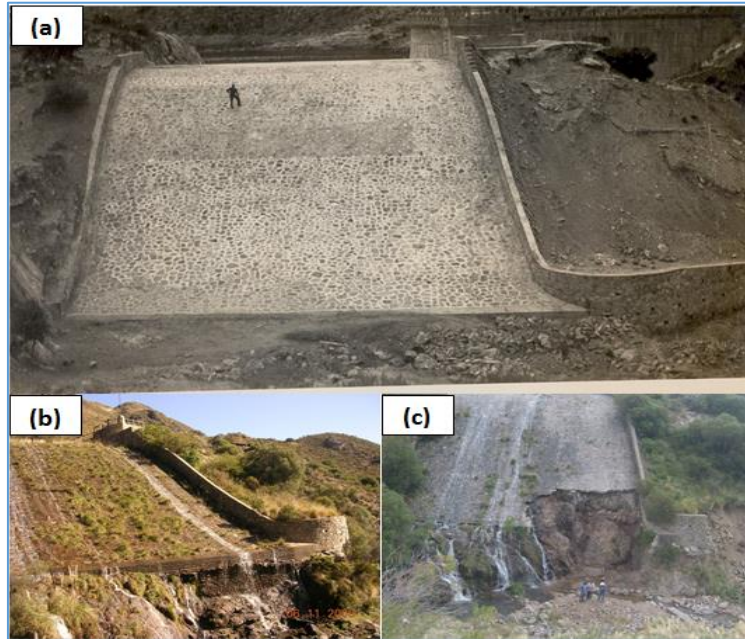


Figura 4. (a) Imagen del vertedero año 1944, (b) imagen del vertedero año 2006 y (c) imagen del vertedero año 2018.



Figura 5. Imagen aérea, tomada mediante un dron, de la topografía aguas abajo del vertedero lateral comprometido del Dique Los Alazanes.

El proyecto de reparación –Figura 6 y Figura 7– consiste esencialmente en rellenar la zona erosionada con un núcleo de material rocoso colocado en forma manual, con un cubrimiento de hormigón ciclópeo, materializando una rampa con un talud 1:0.8 hacia el cauce del arroyo. Se prevé la reconstrucción del tramo del muro lateral que ha fallado junto a la

rápida y la protección contra la erosión de la fundación del resto del muro. Asimismo se contempla la ejecución de un muro transversal ubicado en el arroyo, aguas abajo de la zona del vertedero, con el objetivo de crear un colchón de agua para mejorar la disipación de energía y el desvío en el canal para la ejecución de la obra. La eficiencia de esta última estructura, cuya posición y dimensiones finales aún no están fijadas de forma definitiva, será estudiada a través de la comparación de la disipación de energía en diversos escenarios posibles y de forma indirecta a través de las mediciones de las presiones fluctuantes en el modelo físico de Los Alazanes en el Laboratorio de Hidráulica de la Universidad Nacional de Córdoba, en el marco de la licitación de la obra por parte de la Secretaría de Recursos Hídricos de la provincia adjudicada a la empresa IMBAL S.A. a finales del año 2017.

Los estudios preliminares en el modelo físico –puntualmente los vinculados a la validación del mismo–, por una parte, y el uso, la calibración y el análisis de los sensores de presión que se emplearán en este trabajo, por otro, son el eje de dos *Prácticas Supervisadas* de la carrera de grado Ingeniería Civil –Joaquín (2018) y Romo (2019), respectivamente–. Asimismo, se han desarrollado una serie de informes elevados a la Secretaría de Recursos Hídricos (SRH, 2018) donde se describe el modelo, las mediciones realizadas y los resultados alcanzados.

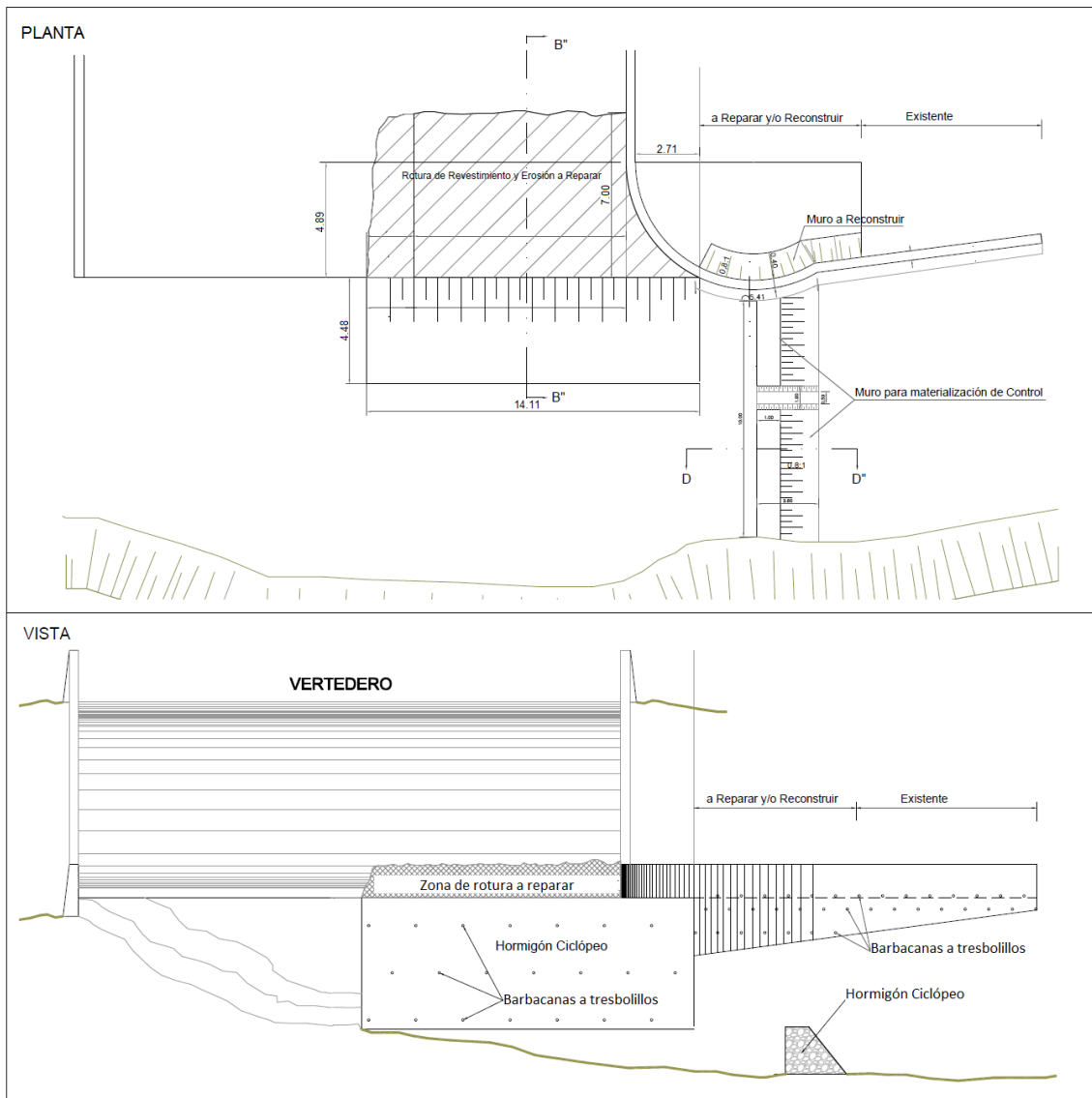


Figura 6. Planos del Proyecto de reparación del dique Los Alazanes.

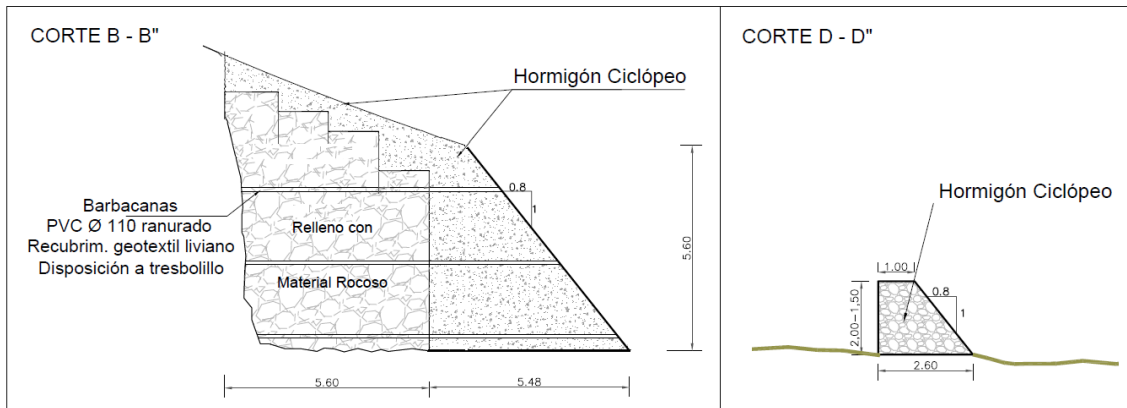


Figura 6 –continuación–. Planos del Proyecto de reparación del dique Los Alazanes.

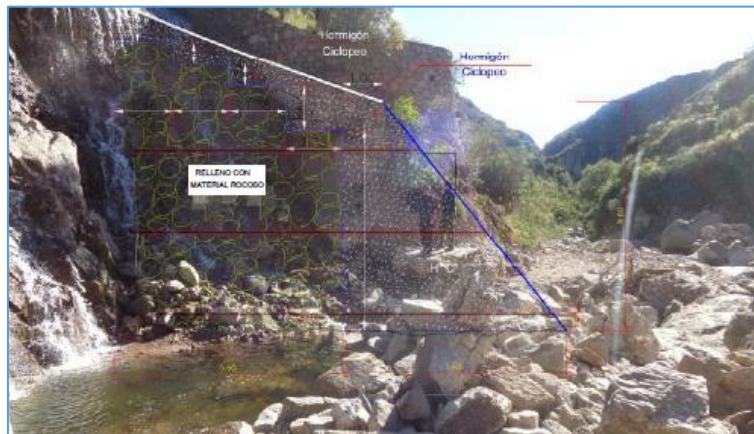


Figura 7. Vista del corte B-B' sobre una fotografía de dicha sección.

1.3 Objetivos

El objetivo general de este trabajo es caracterizar hidrodinámicamente el flujo en el modelo físico de la presa Los Alazanes a los fines de evaluar alternativas estructurales que minimicen los efectos erosivos provocados por las estructuras macroturbulentas aguas abajo del vertedero lateral.

Como objetivos específicos se plantean:

- Recopilar antecedentes en cuanto a tipos de flujos que ocurren aguas abajo de un vertedero de estas características.
- Realizar mediciones hidrodinámicas en el modelo físico Los Alazanes, analizando diferentes alternativas en cuanto a la posición y altura de un azud colocado en el canal de restitución.
- Proponer y ejecutar una metodología de medición y diversas técnicas de filtrado de las señales digitales de presiones registradas.
- Analizar los efectos producidos por el flujo y caracterizar las presiones dinámicas en el canal de restitución para los diferentes escenarios. Comparar resultados con los obtenidos por otros investigadores.

2 CAPÍTULO SEGUNDO. MARCO CONCEPTUAL

En este capítulo se presentan formulaciones teóricas para flujos espacialmente variados en canales, elaboradas por primera vez por Julian Hinds en el año 1926 y replanteadas más adelante por otros autores, entre los que se destacan Keneth Smith en el año 1967 y Ven Te Chow en el año 1976. Asimismo, se introduce el concepto de turbulencia y, a partir de la conocida cascada de energía asociada a las velocidades, se realiza una analogía para arribar a la cascada de energía asociada a las presiones, detallada por primera vez por Batchelor en 1953 y corroborada por George y Beuther tres décadas más adelante. Se introduce el concepto del coeficiente de presión, ampliamente usado en el estudio de los fenómenos de disipación de energía, y se establecen las bases de un modelo físico. Seguidamente se resumen experimentos en donde se han evaluado los coeficientes de presión, llevados a cabo por diversos autores y sintetizados por Carrillo en el año 2014. Por último, se mencionan criterios a tener en cuenta en el proceso de medición, digitalización y filtrado de señales de cualquier variable, en general, y de presión, en particular.

2.1 Vertederos laterales

Cuando la longitud del coronamiento de la presa o bien el material con la que está construida no permiten el emplazamiento de un vertedero sobre la misma, la práctica habitual es la de diseñarlo de forma independiente al cierre principal. Si, además, el caudal erogado es llevado hacia el punto de restitución aguas abajo mediante un canal cuyo eje principal es paralelo al labio del órgano de descarga, estamos frente a lo que comúnmente se conoce como canal lateral *–side channel–*. Estos canales cuentan con ventajas relacionadas a las velocidades del flujo en la entrada, ya que son reducidas y por tanto minimizan posibles erosiones, y además presentan un menor incremento del nivel de embalse para grandes tasas de descarga debido a la longitud que puede adoptar la cresta del vertedero. Sin embargo, existen desventajas en cuanto al incremento abrupto del embalse en caso que el canal se encuentre sumergido, por un lado, y la propagación de vórtices a lo largo del canal, generando un flujo helicoidal (Hager y Pfister, 2011). Si bien las características de éste dependerán de la relación de aspecto del canal B/H –donde B es el ancho superficial y H el tirante–, en la Figura 8 se presenta esquemáticamente el proceso. A medida que cada faja de caudal llega al canal y atraviesa el ancho total de la sección, comienza a formarse el flujo helicoidal según las características de ésta. Al comienzo, sin embargo, tenderá a formarse una zona de recirculación debido al importante gradiente $\partial u / \partial x$, donde u es la velocidad perpendicular al eje del canal orientado en la dirección x . Los vórtices se desarrollan con eje horizontal hacia aguas abajo y la energía remanente se disipa hasta alcanzar una sección en la que comienza la transición hacia un flujo uniforme.

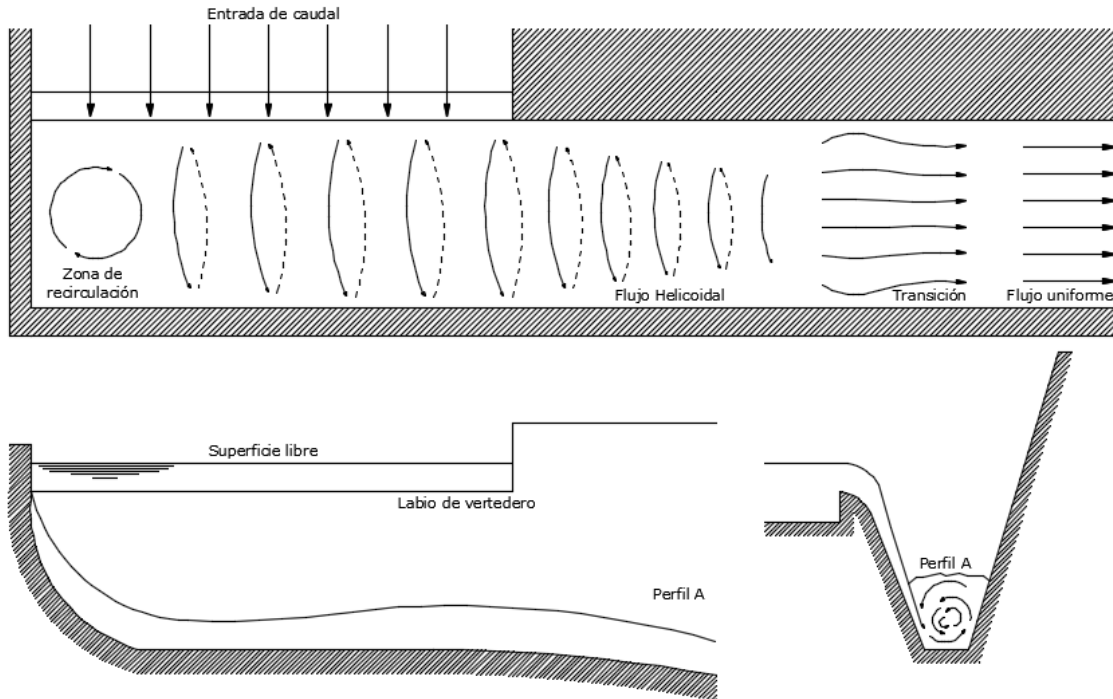


Figura 8. Esquematización del flujo en un canal debido a un flujo espacialmente variado proveniente de un vertedero lateral.

La generación de vórtices en una sección del canal debido a su forma y su desarrollo hacia aguas abajo producto de la acción gravitatoria producen efectos dinámicos contrapuestos según la dirección de la línea de corriente. En la Figura 9 podemos ver una sección típica de un canal lateral donde se desarrolla un vórtice. En un punto como en (a) las presiones dinámicas ejercen una fuerza positiva en el fondo, mientras que en un punto como en (b) las presiones dinámicas ejercen una fuerza negativa en el fondo. Así, el canal debe ser capaz de soportar presiones totales –estáticas asociadas al tirante local y las dinámicas mencionadas– que resultarán en impactos, por un lado, y succiones, por el otro, que pueden conllevar a problemas típicos de desgaste, deformaciones y desprendimientos, permitiendo de forma controlada la disipación de energía.

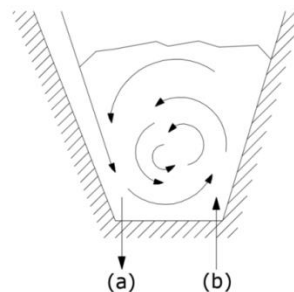


Figura 9. Flujo helicoidal en una sección típica del canal.

El extenso rango de presiones inducidas por esta vorticidad puede reducirse, a priori, aumentando el tirante aguas abajo del canal de forma tal que la caída sea menor y el volumen de agua que recibe el caudal y amortigua dicha caída sea mayor. En la práctica, esta profundización se consigue mediante la materialización de un escalón de fondo o azud –

dependiendo de las dimensiones necesarias-, por sobre el cual se consigue el tirante crítico correspondiente si el ancho de la cresta es el suficiente y, por tanto, la sección sobre la que se encuentra se denomina *sección de control*. La Figura 10 esquematiza esta situación, donde el flujo helicoidal queda retenido aguas arriba de un azud y se produce el ahogamiento de los vórtices. La zona de transición, en este caso, estará caracterizada por el resalto hidráulico aguas abajo de dicha estructura. Según la posición y altura del azud, se puede conseguir una sección con flujo uniforme aguas arriba del mismo.

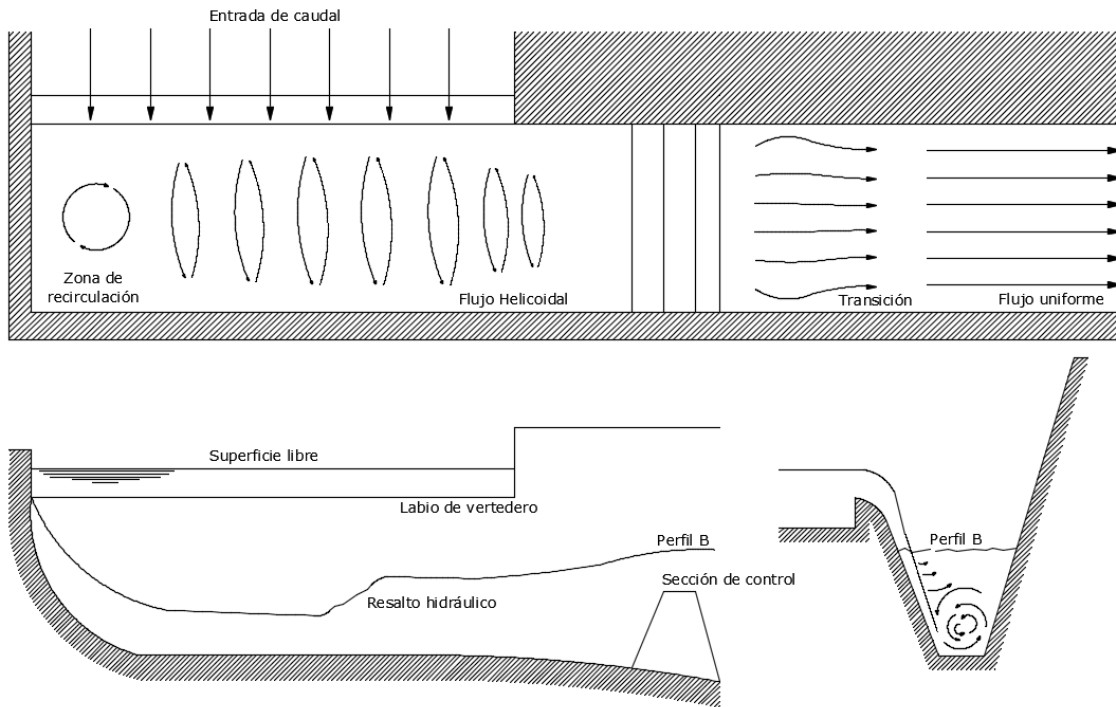


Figura 10. Esquematación del flujo en un canal debido a un flujo espacialmente variado proveniente de un vertedero lateral con la incorporación de un azud aguas abajo.

2.2 Ecuaciones de flujo espacialmente variado

El flujo de un canal paralelo a la cresta de un vertedero lateral puede describirse a partir de considerar momentum o energía. Autores como Hinds (1926), Meyer-Peter junto a Favre (1933), Camp (1940) y Farney junto a Markus (1962) desarrollaron soluciones a la ecuación de tirante para un flujo espacialmente variado tomando un volumen de control según el cambio de momentum a la que se encuentra sometido. La más completa, conseguida por estos últimos, presenta la siguiente forma suponiendo un flujo unidimensional:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_0 - S_f - \frac{2q^2 x \beta}{gA^2} - \frac{V^2 d\beta}{g dx}}{1 - \frac{q^2 x^2 B \beta}{gA^3}} \quad (1)$$

Donde y es el tirante, x la coordenada sobre el eje principal del canal, S_0 la pendiente de fondo, S_f la pendiente de fricción –no tenida en cuenta por Hinds–, q el caudal por unidad

de longitud, g la aceleración de la gravedad, V la velocidad media de la sección del canal, B su ancho de boca y β es el coeficiente que incluye tanto la distribución de la velocidad en dicha sección como el efecto de una componente de momentum adicional para casos donde el flujo saliente del vertedero no sea perpendicular al eje del canal –tenido en cuenta sólo por Farney y Markus–.

Paralelamente, Smith (1967) llega a una ecuación similar partiendo de la ecuación de energía:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_0 - S_f - \frac{2q^2x\alpha}{gA^2}}{1 - \frac{q^2x^2B\alpha}{gA^3}} \quad (2)$$

Donde α es el coeficiente de energía, supuesto constante. Ante la variación de este coeficiente a lo largo del eje del canal, la ecuación debe modificarse según lo propuesto por Babb y Ross en el mismo trabajo de Smith (1976).

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_0 - S_f - \frac{3}{2} \frac{q^2x\alpha}{gA^2} - \theta - \frac{V^2}{2g} \frac{d\alpha}{dx}}{1 - \frac{q^2x^2B\alpha}{gA^3}} \quad (3)$$

Donde θ es un parámetro de ajuste que tiene en cuenta la energía disipada, incluyendo efectos como la incorporación de aire, y puede evaluarse a partir de la comparación entre los resultados de Smith (ecuación 2) y mediciones experimentales.

Rowlings (2010) llegó a la conclusión que resulta conveniente el uso de las ecuaciones de momentum a partir de comparaciones con las ecuaciones de energía debido a las incertidumbres que éstas últimas presentan, coincidiendo con lo postulado por Chow (1976).

Las ecuaciones anteriores pueden resolverse sencillamente para secciones rectangulares de forma exacta. Para secciones variables, usualmente se emplean métodos de diferencias finitas. Cualquiera sea el caso, es importante resaltar que todas presentan una indeterminación en la sección donde ocurre el tirante crítico, ya que el segundo término del denominador no es otra cosa que el número de Froude:

$$F_r = \frac{q^2x^2B}{gA^3} \quad (4)$$

Esta sección, entonces, matemáticamente tendrá resultado sólo cuando el numerador sea nulo, pudiendo así determinar un punto de control desde donde es posible distinguir la zona de flujo subcrítico de la de flujo supercrítico. El escenario puede complicarse más en el caso de canales que presenten sucesivos puntos de control. Paralelamente, los procesos de incorporación de aire y de disipación de energía asociada al amortiguamiento del contacto de la lámina saliente del vertedero con la superficie de agua en el canal son difíciles de estimar –notar que en la expresión de Babb y Ross (ecuación 3) se tienen en cuenta a través de θ , mediante calibración–. Estas complicaciones hacen que encontrar el tirante y a lo largo de este tipo de canales no sea sencillo y, por lo tanto, la estimación de las presiones en el fondo del canal asociadas al mismo.

La hipótesis fuerte utilizada hasta ahora radica en la unidimensionalidad del flujo. Para el caso general de flujo tridimensional, la estimación de las presiones dinámicas p_{din} debidas tanto al impacto directo de la lámina en la superficie de agua como a la curvatura de las líneas de corriente –ver Figura 11– tiene solución exacta al integrar las ecuaciones de Navier-Stokes si se supone flujo no viscoso, con densidad constante ρ y sometido a un campo gravitatorio uniforme gz :

$$\text{En la dirección } s: \quad \frac{\partial}{\partial s}(p_{din} + \rho gz + \frac{\rho V^2}{2}) = 0 \quad (5)$$

$$\text{En la dirección } n: \quad \frac{\partial}{\partial n}(p_{din} + \rho gz) = \frac{\rho V^2}{2} \quad (6)$$

$$\text{En la dirección } l: \quad \frac{\partial}{\partial l}(p_{din} + \rho gz) = 0 \quad (7)$$

Donde V es la velocidad instantánea.

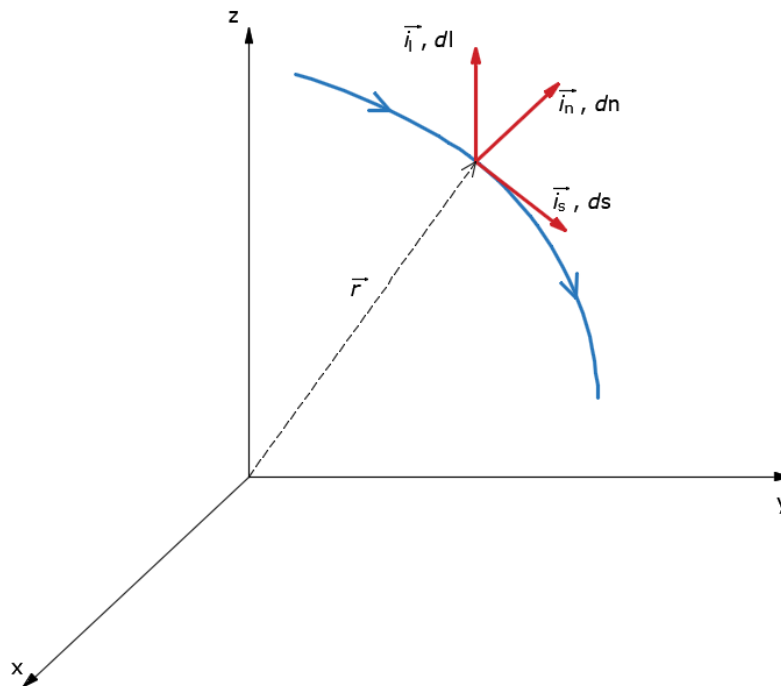


Figura 11. Línea de corriente.

A priori, entonces, podría estimarse sencillamente la presión dinámica para una faja del vertedero lateral que aporta a una sección del canal un caudal unitario q , bidimensionalizando el problema. Sin embargo, la interacción que existe entre este flujo bidimensional y el de la siguiente sección inmediatamente aguas abajo hace que el estudio deba plantearse tridimensionalmente entre las secciones del canal en el que el flujo es espacialmente variado. El análisis de las estructuras que se forman en el flujo, denominadas *vórtices*, merece el estudio de la turbulencia.

2.3 Turbulencia

La turbulencia se define como el movimiento caótico del fluido que existe cuando las perturbaciones en el flujo no son totalmente absorbidas o amortiguadas por la viscosidad del fluido. Se caracteriza por grandes variaciones en las velocidades y en la presión, tanto espacial como temporalmente.

Si tenemos en cuenta el número de Reynolds, que relaciona las fuerzas inerciales con las viscosas, podemos distinguir dos flujos. El primero es el denominado *flujo laminar* y es donde las perturbaciones no pueden extraer suficiente energía del flujo para mantenerse a sí mismas, por lo que terminan amortiguándose y desapareciendo. El segundo es el denominado *flujo turbulento*, donde si les es posible y la disipación de la energía se logra luego de un proceso llamado *cascada de energía*: la energía cinética se mueve desde las *escalas de longitud de eddy* mayores a las menores. Las primeras están asociadas a las dimensiones del volumen que almacena el flujo, mientras que las pequeñas están asociadas a la *escala de Kolmogorov*, donde la energía turbulenta se disipa en forma de calor debido a los efectos viscosos. La cascada de energía puede definirse por:

- Una macroescala, λ_M , conformando la *zona de introducción de energía*.
- Una microescala en la que los efectos de la viscosidad comienzan a ser importantes, denominada escala de Taylor, λ_T , conformando el denominado *rango inercial*.
- Una microescala en la que se disipa totalmente la energía por viscosidad, la ya mencionada escala de Kolmogorov, λ_K , conformando la *zona de disipación*.

Definiendo un parámetro k como la inversa de la longitud de escala –o número de onda–, el espectro de energía asociado se define como:

$$E_{(k)} = \frac{1}{2} \iint F_{i,i(k)} d\sigma_{(k)} \quad (8)$$

Donde la integral se desarrolla en una esfera de radio k , y $F_{i,i}$ es el espectro de velocidad, obtenido a partir de la Transformada de Fourier, definida como:

$$F_{i,i(k)} = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{ikr} [B_{i,i(r)} - B_{i,i(0)}] d^3r \quad (9)$$

Siendo $B_{i,i(r)}$ la autocorrelación de las variables fluctuantes distanciadas espacialmente por un desfase o lag r :

$$B_{i,i(r)} = \overline{i_{(0)}i_{(r)}} \quad (10)$$

Cuando la variable es la velocidad, la función de energía $E_{(k)}$ presenta, como se puede ver en la Figura 12, tres formas:

$$\text{Para la macroescala:} \quad E_{(k)} \approx Ck^2 \quad (\text{Espectro de Saffman}) \quad (11)$$

$$\text{Para el rango inercial:} \quad E_{(k)} \approx C\varepsilon^{\frac{2}{3}}k^{-\frac{5}{3}} \quad (12)$$

$$\text{Para la escala de Kolmogorov:} \quad E_{(k)} \approx Ck^{-n} \quad (13)$$

Donde C es una constante, ε es la tasa de transferencia de energía en esta zona inercial y n un valor entre 2 y 4, que dependerá de la condición de isotropía y compresibilidad del flujo. Es importante remarcar el exponente $-5/3$, ya que es una característica universal que se cumple dentro de esta zona, pudiéndose demostrar mediante análisis dimensional y comprobándose en la práctica.

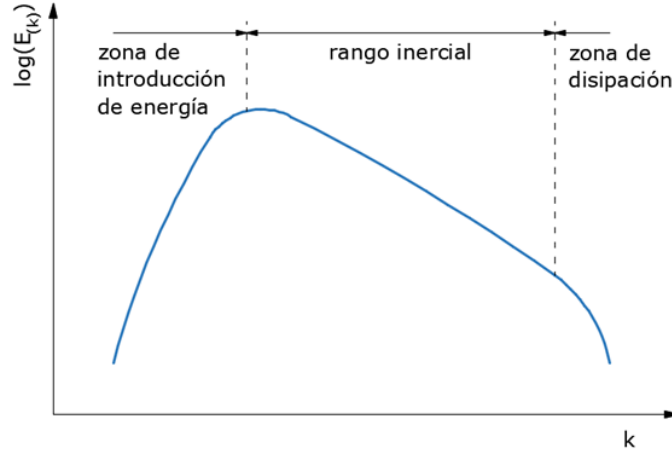


Figura 12. Espectro de energía tipo.

Similarmenete puede definirse un espectro de energía $\pi_{p(k)}$ para las presiones:

$$\pi_{p(k)} = \iint F_{p,p(k)} d\sigma(k) \quad (14)$$

Este espectro resulta de la contribución de tres espectros individuales (George y Beuther, 1980):

$$\pi_{p(k)} = \pi_{s2(k)} + \pi_{s3(k)} + \pi_t(k) \quad (15)$$

Donde $\pi_{s2(k)}$ y $\pi_{s3(k)}$ representan la función espectral del segundo y tercer momento de la interacción corte-turbulencia, respectivamente, y $\pi_t(k)$ la función espectral de la interacción turbulencia-turbulencia, y son el resultado de la definición de la presión instantánea como la suma de la presión media y la presión fluctuante en un punto y momento dados. Como para el rango inercial del espectro de velocidades, pueden definirse exponentes típicos para cada uno de estos espectros dentro de dicho rango:

$$\text{Para } \pi_{s2(k)}: \quad E(k) \approx \rho^2 \alpha_2 K^2 \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{11}{3}} \quad (16)$$

$$\text{Para } \pi_{s3(k)}: \quad E(k) \approx \rho^2 \alpha_3 K \varepsilon k^{-3} \quad (17)$$

$$\text{Para } \pi_t(k): \quad E(k) \approx \rho^2 \alpha_p \varepsilon^{\frac{4}{3}} k^{-\frac{7}{3}} \quad (18)$$

Donde α_2 , α_3 y α_p son constantes análogas a las de Kolmogorov, y K un valor supuesto constante asociado al efecto de las tensiones de corte. Los tres espectros presentan

exponentes menores al universalmente conocido $-\frac{5}{3}$ debido a que las presiones no se disipan de forma directa. Es interesante destacar que, dependiendo la zona del rango inercial, uno de los espectros puede prevalecer sobre los otros. En particular, a medida que el número de onda k crece, el espectro que relaciona turbulencia-turbulencia es el más importante, coincidiendo así con la teoría desarrollada por Batchelor (1953) donde concluye, a través del análisis dimensional, que el exponente del rango inercial para el espectro de presiones es de $-\frac{7}{3}$. En la Figura 13 podemos ver los dos espectros límites ($\pi_{s2(k)}$ y $\pi_{t(k)}$), y el espectro resultante de ambos.

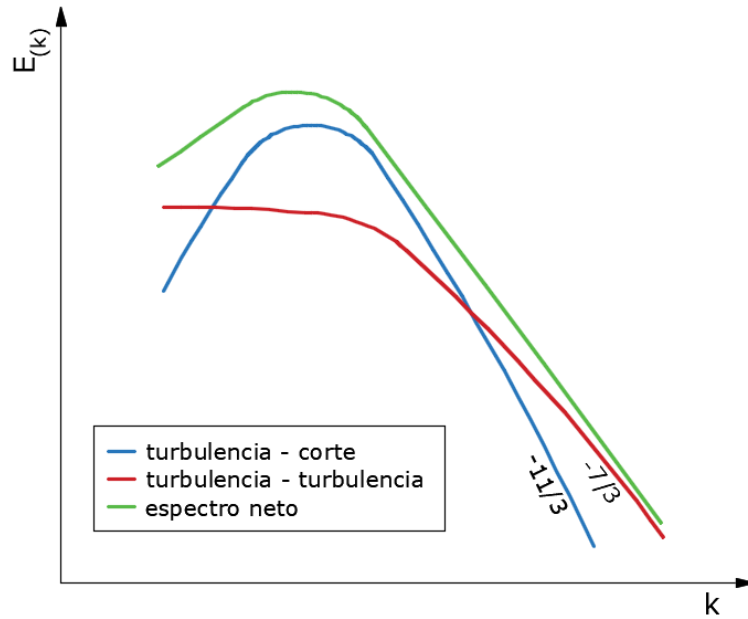


Figura 13. Imagen ilustrativa del espectro de energía de presiones, y sus componentes debido a la interacción turbulencia-corte y turbulencia-turbulencia. Adaptado de George y Beuther (1980)

A medida que la energía se transmite por la *cascada* se generan velocidades fluctuantes. Reynolds (1894) propuso definir la velocidad fluctuante como la diferencia entre la velocidad instantánea medida en un punto y la velocidad media temporal en dicho punto:

$$U' = U - \bar{U} \quad (19)$$

Donde U' es la velocidad fluctuante, U es la velocidad instantánea y \bar{U} es la velocidad media. Teniendo en cuenta la media cuadrática \tilde{U} o RMS_u –root mean square– de la velocidad fluctuante, se define intensidad de turbulencia T_u como la relación entre este valor y la velocidad media, es decir:

$$T_u = \frac{\tilde{U}}{\bar{U}} \quad (20)$$

$$\tilde{U} = RMS_u = \sqrt{\frac{\sum(U')^2}{N}} \quad (21)$$

Las fluctuaciones de presión P' son derivadas principalmente de las fluctuaciones de velocidades U' . Como para la velocidad, pueden definirse a partir de la presión medida P y la presión media \bar{P} :

$$P' = P - \bar{P} \quad (22)$$

A su vez, también es posible calcular la media cuadrática \tilde{P} o RMS_p :

$$\tilde{P} = RMS_p = \sqrt{\frac{\sum(P')^2}{N}} \quad (23)$$

Diversos autores han logrado ajustar curvas gaussianas tanto para U' como para P' , sin embargo la correspondencia dependerá del tipo de flujo que se trate. Toso y Bowers (1988) demostraron que aunque dicho ajuste arroja resultados satisfactorios en cuencos disipadores, hay fluctuaciones máximas y mínimas que se alejan de 7 a 10 veces el desvío de la media y, además, el coeficiente de simetría es sustancialmente distinto de cero. Paralelamente, Lopardo et al. (1982) llegaron a las mismas conclusiones en resaltos hidráulicos aguas abajo de compuertas y rápidas.

Es a partir de estas fluctuaciones que se replantean las ecuaciones de Navier-Stokes, dando lugar a las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas por Reynolds. Aún con éstas, la estimación de las presiones en un fluido no es sencilla. Los modelos numéricos y físicos donde, bajo ciertas simplificaciones, puedan determinarse, constituyen una herramienta valiosa para el análisis y determinación de esta variable. Con respecto a estos últimos, que son el eje de este trabajo, es importante asegurar que los vórtices de gran escala sean correctamente reproducidos. Debido a que en un flujo turbulento éstos son proporcionales a las dimensiones del cuenco que lo contiene y, como se verá más adelante, su correcta simulación está siempre garantizada junto a la similitud geométrica. Por su parte, dado a que es el flujo medio el que aporta energía en el comienzo de esta cascada, se debe asegurar que dicho flujo se mantenga en régimen turbulento, lo que ocurre a partir del de Reynolds 3000 (Kobus, 1980).

2.4 Análisis dimensional: el coeficiente de presión

En el fenómeno de presiones fluctuantes, las condiciones hidrodinámicas para un caudal constante sólo son función del tirante h_1 y velocidad media U_1 en la sección de entrada, que junto a la viscosidad cinemática ν , la densidad ρ y la aceleración de la gravedad g , generan un grupo de tres variables adimensionales:

- El número de Euler,
$$E_1 = \frac{P_1}{\frac{1}{2}\rho U_1^2} \quad (24)$$

- El número de Froude,
$$F_1 = \frac{U_1}{\sqrt{gh_1}} \quad (25)$$

- El número de Reynolds,
$$Re_1 = \frac{U_1 h_1}{\nu} \quad (26)$$

Basado en el concepto del número de Euler, puede definirse el coeficiente de presión como la proporción de energía cinética incidente que se transforma en fluctuación macroturbulenta:

$$C_p' = \frac{P'}{\frac{1}{2}\rho U_1^2} \quad (27)$$

Debido a la naturaleza aleatoria del proceso, resulta relevante reemplazar la presión fluctuante por un valor estadístico como el RMS visto anteriormente:

$$C_p' = \frac{RMS}{\frac{1}{2}\rho U_1^2} \quad (28)$$

La utilización del RMS en el coeficiente puede no ser adecuada cuando se evalúan fenómenos como el de cavitación o rotura por choque en el lecho del canal o la estructura, siendo conveniente entonces tomar una presión fluctuante como mínima o máxima, respectivamente. Es común, para tal fin, utilizar los valores mínimos o máximos medidos. Sin embargo, algunos autores suponen un valor límite probabilístico para tales fenómenos, lo que resulta más representativo por la persistencia de los efectos. Particularmente para el caso de cavitación, Toso y Bowers (1988) suponen un valor límite probabilístico del 1%, mientras Lopardo et al. (1982) proponen un 0.1%.

Resulta intuitivo que la localización del valor máximo de C_p' coincide con la localización de los valores de máxima turbulencia, caracterizada por su intensidad T_u . De forma general:

$$C_p' = f(T_u^2) \quad (29)$$

Diversos investigadores estudiaron su correspondencia. Tanto Rouse et. al. (1959) como Mansoori (1988) concluyeron en que la relación entre ambas variables es una constante igual a 10. Esto es:

$$C_p' = 10T_u^2 \quad (30)$$

Por su parte, Hinze (1975) encontró una relación directa entre P' y \tilde{U} o RMS_U :

$$P' = 0,7\rho\tilde{U}^2 \quad (31)$$

Y, teniendo en cuenta la ecuación anterior, entonces:

$$C_p' = 1,4\left(\frac{\tilde{U}}{U}\right)^2 = 1,4T_u^2 \quad (32)$$

Resulta evidente, entonces, que las presiones dinámicas medidas permiten estimar la intensidad de turbulencia y, a partir de la misma junto a la velocidad media de una sección, dar

una idea de la magnitud de las fluctuaciones de velocidad que ocurren en el flujo de forma indirecta.

2.5 Modelos físicos

Un modelo de un sistema físico base, denominado prototipo, puede ser pensado como otro sistema capaz de reproducir cierto fenómeno de tal manera que las mediciones realizadas en el mismo pueden ser usadas para predecir, con cierto grado de exactitud, los efectos generados en el prototipo. Dos sistemas físicos a partir de los cuales puedan realizarse esta proyección son llamados *sistemas similares*.

Para poder realizar estas predicciones en el prototipo es necesario que el modelo -de aquí en adelante denominado *modelo físico*- satisfaga un conjunto de requerimientos, comúnmente denominados *condiciones de similitud*. Entre las más importantes, por su habitual uso en modelos físicos hidráulicos de laboratorio, podemos mencionar:

- Similitud Geométrica: requiere que la forma del modelo físico sea la misma que la del prototipo, de forma distorsionada o no distorsionada.
- Similitud Cinemática: requiere igualdad en la forma de las líneas de corriente en cualquier instante de tiempo tanto en el modelo físico como en el prototipo.
- Similitud Dinámica: requiere que la relación entre dos fuerzas cualquiera actuando en el modelo físico sean iguales a la correspondiente en el prototipo.
- Similitud Térmica: requiere relaciones de temperatura en determinados puntos iguales entre el modelo físico y el prototipo.
- Similitud Química: requiere relaciones de concentraciones químicas en determinados puntos iguales entre el modelo físico y el prototipo.

Mientras son escasos los modelos físicos hidráulicos en los que se trabajan a similitud Térmica o Química, la similitud geométrica resulta un requerimiento básico a cumplir. Puede presentar inconvenientes en cuanto a las rugosidades generadas al escalar las del prototipo, provocando resistencias que alteran el flujo. Por su parte, la similitud cinemática necesita como condición necesaria el cumplimiento de la similitud geométrica debido a las condiciones de contorno. Sin embargo, aun satisfaciendo este requisito, la similitud cinemática sólo puede alcanzarse cuando las relaciones entre las fuerzas que actúan sobre una partícula de fluido sean las mismas, es decir, cuando se satisfaga la similitud dinámica. Asegurando las tres condiciones, los patrones de flujo y las fuerzas medidas en modelo físico permiten estudiar el comportamiento del prototipo.

Las fuerzas a tener en cuenta pueden categorizarse en *fuerzas externas* -como la gravitatoria-, *fuerzas intrínsecas* al fluido -como las debidas a la viscosidad y a la tensión superficial- y *fuerzas resultantes* -como la de arrastre o empuje-. A su vez, es necesario suponer la existencia de una fuerza virtual en correspondencia con la segunda ley de Newton, la *fuerza de inercia*, que no es otra que la resultante de la sumatoria vectorial de las fuerzas clasificadas anteriormente, pero con opuesto signo (Sharp, 1981).

La fuerza de inercia será proporcional a la masa de un volumen de control ρL^3 y la aceleración V/T , donde L es una longitud característica del sistema, V es la velocidad y T es el tiempo, y puede escribirse como:

$$F_i \propto \frac{\rho L^3 V}{L/T} \quad (33)$$

La fuerza de gravedad será proporcional a la masa de tal volumen de control y a la aceleración g de la gravedad, tal que:

$$F_g \propto \rho L^3 g \quad (34)$$

La fuerza debida a la viscosidad será proporcional a la viscosidad dinámica μ del fluido, a su velocidad y a la longitud característica:

$$F_v \propto \mu V L \quad (35)$$

La fuerza debida a la tensión superficial σ del fluido será proporcional a ésta y a la longitud característica:

$$F_t \propto \sigma L \quad (36)$$

De la relación entre la fuerza inercial y cada una de las demás resulta un grupo de números adimensionales, a los cuales es posible arribar desde el análisis dimensional. El número de Froude Fr , el número de Reynolds Re y el número de Weber We , respectivamente, son entonces los que permiten asegurar la similitud dinámica:

$$Fr = \frac{\text{Fuerza de inercia}}{\text{Fuerza de la gravedad}} = \frac{V}{\sqrt{g h}} \quad (37)$$

$$Re = \frac{\text{Fuerza de inercia}}{\text{Fuerza viscosa}} = \frac{\rho V L}{\mu} \quad (38)$$

$$We = \frac{\text{Fuerza de inercia}}{\text{Fuerza de tensión superficial}} = \frac{\rho V^2 L}{\sigma} \quad (39)$$

Si bien existen otras fuerzas –y por lo tanto otros números adimensionales asociados–, la mayoría de los modelos físicos hidráulicos se diseñan a partir de estos tres. Resulta evidente que, para ciertos flujos, el cumplir rigurosamente con todas las similitudes dinámicas es una tarea difícil o hasta imposible de alcanzar, *“pero ocurre felizmente, que la no identidad de algunos parámetros adimensionales en modelo y prototipo no influye apreciablemente sobre el resultado que se busca”* (Fuentes, 2002). Por tal motivo, bajo ciertas circunstancias, se pueden relajar algunos parámetros y realizar efectivamente los modelos de modo que sus resultados sean prácticamente representativos, induciendo así los denominados *efectos de escala* que serán despreciables según el tipo de flujo que se trate.

2.5.1 Efectos de escala

Como se mencionó anteriormente, *en la práctica no resulta posible en la mayoría de los casos imponer la igualdad de todos los parámetros adimensionales*. Todo esto indica que es imposible construir un modelo distinto en tamaño al prototipo tal que satisfaga todas las

condiciones de similitud. Este hecho se llama por razones obvias “paradoja de la imposibilidad”. Una de las finalidades de la investigación en los laboratorios de modelos es encontrar métodos para salvar esta paradoja. Entre los más usados se encuentran la relajación de parámetros, la distorsión de escalas y la introducción de fuerzas externas ficticias.

Supóngase ahora que existen rangos de los números de Reynolds y de Weber en los cuales su influencia es despreciable, [...] estos modelos en que la viscosidad y la tensión superficial no influirían, se llaman modelos de Euler, por la razón siguiente: si la viscosidad no influye entonces la ecuación de Navier-Stokes degenera en la de Euler para el fluido ideal. La existencia de modelos de este tipo no implica que la viscosidad sea idénticamente nula, sino más bien equivalente a introducir fuerzas externas ficticias en la ecuación de Euler, que no dependen del número de Reynolds, por ejemplo. Obviamente, este tipo de modelo será inconcebible para representar zonas en que la viscosidad desempeña un papel básico, como en la capa límite. (Fuentes, 2002)

En este modelo se utilizó la relajación de parámetros para salvar la “paradoja de la imposibilidad”: se considera que los efectos de la viscosidad pierden su influencia si los valores del número de Reynolds superan los 5000, mientras que los efectos de la tensión superficial se pueden despreciar si el número de Weber es mayor a 11 (Lee, 2002), o bien fijando un límite inferior de tirante de 3 cm (Kobus, 1980).

2.5.2 Vertido libre en modelos físicos

El aumento de la velocidad del flujo trae aparejado la incorporación de aire desde la superficie. Si bien, teóricamente, la velocidad necesaria a alcanzar es aproximadamente 14 m/s, correspondiente a la que produce la energía cinética suficiente para igualar la presión atmosférica local, los fenómenos de turbulencia tanto en la solera como en los cajeros hacen que el espesor δ_y de la capa límite aumente hasta alcanzar la altura de la lámina, momento a partir del cual comienza la incorporación de aire –Figura 14–.

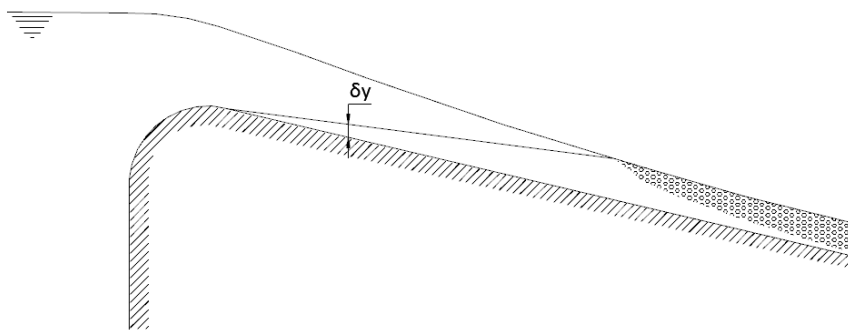


Figura 14. Esquema de incorporación de aire en una rápida. Adaptado de Vallarino (2001).

En la Figura 15 se presenta un esquema del fenómeno de incorporación de aire en la trayectoria de caída de una lámina bidimensional. En el caso de que este chorro cuente con suficiente distancia de caída, las perturbaciones turbulentas de las superficies en contacto con la atmósfera circundante pueden provocar una entrada de aire en el núcleo líquido e incluso llegar a desaparecerlo (Carrillo, 2014). La longitud de rotura L_b es la distancia a partir de la cual se ha producido la disgregación completa del chorro, desapareciendo el núcleo por completo.

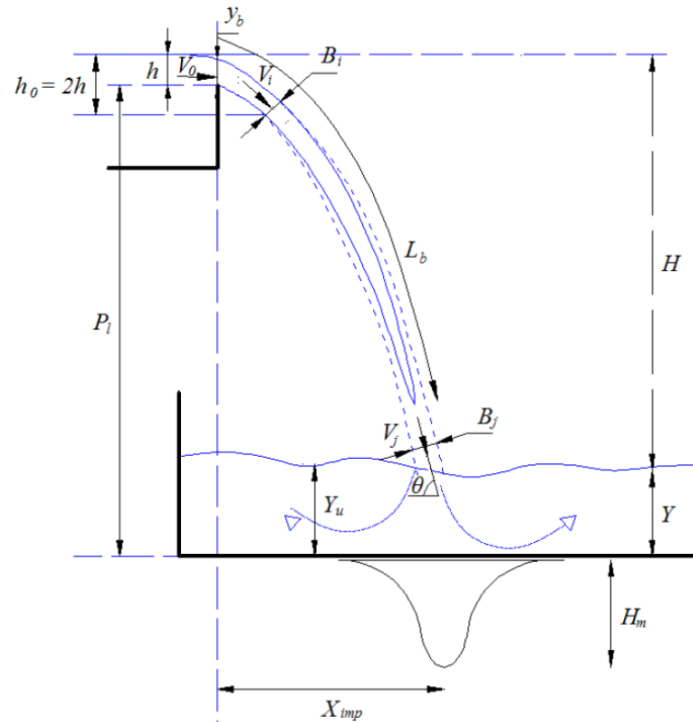


Figura 15. Aliviadero de vertido libre. Fuente: Fuente: Cui Guang Tao et al., 1986, adaptado por Castillo, 1989 y Carrillo, 2014).

El análisis dimensional muestra que el arrastre de aire desde la atmósfera al chorro se rige por la gravedad, la tensión superficial y los efectos de turbulencia inicial, siendo una combinación de fenómenos de Froude, Weber y Reynolds. El correcto estudio en el modelo a escala debería simular todos estos fenómenos, lo que resulta imposible, como se verá en el próximo capítulo. En el cuenco amortiguador, Ervine (1998) distingue tres mecanismos de entrada de aire:

- Perturbaciones de la superficie turbulenta del chorro incidente.
- Aire introducido por una capa generada en torno a la superficie de un chorro liso.
- Aireación desde la superficie libre.

El fenómeno dinámico de la incidencia del chorro provoca presiones totales en el fondo del cuenco que resultan de la suma entre la presión hidrostática del colchón de agua y la presión dinámica –caracterizadas por su presión dinámica media y sus fluctuaciones–. Resulta evidente que, para la situación de chorros no aireados, el total de la energía cinética con la que el mismo impacta en el fondo –punto de estancamiento– se debe transformar en energía potencial, por lo que los coeficientes de presión asociados C_p han de ser unitarios. A medida que el chorro se airea y aumenta su ancho, el coeficiente tiende a disminuir. Diversos autores han estudiado estos fenómenos para distintos caudales, niveles de aireaciones, caídas, tirantes en el cuenco amortiguador y formas de chorros. Los resultados han sido recopilados y expuestos en gráficos por Carrillo (2014), y se pueden visualizar en la Figura 16.

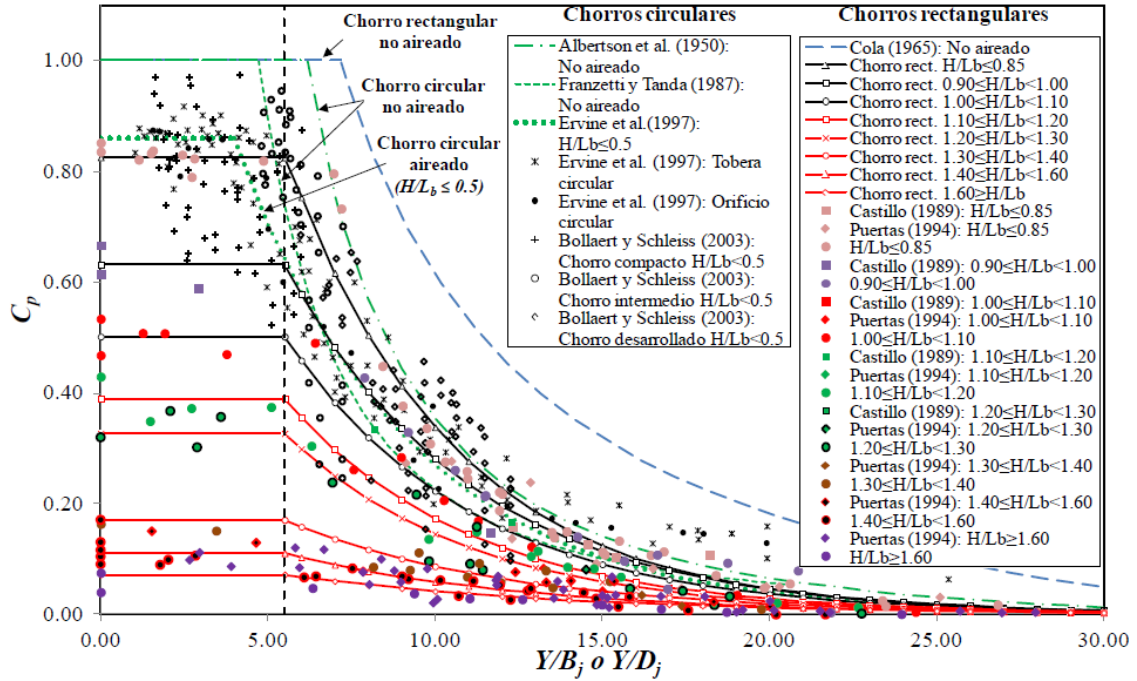


Figura 16. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorro y condiciones de entrada de aire, dadas diferentes relaciones Y/B_j (Carrillo, 2014).

Por otro lado, si tenemos en cuenta los coeficientes de presión asociados a las fluctuaciones de presiones, ya no nos encontramos con un plafón como en el caso anterior, sino con una distribución que alcanza un máximo para una relación Y/B_j determinada, que variará según las condiciones propias del ensayo, como se puede ver en la Figura 17.

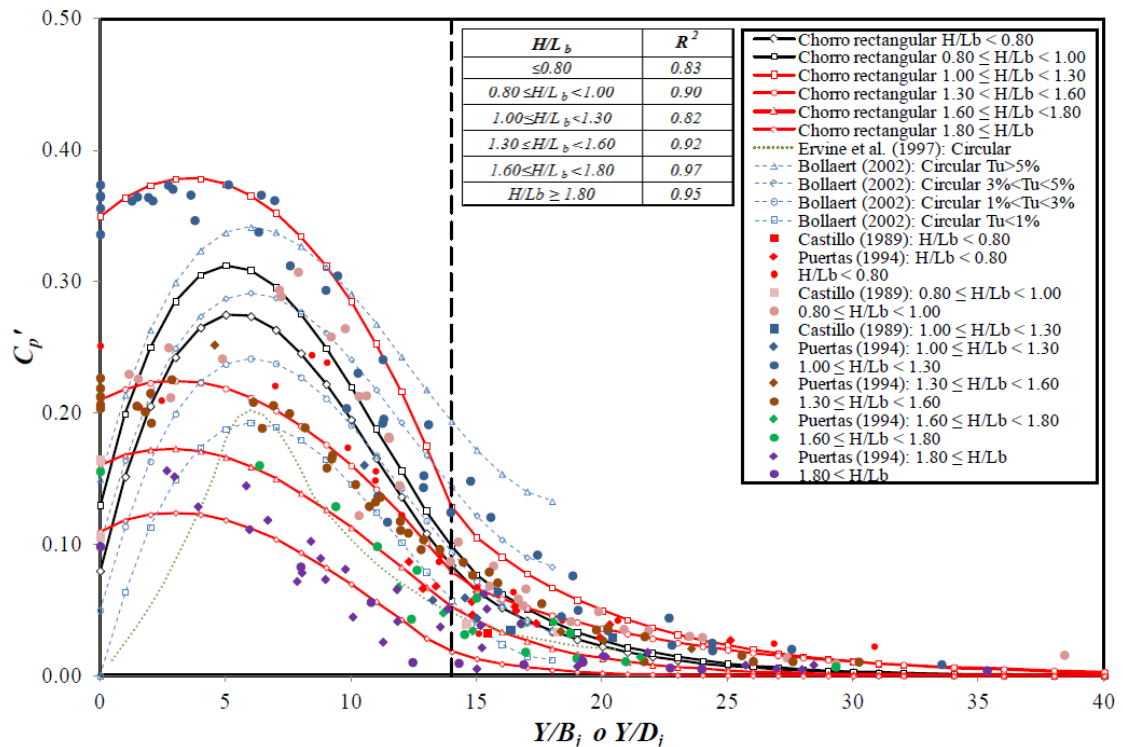


Figura 17. Coeficientes de presión dinámica fluctuante con la relación tirante de agua/espesor del chorro incidente (Carillo, 2014).

A su vez, Cui Guang Tao et al. (1986, citado por Carrillo -2014-) propone clasificar el cuenco según la disipación que en el mismo ocurre, dependiendo de los tirantes aguas arriba y aguas abajo del chorro –Figura 15–:

- a. El tirante aguas abajo Y es menor al tirante conjugado correspondiente a un resalto hidráulico. No hay disipación efectiva de energía.
- b. El tirante aguas abajo Y es mayor al tirante conjugado correspondiente a un resalto hidráulico. La disipación de energía dependerá de la relación entre el ancho B_j del chorro incidente y el tirante local en la zona de incidencia del mismo, Y_{co} . Para relaciones $Y_{co}/B_j > 20$, no existe curvatura apreciable de la superficie de agua debido a la incidencia del chorro.

Es decir, obviando el límite teórico estipulado del cociente $Y_{co}/B_j = 20$, la relación entre el tirante local y el ancho del chorro repercute directamente en la disipación de energía y en las presiones calculadas en el punto de estancamiento, ya que cambian las estructuras turbulentas que ocurren en el cuenco.

2.5.3 Medición de presiones en modelos físicos

2.5.3.1 Tomas de presión

La medición de presiones en el fondo de un canal de laboratorio a través de sensores se puede llevar a cabo de forma directa o indirecta.

- La primera requiere de cierta elevación de dicho canal, a fin de conectar el sensor por debajo del modelo físico. Aunque presenta la ventaja de realizar la tarea de forma directa toma-sensor, conlleva subestimar los valores medidos, ya que deberían plantearse tomas de diámetro igual a la boca del sensor y con ello la señal se amortigua por promediación.
- La segunda consiste en unir el sensor a la toma mediante un conducto. En estos casos resulta importante tener en cuenta el efecto que el material, longitud, diámetro y espesor del tubo puedan tener en las futuras mediciones, ya que las fluctuaciones en el fondo del canal generan una señal que viaja hasta el sensor y puede deformar las paredes del conducto, alterando la medición. Otro inconveniente en el tubo supone la entrada de burbujas de aire por la toma, logrando distorsiones completas en las mediciones. El primer problema, de mayor envergadura ya que el ruido en los datos puede llegar a ser imperceptible, se soluciona tomando un material rígido, longitudes limitadas y espesores apropiados. El segundo puede ser controlado mediante mediciones sucesivas y vaciado completo del tubo antes de cada muestreo.

En caso de conectar cada toma con el sensor a través de un conducto, es necesario realizar algunas consideraciones en cuanto a sus características. En la literatura se pueden encontrar estudios realizados en tubos plásticos de 5 mm de diámetro interno. Autores como Akbari et al. (1982), por ejemplo, proponen límites de 1.00 m de longitud máxima. Los estudios experimentales llevados a cabo por Lopardo y Henning (1984) arrojan resultados excelentes hasta longitudes de 55 cm, aceptables hasta los 1.05 m y amplificaciones nocivas para longitudes mayores debido a la disminución sensible de la frecuencia propia del sistema que interactúa incrementando la señal y a la par generando ruido a lo largo del mismo.

Las frecuencias también presentan sensibilidad frente a las características del conducto. Lopardo y Henning (1984) concluyen que esta sensibilidad sólo es apreciable para longitudes mayores a 0.50 m en tubos de 5 mm de diámetro interno. Sin embargo las frecuencias dominantes no lo son. A modo de cierre, recomiendan aumentar el diámetro

interno de los conductos plásticos si se requieren longitudes mayores, llegándose a resultados confiables hasta 2.00 m de longitud, o bien utilizar conductos metálicos, que se suponen infinitamente rígidos para mediciones en laboratorio.

Para cualquiera de los dos casos, a su vez, las vibraciones del mismo modelo y las del conducto, si existe, repercuten de forma directa en la señal, por lo que se necesita de algún método de filtrado digital de la misma.

2.5.3.2 Frecuencia y longitud de muestreo

Resulta interesante estudiar la frecuencia de ocurrencia de los eventos, entendiéndose como tales cada una de las estructuras o vórtices que se forman en el volumen de control medido, correspondiente a las inmediaciones de la toma. Uno de los métodos más reconocidos para llevar a cabo este análisis se basa en el espectro de energía de la señal, definido anteriormente y obtenido a partir de la aplicación de diversas técnicas, según su finalidad. Entre las más usadas se mencionan la Transformada Rápida de Fourier y el Periodograma a partir de un análisis de autocorrelación.

El tiempo entre muestras, Δt , debe basarse en las escalas de flujo turbulento para que las fluctuaciones puedan ser reconstruidas adecuadamente. Las frecuencias importantes dependen del flujo y el objetivo del análisis. En un canal a superficie libre la máxima frecuencia f_m puede ser aproximada por la ecuación propuesta por Nezu y Nakagawa (1993):

$$f_m = \left(\frac{50}{\pi}\right) \left(\frac{U}{l}\right) \quad (40)$$

Donde U es la velocidad media en la sección y l una longitud característica del vórtice, igual al tirante de agua. Además, para satisfacer el criterio de Nyquist, se requiere que la tasa de muestreo f_s sea mayor al doble de la frecuencia más alta contenida en la señal:

$$f_s = 2f_m \quad (41)$$

En caso de no cumplirse, las componentes de alta frecuencia pueden ser tenidas en cuenta en las frecuencias bajas, dándose lugar a lo que se conoce como *aliasing*, que no puede ser removido por ninguna técnica de filtrado digital ya que es inherente al proceso de muestreo.

Uno de los filtros más utilizados es el realizado mediante el promedio de la señal digital de frecuencia f_s , lo que permite eliminar aquel ruido cuya media sea nula. A su vez, promediar la serie original cada N datos y obtener una serie nueva a frecuencia $f_R = f_s/N$ sin ese tipo de ruido implica disminuir la varianza original y reducir la longitud del espectro. Para satisfacer el criterio de Nyquist y evitar la aparición de aliasing, García et al. (2005) proponen el uso del factor de ganancia $H(f)$. Sea $X_{(f)}$ la transformada de Fourier de la señal original $x(t)$ y $Y_{(f)}$ la transformada de Fourier de la señal promediada $y(t)$, entonces dicho factor se define como:

$$H_{(f)} = \frac{Y_{(f)}}{X_{(f)}} = \frac{f_R}{f_s} \sqrt{\frac{1 - \cos\left(2\pi \frac{f}{f_R}\right)}{1 - \cos\left(2\pi \frac{f}{f_s}\right)}} \quad (42)$$

A partir del factor de ganancia puede definirse una frecuencia límite, correspondiente a $H(f) = \sqrt{2}/2$, tal que la frecuencia de Nyquist ($f_R/2$) sea mayor o igual a la misma. En conclusión, se deberá buscar una frecuencia lo suficientemente grande como para abarcar todas las estructuras turbulentas que se necesiten analizar, pero limitada por la aparición del ruido electrónico y ruido vibracional-acústico que puedan aparecer y, a su vez, la frecuencia máxima a la que se puede promediar para evitar dichos ruidos estará dada por la frecuencia de Nyquist a través del concepto del factor de ganancia $H(f)$.

En la Figura 18 se presentan los espectros de una serie medida a 1000 Hz, en rojo, y de una serie a 10 Hz obtenida de la promediación de la primera, en azul. Como se puede ver, la frecuencia de Nyquist ($f_R/2$) es mayor a la frecuencia que asegura un factor de ganancia $H(f)$ –curva color verde– de $\sqrt{2}/2$, dada por la intersección de la curva color cian con $H(f)$. A medida que aumentamos la frecuencia con la que se consigue la segunda serie –es decir, disminuimos el número N de promediado–, la frecuencia de Nyquist se aproxima a la límite establecida, como podemos ver en la Figura 19. Continuando con el aumento de frecuencia, como en los casos de la Figura 20 y la Figura 21, la frecuencia de Nyquist es menor y comienza el fenómeno de aliasing. En la práctica, las señales que presentan este inconveniente son fáciles de detectar mediante el análisis espectral, ya que el mismo comienza a mostrar a partir de la frecuencia de Nyquist un comportamiento periódico.

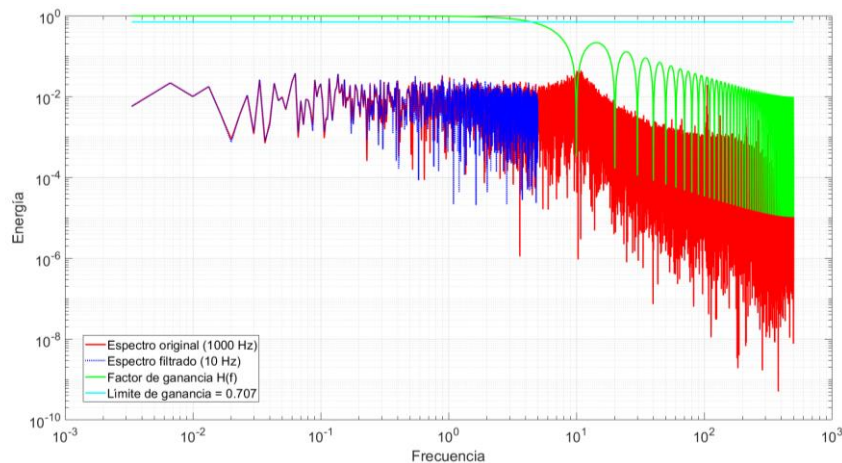


Figura 18. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre una serie a 1000 Hz y de la serie promediada a 10 Hz.

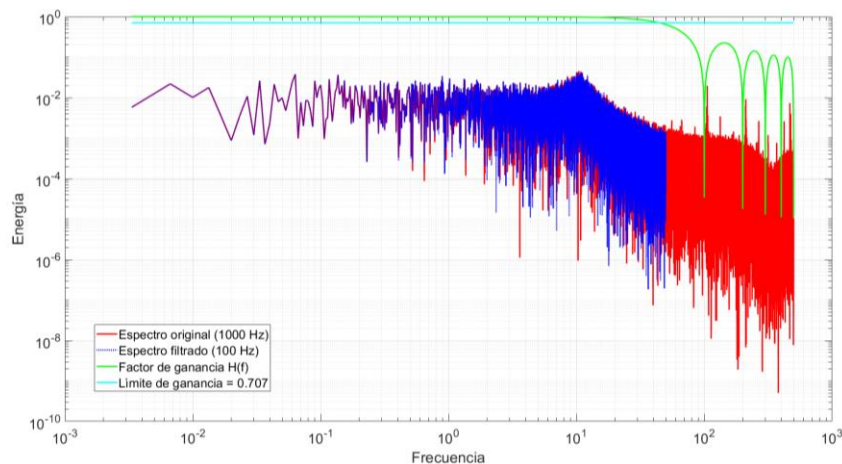


Figura 19. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre una serie a 1000 Hz y de la serie promediada a 100 Hz.

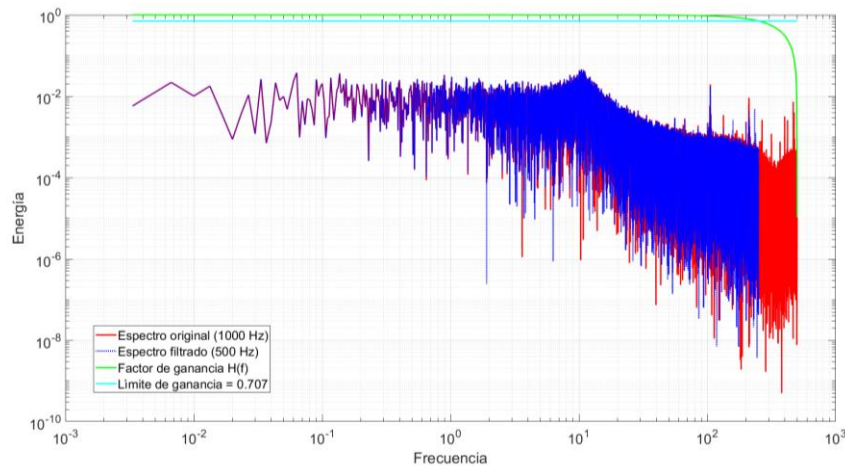


Figura 20. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre una serie a 1000 Hz y de la serie promediada a 500 Hz.

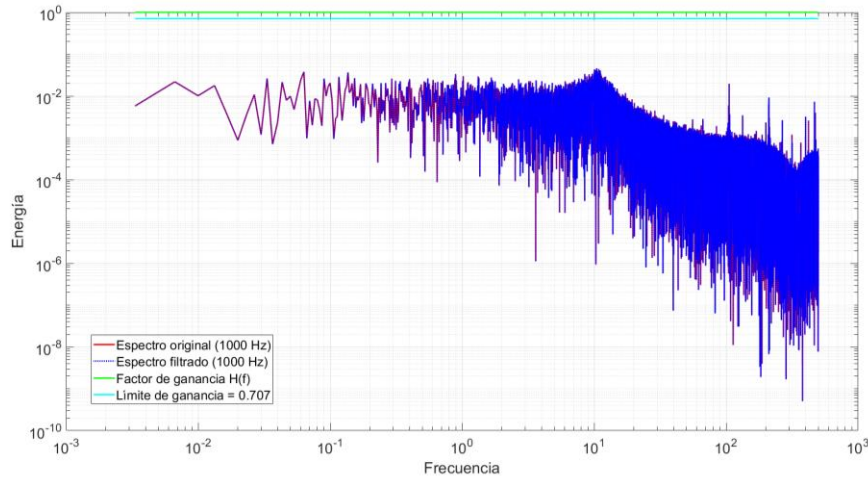


Figura 21. Análisis del factor de ganancia y espectros resultantes entre dos series a 1000 Hz.

A su vez debe verificarse que la señal sea medida durante un tiempo tal que el período de muestreo total T_r sea un producto del período de la frecuencia dominante f_d , lo que resulta sencillo para un pulso:

$$T_r = N\Delta t = \frac{1}{f_d} \quad (43)$$

La relación anterior puede expresarse en términos del error medio cuadrático –Bendat y Piersol (1986)– normalizado de una variable cualquiera Φ :

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{E[(\hat{\Phi} - \Phi)^2]}}{\Phi} \quad (44)$$

Donde $\hat{\Phi}$ es el valor estimado de dicha variable. El número de realizaciones n_d está intrínsecamente relacionado con este error. A su vez, una realización se corresponde al desarrollo de un vórtice completo, por lo que el tiempo necesario de medición T_r , dado un rango de frecuencia de interés B_e , queda definido por:

$$T_r = \frac{1}{B_e \varepsilon^2} = \frac{n_d}{B_e} \quad (45)$$

Para señales más complicadas –diferentes a un simple pulso–, es recomendable tomar un período de muestreo suficientemente largo y, mediante prueba y error, encontrar el período en el cual la frecuencia dominante deja de ser dependiente del tamaño de la muestra.

2.5.3.3 Ruidos y filtros digitales

Si bien se diseñan y se implementan filtros analógicos inherentes al sensor para eliminar ciertos ruidos asociados a una frecuencia en particular, o a una banda de éstas, el uso de un mismo equipo para la medición de diversos fenómenos lleva a la necesidad de acoplar filtros luego de la digitalización de la señal analógica.

Si graficamos el espectro de energía de una señal digital, podríamos obtener una curva como la que se muestra en la Figura 22, de la cual es posible explicar ciertas características en cuanto al ruido que puede presentarse:

- El ruido propio del sensor, comúnmente llamado *ruido del sensor*, están asociados a frecuencias altas. En el espectro de energía, se caracterizan por mantener un nivel de energía constante, e indica el límite de frecuencia por encima del cual la medición del aparato es inútil.
- El sensor puede imprimir en la señal el denominado *ruido electrónico*. En el espectro se caracteriza por presentar, para cierta frecuencia, un nivel de energía no coherente con el nivel de energía de la banda formada por las frecuencias contiguas. Es decir, es un pulso que se repite en la misma frecuencia, medición tras medición, y resulta más evidente a bajos niveles de energía. Por ejemplo, un ruido electrónico típico se debe a la inducción del campo electromagnético generado por la tensión de línea de la red (sea 220 o 380 Vca) y la frecuencia asociada de 50 Hz (en nuestro país) sobre algún componente del circuito del sensor.
- Puede existir el ya mencionado ruido vibracional y acústico. El primero es el originado por la vibración en algún punto del modelo (por ejemplo, el soporte de un canal, el conducto que une toma-sensor, o el propio del movimiento inconsciente del operador que sostiene dicho aparato), mientras que el segundo es el que se manifiesta por la onda de presión que viaja desde la toma al sensor, provocando deformaciones en las paredes del conducto y compresibilidad del fluido medido. Este ruido debe ser minimizado, tanto alejando la frecuencia característica del mismo de la frecuencia característica del fenómeno que se desea medir como disminuyendo la energía que la misma agrega al sistema.
- Por último, a medida que el tiempo de muestreo se extiende –esto es, la serie es más larga– comienzan a aparecer energías asociadas a frecuencias bajas que pueden no ser representativos del fenómeno que se pretende estudiar. Un caso típico es el propio que una bomba le imprime al flujo en un modelo físico de laboratorio debido a su impermanencia en el tiempo.

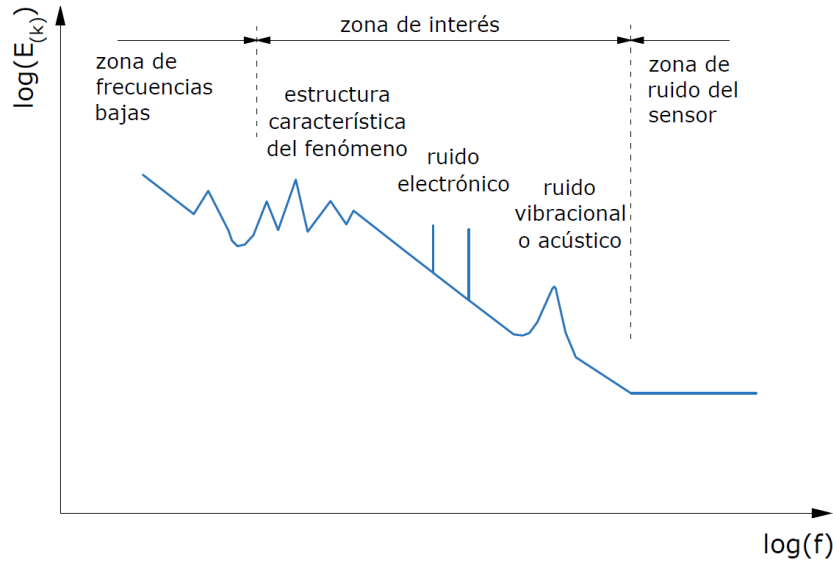


Figura 22. Espectro de energía con presencia de distintos tipos de ruido.

La zona de interés debe estar, por lo tanto, entre la zona de frecuencias bajas y la zona del ruido del sensor. En general, los filtros pasabanda permiten eliminar la influencia de estas zonas y es posible, luego, usar el camino inverso para conseguir una serie filtrada que responda al espectro resultante de dicha eliminación.

El ruido electrónico, por su parte, es eliminado mediante el proceso de promediado de la señal, con el consiguiente amortiguamiento de los picos y disminución de la varianza. El ruido acústico desaparecerá teniendo en cuenta las recomendaciones propuestas por Lopardo et al. (1982) ya mencionadas en la sección 2.5.3.1. Sin embargo, el ruido vibracional es propio del fenómeno y su interacción con el modelo físico, por lo que su remoción deberá tener un tratamiento especial, como se verá en la sección 3.4.3.

2.5.3.4 Análisis de correlación cruzada y la celeridad de la onda de presión

Dadas dos series $X_{(t)}$ y $Y_{(t)}$ de igual longitud N es posible determinar, mediante un simple análisis, el tiempo entre pares consecutivos de correlación máxima. La correlación cruzada entre las series $X_{(t)}$ y $Y_{(t)}$ de igual longitud N dado un desfase k es igual a:

$$c_{xy(k)} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-k} X_{(i)} Y_{(i+k)}}{\sigma_x \sigma_y} \quad (46)$$

Donde σ_x y σ_y son los desvíos de cada una de las series. En un análisis en donde las variables intervinientes están ligadas a la turbulencia, el tiempo transcurrido τ entre dos picos máximos en la función de correlación cruzada es un estimativo de la velocidad con que el vórtice atraviesa la distancia entre los puntos en que han sido medidas. La hipótesis de Taylor establece que, para velocidades fluctuantes suficientemente bajas con respecto a la velocidad media del flujo –en otras palabras, la intensidad de turbulencia $T_u = \tilde{U}/\bar{U} \ll 1$ –, los vórtices macroturbulentos se desplazan a la velocidad media \bar{U} , lo que ocurre en flujos de baja energía, con turbulencia isotrópica y homogénea. Sin embargo, esta velocidad, denominada *velocidad convectiva* U_c , es propia de la estructura turbulenta y difiere de \bar{U} para flujos tridimensionales y no uniformes.

La forma que presente la función de correlación cruzada dependerá fuertemente de la frecuencia con que se tomen las señales, ya que el desfase o lag k mínimo que puede tomarse es predefinido por aquella. Luego, para frecuencias suficientemente bajas, la varianza de la función de correlación cruzada decrece por la falta de valores intermedios. En la Figura 23 vemos una típica función de correlación cruzada c_{xy} para dos variables medidas a 100 Hz, 50 Hz, 10 Hz, 5 Hz, 2 Hz y 1 Hz. Cada valor se ha dividido por el máximo de la serie para así comparar los resultados con respecto a la unidad. Las primeras cuatro funciones son idénticas, mientras las últimas dos comienzan a presentar ciertas discrepancias debido al efecto de pérdida de resolución temporal producto de la promediación, lo que repercute directamente en las correlaciones asociadas a las estructuras menores. Para este trabajo, a fines prácticos, se trabajarán con series a 100 Hz, por lo que no se espera un amortiguamiento apreciable en este tipo de funciones.

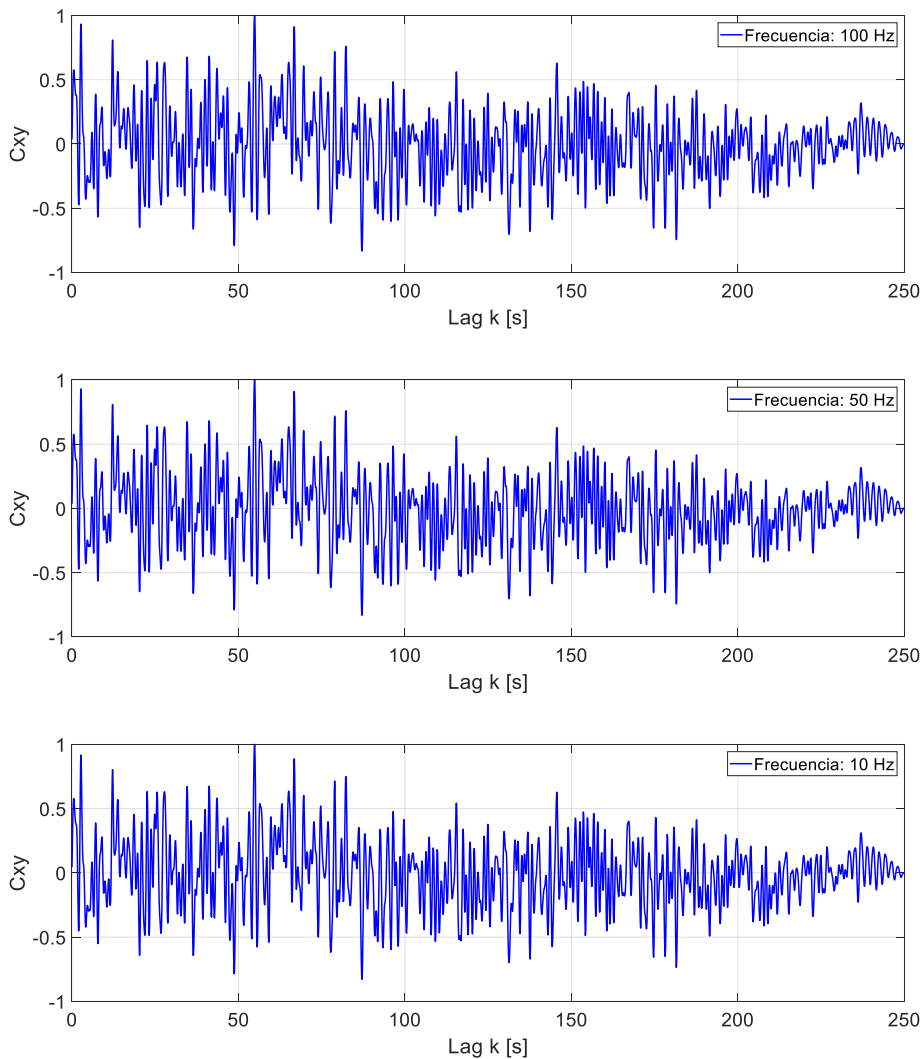


Figura 23. Correlación cruzada c_{xy} para las mismas series $X_{(t)}$ y $Y_{(t)}$ medidas a distintas frecuencias.

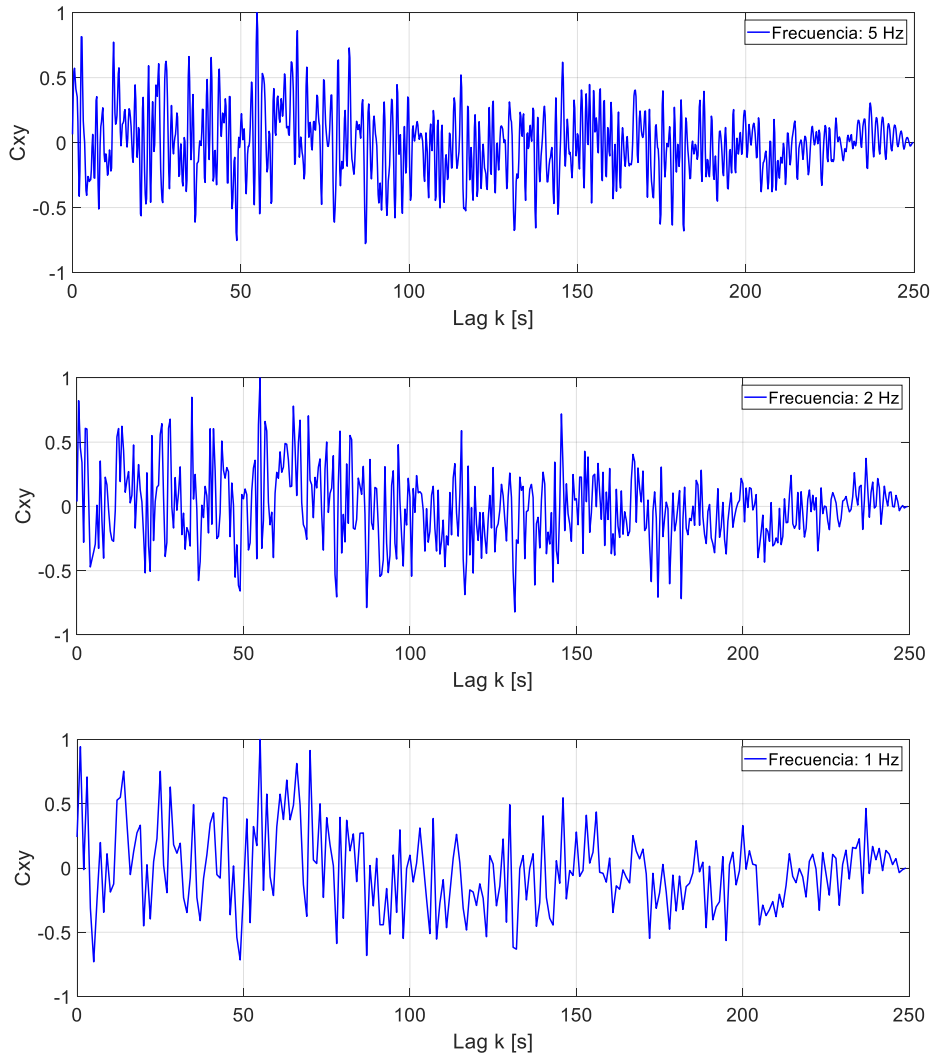


Figura 23 –continuación–. Correlación cruzada c_{xy} para las mismas series $X(t)$ y $Y(t)$ medidas a distintas frecuencias.

3 CAPÍTULO TERCERO. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL

Se presenta aquí la caracterización del modelo físico Los Alazanes. Se describen a continuación la instalación experimental utilizada para la de medición de presiones a través de las tomas del cuenco amortiguador, los elementos que componen el sensor para realizar dicha tarea, los escenarios que se analizarán y una metodología de muestreo acorde a los mismos.

3.1 Características del modelo físico Los Alazanes

Dado que el flujo a superficie libre es dominado por los efectos gravitatorios, estos modelos deben ser escalados de acuerdo a la similitud de Froude. Para asegurar que los efectos de escala sean despreciables, el modelo físico ha de ser suficientemente grande, generalmente construido a mayores escalas que 1:50 (Sharp, 1981). La escala a seleccionar estará limitada según dos condiciones: debe permitir incorporar el modelo en las instalaciones disponibles y a su vez el caudal necesario para reproducir las condiciones a ensayar del prototipo tiene que ser abastecido por el grupo de bombeo de dichas instalaciones. Así, el modelo froudiano a fondo fijo Los Alazanes presenta una relación de longitudes no distorsionada de 1:35. Siempre que la escala de gravedad sea igual a la unidad, se cumplen las siguientes reglas de escala:

$$\text{Escala de longitud} \rightarrow L_r = \frac{L_p}{L_m} = 35$$

$$\text{Escala de área} \rightarrow A_r = L_r^2 = 1225$$

$$\text{Escala de velocidad} \rightarrow V_r = L_r^{1/2} = 5.92$$

$$\text{Escala de tiempo} \rightarrow t_r = \frac{L_r}{V_r} = L_r^{1/2} = 5.92$$

$$\text{Escala de descarga} \rightarrow Q_r = V_r A_r = L_r^{5/2} = 7247$$

$$\text{Escala de rugosidad} \rightarrow K_r = L_r = 35$$

$$\text{Escala de Manning} \rightarrow n_r = L_r^{1/6} = 1.80$$

Dada la escala de longitudes y el espacio disponible en las instalaciones, el modelo físico se construyó de forma espejada al prototipo. La topografía necesaria tanto aguas arriba como aguas abajo del vertedero fue relevada en campo en casi su totalidad, complementándose con imágenes satelitales. En la Figura 24 se esquematiza la totalidad del modelo y un detalle de la zona compuesta por el vertedero y el cuenco disipador, junto a la posición de las 27 tomas de presión.

En la Figura 25 se presentan los límites del modelo superpuestos a la zona de estudio. Se observa que la dirección del flujo en el canal de ingreso al modelo (**Flecha Roja**) difiere de la dirección del flujo el prototipo (**Flecha Verde**). Para mejorar las condiciones de borde y la similitud cinemática en la zona de aproximación al vertedero se incorporó al modelo un deflector construido con ladrillos cerámicos huecos –Figura 26–, ubicado de tal manera que las líneas de trayectoria media del modelo físico, obtenidas mediante el uso de la técnica LSPIV –

Large Scale Particle Image Velocimetry–, sean semejantes a las del prototipo, simuladas mediante la realización de un modelo numérico en HEC-RAS 2D, para el caudal máximo esperado de $100 \text{ m}^3/\text{s}$ -Figura 27- y la mitad del mismo, $50 \text{ m}^3/\text{s}$ -Figura 28-.

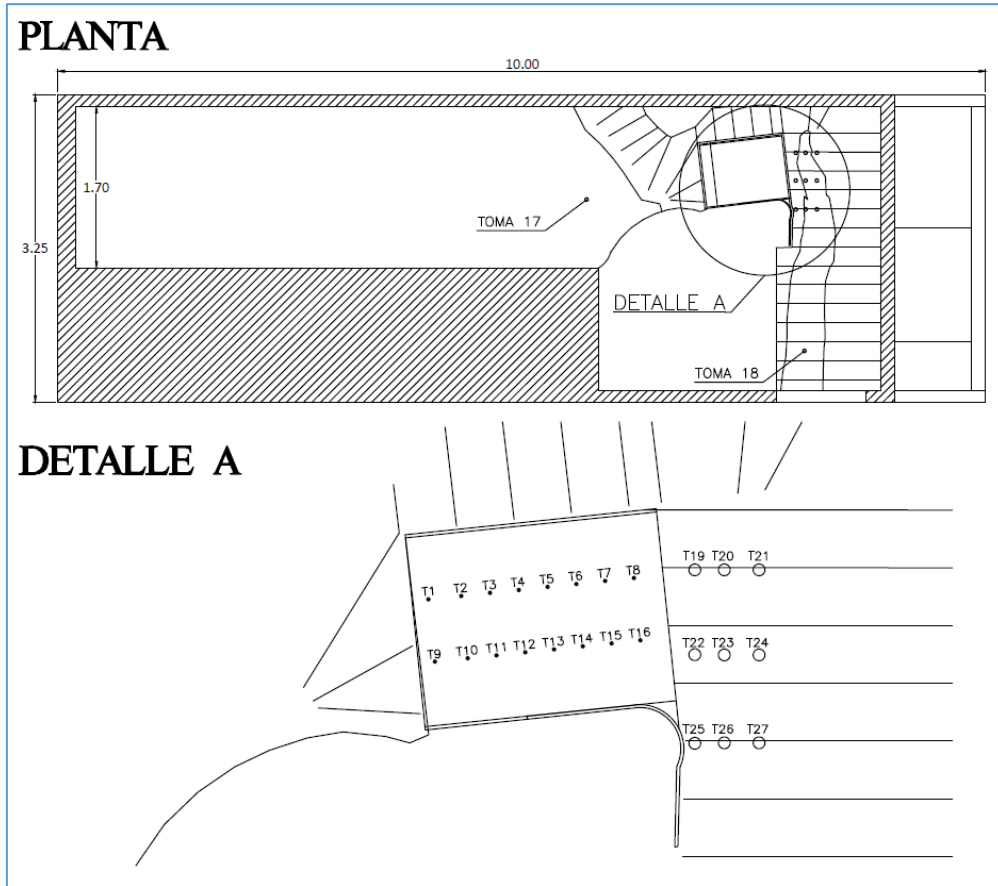


Figura 24. Esquema del modelo físico Los Alazanes.

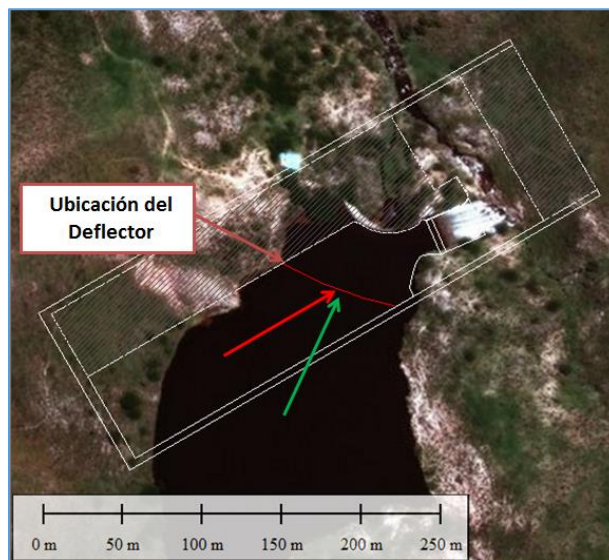


Figura 25. Límites del Modelo Físico en una imagen satelital.



Figura 26. Deflector constituido de ladrillos cerámicos huecos.

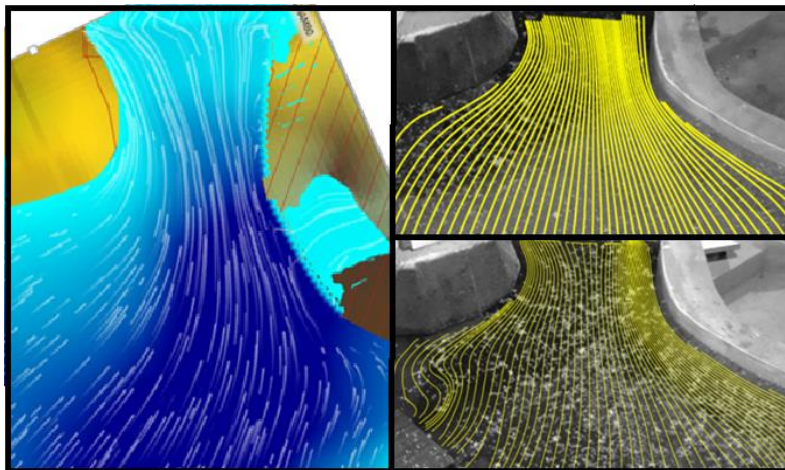


Figura 27. Comparación de líneas de trayectorias: (a) Modelo numérico, (b) Modelo físico sin deflector y (c) Modelo físico con deflector. Caudal en prototipo aprox. $100 \text{ m}^3/\text{s}$.

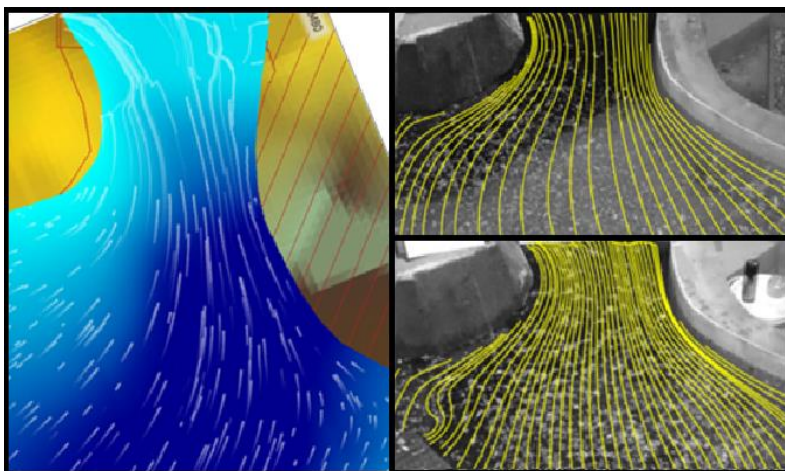


Figura 28. Comparación de líneas de trayectorias: (a) Modelo numérico, (b) Modelo físico sin deflector y (c) Modelo físico con deflector. Caudal en prototipo aprox. $50 \text{ m}^3/\text{s}$.

En la Figura 29 pueden visualizarse los elementos principales que componen del modelo físico. En esta imagen, el vertedero lateral conformado de poliestireno no es representativo de la estructura en prototipo, que presenta un *umbral de hormigón* y una *rápida revestida de piedras* con las juntas tomadas con mortero cementicio, como claramente se aprecia en la Figura 30.

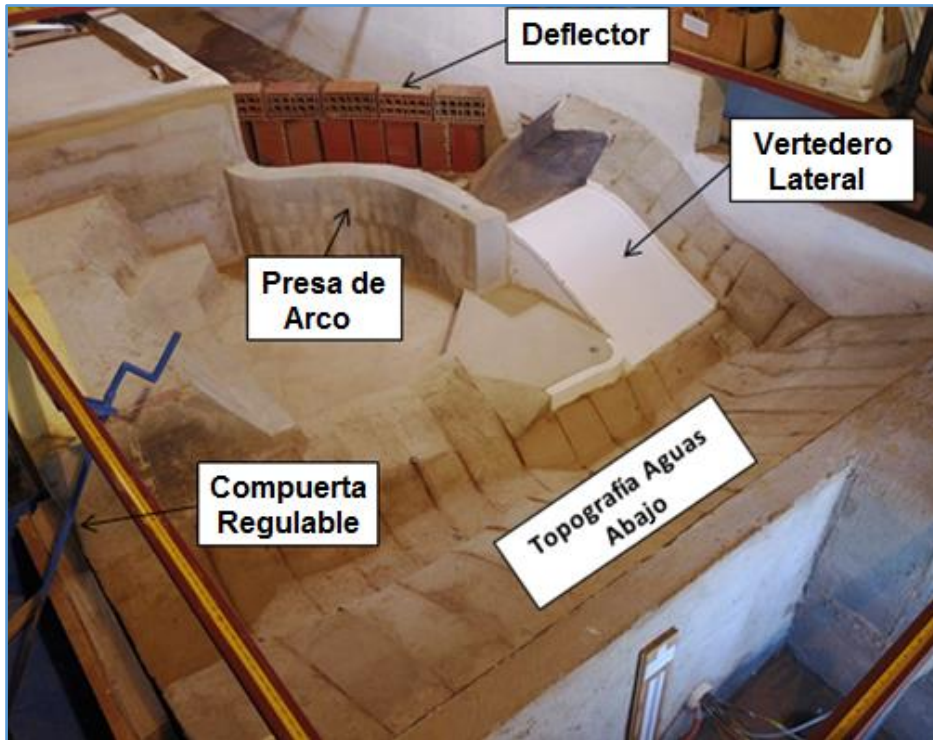


Figura 29. Modelo Físico del Dique Los Alazanes.



Figura 30. Fotografía del vertedero lateral.

Para el umbral de hormigón, sobre la cresta del vertedero, se estima que la rugosidad superficial en prototipo corresponde a “*hormigón alisado con regla*” (n: 0.015) y para la rápida el valor de rugosidad se encuentra entre n: 0.022 - 0.025 correspondiente a “*albañilería de piedra en bruto unida con cemento*” (Tabla 1).

Tabla 1. Valores del coeficiente de rugosidad “n” de Manning.

MATERIALIDAD	n		
	Mínimo	Medio	Máximo
a) METAL			
1.- Superficie lisa de acero			
Sin pintar	0,011	0,012	0,014
Pintada	0,012	0,013	0,017
2.- Corrugado	0,021	0,025	0,030
b) CEMENTO			
Superficie lisa	0,010	0,011	0,013
Mortero	0,011	0,013	0,015
c) MADERA			
Cepillada sin tratamiento	0,010	0,012	0,014
Cepillada con tratamiento impermeabilizada	0,011	0,012	0,015
Sin cepillar (en bruto)	0,011	0,013	0,015
Entablado con listones	0,012	0,015	0,018
Revestido con papel alquitranado	0,010	0,014	0,017
d) CONCRETO			
Platachado	0,011	0,013	0,015
Alisado con regla	0,013	0,015	0,016
Alisado con ripio a la vista en el fondo	0,015	0,017	0,020
Sin alisar	0,014	0,017	0,020
Hormigón proyectado sección regular	0,016	0,019	0,023
Hormigón proyectado sección ondulada	0,016	0,022	0,025
Sobre una roca bien excavada	0,017	0,020	
Sobre una roca excavada en forma irregular	0,022	0,027	
e) FONDO DE CONCRETO ALISADO CON LADOS DE:			
Piedra acomodada con mortero	0,015	0,017	0,020
Piedra distribuida al azar en mortero	0,017	0,020	0,024
Albañilería de piedra en bruto unida con cemento, enlucida	0,016	0,020	0,024
Albañilería de piedra en bruto unida con cemento, sin enlucir	0,020	0,025	0,030
Empedrado o enrocado	0,020	0,030	0,035
f) FONDO DE GRAVA CON LADOS DE:			
Concreto (con moldaje)	0,017	0,020	0,025
Piedra distribuida al azar en mortero	0,020	0,023	0,026
Empedrado	0,023	0,033	0,036
g) LADRILLO			
Terminación tipo barnizada o vidriada	0,011	0,013	0,015
En mortero de cemento	0,012	0,015	0,018

Para escalar la rugosidad absoluta (k_s) en el modelo se debe utilizar la escala de longitudes ($\lambda_{k_s} = \lambda_L$), mientras que para escalar el número de Manning se debe utilizar la escala de longitudes elevada a 1/6 ($\lambda_n = \lambda_L^{1/6}$). Si escalamos este último, obtenemos valores de 0.008 para el umbral de hormigón y un rango entre 0.012 y 0.014 para la rápida del vertedero.

La rugosidad “n” del vertedero del modelo físico construida con poliestireno de alto impacto es de aproximadamente n: 0.01, es la mínima rugosidad que se puede alcanzar en el laboratorio, y es la que se utilizará en el umbral. En la rápida, por su parte, podemos aplicar la fórmula de Strikler:

$$n = 0.038 D^{1/6} = \frac{D^{1/6}}{26.4} \quad (47)$$

Donde D es diámetro característico del sedimento en metros. Para la rugosidad máxima escalada de 0.014 anteriormente obtenida, el diámetro granulométrico d_{50} es de 2mm. En prototipo este diámetro corresponde a una rugosidad absoluta (k_s) de 7 cm. En la Figura 31 puede verse la terminación de la rápida del vertedero.



Figura 31. Rápida del vertedero con arena (d_{50} :2mm).

En la Tabla 2 se presenta el valor del número de Reynolds y de Weber para una serie de caudales ensayados en el modelo físico. Se observa que para todos los caudales mayores a $26 \text{ m}^3/\text{s}$ en prototipo el número de Reynolds es mayor a 5000 y el número de Weber mayor a 11, con lo cual se pueden despreciar los efectos de escala producidos por la tensión superficial y los esfuerzos viscosos.

Tabla 2. Número de Reynolds y Weber en el modelo físico.

Q prototipo (m ³ /s)	Q modelo	H (centro)	Velocidad	Nº Reynolds		Nº Weber	
	(L/s)	(cm)	(m/s)				
11.6	1.6	0.9	0.27	2400	NO VERIFICA	8.9	NO VERIFICA
26.1	3.6	2.0	0.27	5407	VERIFICA	20.4	VERIFICA
39.1	5.4	2.6	0.31	8140	VERIFICA	35.5	VERIFICA
46.4	6.4	2.9	0.34	9765	VERIFICA	45.9	VERIFICA
47.8	6.6	3.0	0.34	10069	VERIFICA	47.1	VERIFICA
50.0	6.9	3.0	0.35	10540	VERIFICA	51.6	VERIFICA
54.4	7.5	3.3	0.35	11405	VERIFICA	55.0	VERIFICA
59.4	8.2	3.6	0.35	12453	VERIFICA	60.1	VERIFICA
75.4	10.4	3.8	0.41	15719	VERIFICA	90.7	VERIFICA
75.4	10.4	3.9	0.41	15764	VERIFICA	88.9	VERIFICA
77.5	10.7	3.9	0.42	16280	VERIFICA	94.8	VERIFICA
82.6	11.4	4.1	0.42	17313	VERIFICA	101.9	VERIFICA
90.6	12.5	4.4	0.43	18969	VERIFICA	114	VERIFICA
93.5	12.9	4.5	0.43	19531	VERIFICA	118.2	VERIFICA
97.8	13.5	4.6	0.45	20487	VERIFICA	127.2	VERIFICA

Si bien los efectos de incorporación de aire no son posibles de representar en un modelo físico froudiano a escala 1:35, resulta interesante realizar una analogía entre los resultados en cuanto a los coeficientes de presión para diferentes relaciones Y/B_j vistos en la sección 2.5.2. Para el modelo físico Los Alzanes, se tomará como distancia L_b aquella que existe entre el inicio de la cresta del vertedero y una sección aguas abajo que, como se verá en la sección 4.1, el flujo se observa aireado en su totalidad. Por otro lado, la altura H se corresponde a la distancia vertical entre el pelo de agua sobre la cresta del vertedero y la superficie de agua alcanzada por el tirante de agua en el cuenco amortiguador por encima del punto de interés, como se puede ver en la Figura 32.

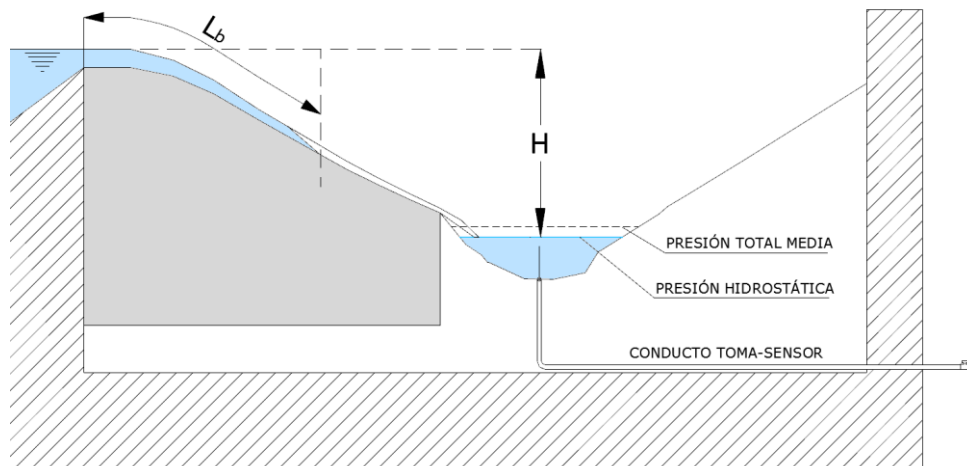


Figura 32. Esquema de longitud de aireación y altura de vertido.

3.2 Características del cuenco disipador

El cuenco disipador aguas abajo del vertedero lateral presenta tanto sección como pendiente de fondo variable. En el modelo físico cuenta con una matriz de 3x3 de tomas de

presión, visualizadas en la Figura 33. Para cada sección del cuenco hay, por tanto, una serie de tres tomas distanciadas 10 cm entre sí, teniendo ubicada la toma central en el punto más bajo de dicha sección. Para complementar el arreglo, la distancia entre series de tomas es de 30 cm.

Al encontrarse el modelo sobre el terreno se procede a conectar cada toma con el sensor a través de un conducto. Dado que la longitud del mismo necesaria para facilitar la tarea de medición es de 2.00 metros, se opta por conductos de cobre de 6.5 mm de diámetro interno, supuestos rígidos frente a la onda de presión a la que serán sometidos. La disposición de los mismos durante la construcción del modelo se puede observar en la Figura 34.



Figura 33. Tomas de presión en el cuenco dissipador aguas abajo del vertedero lateral.



Figura 34. Conductos de cobre de las tomas de presión.

El diámetro de los conductos no resulta óptimo para materializar la toma, ya que promedia las presiones en su área transversal. Para no perder resolución, se colocan conductos plásticos de 1.5 mm de diámetro interno. Para efectivizar la junta se utiliza un tapón de corcho y un terminado de silicona, como puede verse en la Figura 35. La conexión final entre estos conductos y el sensor se realiza mediante mangueras plásticas de 7 mm de radio interno y 5 cm de longitud, cada una de las cuales cuenta con una válvula para facilitar las tareas de purgado.

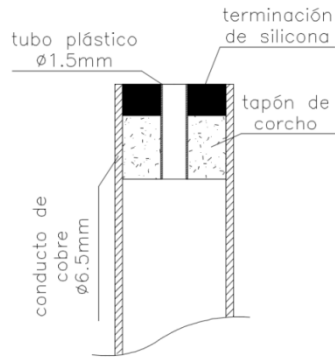


Figura 35. Detalle de la toma de presión en el cuenco disipador del modelo.

3.3 Sensores de presión

La medición de las presiones se realiza a través de un sensor inalámbrico PASCO PS-3203 –ver Figura 36–. El mismo se compone de un transductor de presión y de un circuito electrónico de digitalización de señal y transmisión de los datos (USB o bluetooth).



Figura 36. Sensor de presión inalámbrico PASCO PS-3203.

El transductor –ver Figura 37– es el elemento que recibe pulsos de presión y los transforma en tensión eléctrica. En este caso se trata del MPXH6400A, fabricado por la empresa NXP Semiconductors, un transductor piezorresistivo capaz de medir entre 20 kPa y 400 kPa –presión absoluta–. Un gel de fluorosilicona –*fluorosilicone gel die coat*– aísla la superficie del sustrato –*die*– y las uniones cableadas –*wire bonds*– del ambiente externo, y permite que la señal de presión sea transmitida a un diafragma de silicio. En dicho diafragma se encuentra el elemento piezorresistivo que varía su tensión de salida de acuerdo a la presión de entrada. Debido a que las variaciones de tensión generadas por el elemento piezorresistivo son muy pequeñas, se necesita de una etapa de amplificación de la señal, generando así una señal de tensión analógica proporcional a la presión aplicada. La frecuencia máxima de trabajo del transductor es de 1000 Hz, correspondiente a un tiempo de respuesta de 1 ms. Cabe mencionar que este componente del sensor incluye, además, un circuito electrónico de acondicionamiento de la señal eléctrica y de compensación por temperatura.

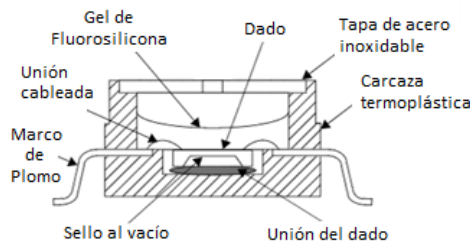


Figura 37. Esquema del transductor piezorresistivo MXH6400A.

El circuito electrónico de digitalización de la señal y transmisión de los datos se basa en un microcontrolador que gobierna los distintos procesos del sensor –toma de datos, procesamiento interno, comunicación, conexión USB– y un módulo bluetooth. Es fabricado también por NXP Semiconductors, y está basado en una arquitectura ARM Cortex-M0 de 32 bits. La frecuencia máxima de trabajo del microcontrolador es de 50 MHz y cuenta con un ADC –Analog to Digital Converter– interno de 10 bits de resolución y frecuencia máxima de muestreo de 400 kS/s.

El microcontrolador trabaja a una tensión de alimentación de 3.3 V. Para que sea compatible con esta tensión, la tensión de la salida analógica del sensor, que alcanza los 5 V, debe ser modificada a una tensión que alcance los ya mencionados 3.3 V, lo que se logra mediante la incorporación de un módulo reductor que realiza una transformación lineal para tal fin.

Con toda esta información, la resolución en términos de presión que se obtiene a la salida del ADC es igual al cociente de la diferencia entre los valores límites que puede medir el transductor y la resolución del ADC:

$$R = \frac{Lím_{sup} - Lím_{inf}}{Resolución_{ADC}} = \frac{(400 \text{ kPa} - 20 \text{ kPa})}{2^{10}} = 0.37 \text{ kPa} \quad (48)$$

Esta resolución se puede mejorar realizando un sobremuestreo –tomar ocho veces la frecuencia de Nyquist, por ejemplo, aumentaría la resolución hasta los 12 bits- de la señal de entrada del ADC y promediando los datos obtenidos. De esta forma se maximiza la relación SNR –*signal to noise ratio*–. Dada la resolución del ADC y la frecuencia de muestreo f del mismo, se realiza un promedio del conjunto de muestras $N = f$, y así se obtiene valores intermedios promediados V_p de mayor resolución que:

$$V_p = \frac{\sum_1^f V_i}{N} \quad (49)$$

En donde V_i es el valor que toma la variable, múltiplo de 3.78 cm. En la Tabla 3 se detalla la resolución máxima, en cm de columna de agua, que podría alcanzarse para el ADC muestreando a 400 KS/s, obtenida de dividir la resolución del ADC por la cantidad de muestras que el mismo toma para obtener el valor promediado, que dependerá directamente de la frecuencia de muestreo f_s requerida por el usuario:

$$R_{teórica} = \frac{R}{400000/f_s} \quad (50)$$

Tabla 3. Resolución máxima teórica alcanzada.

Frecuencia de muestreo [Hz]	Resolución [cm]
1000	0.0095
500	0.0047
100	0.0009
50	0.0005
20	0.0002
10	0.0001

El Laboratorio de Hidráulica de la UNC cuenta con dos sensores PASCO PS-3203. Ambos han sido ensayados –de forma estática y dinámica– y, posteriormente, calibrados por Romo (2019).

3.4 Mediciones realizadas

3.4.1 Condiciones hidráulicas ensayadas

Se evaluarán los coeficientes de presión asociados a las fluctuaciones y las medias dinámicas para un evento extraordinario en el que el vertedero se activa a toda su capacidad. Según la curva H-Q calibrada (Joaquín, 2018), se tratará un caudal de $93 \text{ m}^3/\text{s}$ en prototipo, que en el modelo físico son aproximadamente 13 l/s .

A su vez se analizaron 5 configuraciones posibles, según el tamaño y posición de un azud previsto aguas abajo de la sección en la que termina el flujo espacialmente variado. Este elemento es materializado con un bloque de madera de sección trapezoidal de 7.00 cm de alto, conformándose el denominado “azud bajo”, a la que se le anexa un bloque de sección triangular con el que alcanza una altura de 11.50 cm , formando el denominado “azud sobreelevado”. Se plantean dos posiciones, “A” y “B”, distanciadas a 1.00 cm y a 41.00 cm de la sección antes mencionada. En resumen:

- Sin azud (Figura 38. a)).
- Con azud bajo en la posición “A” (Figura 38. b)).
- Con azud bajo en la posición “B” (Figura 38. c)).
- Con azud sobreelevado en la posición “A”.
- Con azud sobreelevado en la posición “B”.



Figura 38. Configuraciones a analizar para cada caudal: **a)** Sin Azud, **b)** con Azud en posición A, y **c)** con Azud en posición B. Se agregan, además, para la condición b) y la condición c) un azud de altura mayor, conformando las configuraciones **d)** y **e)**.

3.4.2 Medición de presiones

Para cada una de las configuraciones propuestas se realizó un conjunto de 6 muestras, en donde cada una cuenta con mediciones de los dos sensores PASCO disponibles en el laboratorio, tal y como se resume en la Tabla 4, en la que la primera y última muestra son realizadas sólo al comienzo y al final del ensayo. Las tomas de la columna central -20, 23 y 26, ver Figura 33- se miden conjuntamente para luego facilitar el análisis de correlaciones cruzadas, como así también las tomas a izquierda y derecha de cada una de las anteriores.

El tiempo de muestreo varía según el propósito. Se han tomado 180 s para la presión atmosférica, dado que sólo se pretende obtener un valor medio, mientras que para las

presiones fluctuantes del cuenco el tiempo de muestreo alcanza los 600 s, que es la recomendada para este tipo de experimentos (Lopardo, 2016), suponiendo a priori no se esperen fluctuaciones a bajas frecuencias en este modelo que amerite el uso de mayor cantidad de tiempo de muestreo.

Resulta importante la obtención de la columna de agua presente en cada uno de los conductos. Para ello, se ha medido la presión estática generada por el volumen de agua contenido desde la boca de la toma central 23 al sensor durante 180 s. Las demás lecturas se han obtenido indirectamente, mediante la posición relativa entre esta toma y las demás.

Tabla 4. Esquema de metodología de medición.

Muestra	Sensor	Presión	TOMA	Tiempo [s]	Frecuencia [Hz]
1	A	Atmosférica	-	180	20
	B	Atmosférica	-	180	20
2	A	Cuenco	19	300	1000
	B	Cuenco	21	300	1000
3	A	Cuenco	22	300	1000
	B	Cuenco	24	300	1000
4	A	Cuenco	25	300	1000
	B	Cuenco	27	300	1000
5	A	Cuenco	20	300	1000
	B	Cuenco	23	300	1000
6	A	Cuenco	23	300	1000
	B	Cuenco	26	300	1000
7	A	Cuenco	20	300	1000
	B	Cuenco	26	300	1000
8	A	Cuenco (L0)	23	180	20
	B	Atmosférica	-	180	20

Las series medidas son corregidas, entonces, según las rectas de ajuste de los ensayos de calibración realizados con anterioridad. Las presiones atmosféricas medias son sustraídas de las series de las tomas ubicadas en el cuenco amortiguador según el instante de tiempo transcurrido, bajo la hipótesis de linealidad entre la presión atmosférica inicial y final. Por último, dada la ubicación del sensor a la salida con respecto a la boca de la toma, es sustraído también el valor base L0, como se puede ver en la sección esquematizada de la Figura 39. De esta manera se consigue la lectura L deseada.

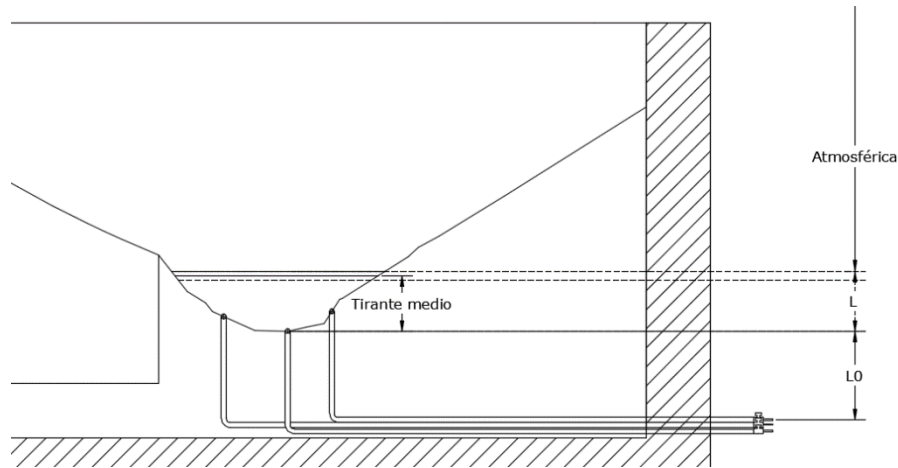


Figura 39. Esquema de las lecturas de presión para las tomas del cuenco amortiguador.

Dada la mayor altura del azud y una carga sobre el mismo de 4 cm, como se verá más adelante, el tirante máximo conseguido es de aproximadamente 15 cm, el máximo vórtice capaz de formarse –macroescala– cuenta con una longitud característica de 15 cm. Suponiendo, sólo de forma expeditiva, una velocidad del flujo de 1 m/s, entonces la frecuencia de muestreo según lo visto en la sección 2.5.3.2 debe ser aproximadamente igual a 100 Hz. Toso y Bowers (1988) y Lencastre (1961) encuentran que el rango dominante de las fluctuaciones en saltos es de 5 a 10 Hz, dado que son los más importantes al evaluar fluctuaciones de gran escala o macroescala, si bien dependerán realmente del caso en particular.

3.4.3 Filtrado de señales

Las series han sido obtenidas con una frecuencia de 1000 Hz, a fin de conseguir la mayor resolución posible. Sin embargo, fueron transformadas a 100 Hz mediante un promedio móvil, eliminando así posibles ruidos electrónicos e inconvenientes debido al aliasing. Se realizó un análisis básico en cuanto a la aparición de datos atípicos y falta de estacionariedad a cada una, a fin de generar los espectros de energía asociados.

En todos los casos, como se verá en el próximo capítulo, se presentaron ruidos vibracionales importantes en el rango inercial, y cuyos niveles de energía llegaban a igualar los niveles dentro del rango de las estructuras macroturbulentas. El filtrado de la señal se lleva a cabo mediante la hipótesis planteada en la sección 2.3, y la metodología a emplear es la siguiente:

- Supondremos que, una vez establecido el rango inercial, la caída de energía $G_{ii(f)}$ responde a una función potencial decreciente cuyo exponente es igual a una constante.
- La banda del espectro caracterizada por una frecuencia inicial f_i y una frecuencia final f_f donde el ruido vibracional está presente será reemplazada por una banda $G'_{ii(f)}$.
- Se reconstruirá la serie original mediante el camino inverso. La serie resultante, denominada *serie filtrada*, se tomará como real.

La banda $G'_{ii(f)}$ debe ser tal que la misma conserve ciertas características propias del rango inercial del espectro que se desea filtrar, donde se espera suceda el ruido vibracional. En primer lugar, puede suponerse una curva exponencial decreciente que una el espectro original

asociado a frecuencias menores a f_i con el espectro original asociado a frecuencias mayores a f_f . A su vez, es necesario asignarle cierto nivel de desvío, para lo cual se ha supuesto una distribución de probabilidad lognormal para esta zona, lo que ha sido corroborado en un gran número de las series medidas en este trabajo. Tanto la media, desvío y exponente se pueden obtener a partir de la concepción de una **Banda Modelo**, previa a la banda del ruido vibracional, que **se supone como óptima** para conseguir las características de $G'_{ii}(f)$.

Para ilustrar el procedimiento usaremos un ejemplo. Supóngase la serie de presión de la Figura 40, de 300 s de duración y 100 Hz de frecuencia. Mediante el uso del periodograma, una función correspondiente a la librería de MATLAB, se obtiene el espectro de energía de la Figura 41. Puede observarse claramente el ruido vibracional en una frecuencia cercana a los 10 Hz, y es el que se desea filtrar. Ahora bien, repitiendo el procedimiento pero haciendo uso de la Transformada Rápida de Fourier –FFT, por sus siglas en inglés–, conseguimos otro tipo de espectro, donde la diferencia con el primero radica en el valor de la energía, no así en la frecuencia, que se mantiene constante, como se puede ver en la Figura 42. Mientras que la ventaja del periodograma radica en que su integral resulta igual a la varianza de la serie que lo originó, la de la FFT radica en la existencia de su función inversa. Para este caso, se supondrá como **Banda Modelo** la delimitada entre los 2 Hz y los 6 Hz. De la misma se obtiene una pendiente y una ordenada de la **Recta de Ajuste** en estas coordenadas log-log. Si transformamos las coordenadas de esta banda haciendo uso del logaritmo, es posible corroborar que su distribución de probabilidades tiende a una normal –esto es, la energía en este rango inercial tiene una distribución lognormal–, de la cual se obtiene el desvío que se aplicará con la función de Ruido Logarítmico que el propio MATLAB provee. El código completo empleado se puede visualizar en el Apéndice C.

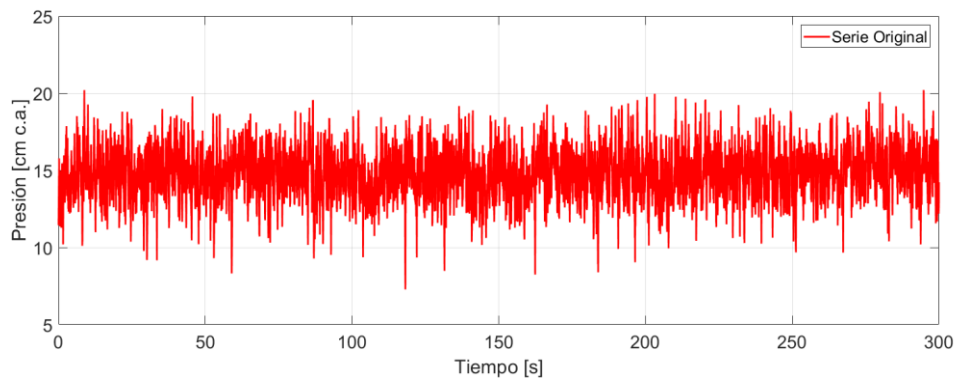


Figura 40. Serie original, de 300 s de duración y 100 Hz de frecuencia.

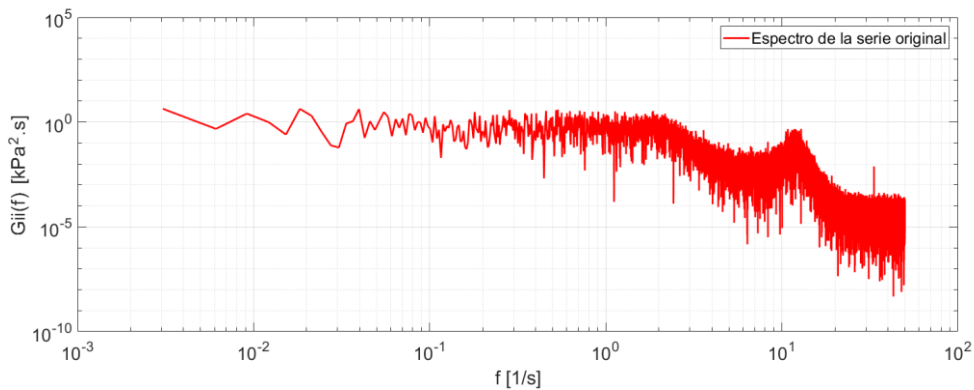


Figura 41. Espectro de la serie original mediante la técnica del periodograma.

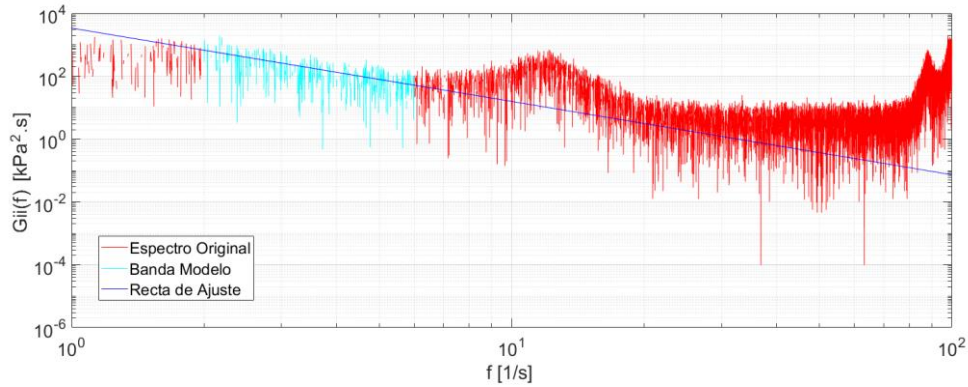


Figura 42. Determinación de la Banda Modelo y la recta de ajuste, sobre el espectro completo conseguido mediante la Transformada Rápida de Fourier.

Debe notarse que el espectro de energía de una serie medida a frecuencia f_s tiene como frecuencia máxima aparente $f_s/2$, como se puede ver en el espectro de la Figura 41. A partir de esta frecuencia, el espectro es simétrico, aunque no de forma estricta: la energía está conformada por una parte real, que sí lo es, y una parte imaginaria, que es la conjugada del complejo de la primera parte del espectro. La Inversa de la Transformada Rápida de Fourier – IFFT– requiere de todo el rango espectral, por lo que debe reconstruirse en su totalidad: se espeja y se conjuga cada valor de energía a partir del valor $f_s/2$, como se puede ver en la Figura 43.

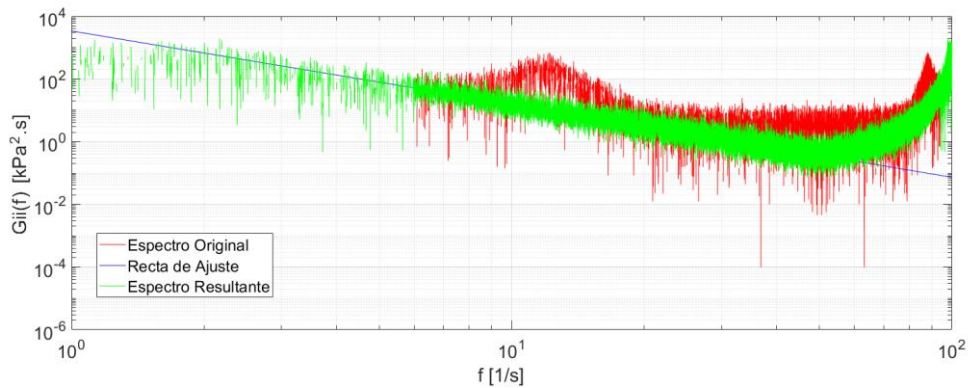


Figura 43. Espectro Resultante completo, a través de la Transformada Rápida de Fourier.

En la Figura 44 pueden visualizarse la serie resultante de realizar la IFFT del **Espectro Resultante** sobre la serie original, mientras que en la Figura 45 y en la Figura 46 se observan los espectros de energía filtrados y los originales en escala doble logarítmica y semilogarítmica.

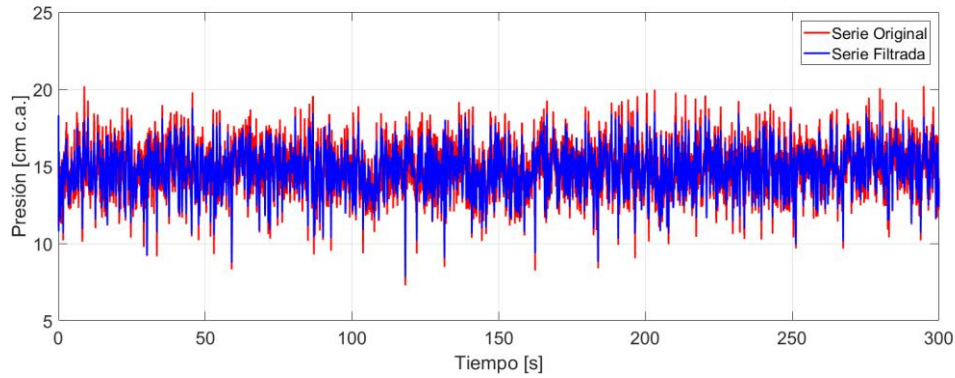


Figura 44. Comparación entre la serie original y la serie filtrada.

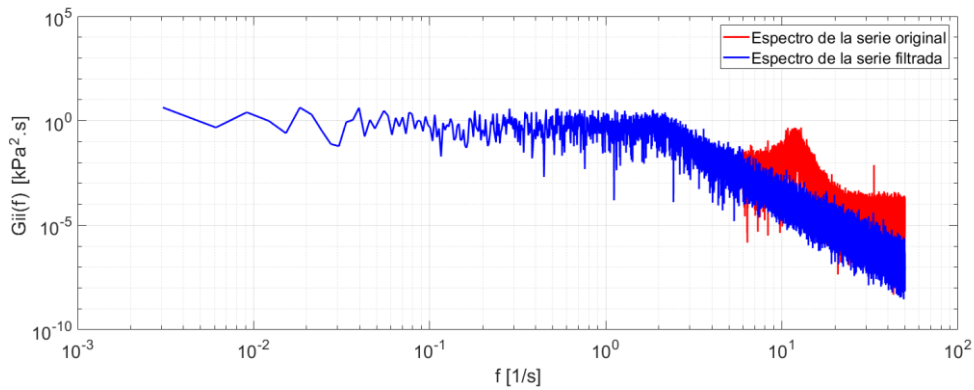


Figura 45. Espectro resultante mediante la técnica del periodograma.

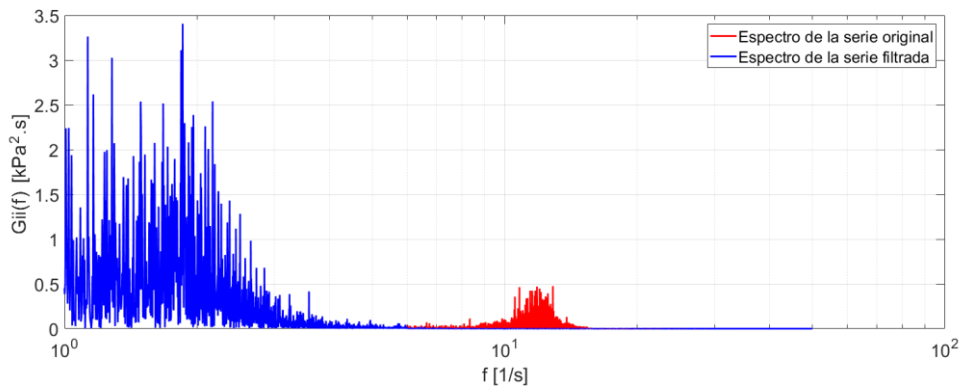


Figura 46. Espectro resultante mediante la técnica del periodograma.

Un detalle a remarcar en este filtrado radica en que la serie filtrada puede presentar valores iniciales con gran varianza, y la misma depende del salto que se produzca entre el valor de la energía en la frecuencia donde comienza el filtro, f_i , y el valor de la energía que se le asigna, de forma randómica a través del ruido lognormal ya mencionado, a la frecuencia f_{i+1} . Sin embargo, la influencia de pocos valores al comienzo es insignificante en el resto de la serie, recordando que la frecuencia y tiempo de muestreo son elevados.

El espectro del ejemplo presenta en la Banda Modelo del rango inercial un exponente prácticamente igual al exponente teórico $-7/3$. Como se verá más adelante, no es lo que ocurre con todos los espectros de las series medidas. La reconstrucción de la serie a partir del exponente propio de la Recta de Ajuste que surge de la Banda Modelo y la reconstrucción a partir del exponente teórico fijado de $-7/3$ presentan una relación entre las varianzas que,

según la energía y rango de frecuencias filtradas, alcanza valores de hasta un 15%. Para este trabajo, sin embargo, se ha optado por reconstruir todas las series suponiendo el decaimiento exponencial sugerido por Batchelor (1953), desde la frecuencia inicial f_i hasta la frecuencia máxima $f_s/2$.

A modo de ejemplo, en la Figura 47 se presentan los espectros de energía de la serie de la toma central 23 para un cuenco sin azud, donde el original posee ruido debido a vibraciones a los 10 Hz y ha sido filtrado mediante la generación de una banda con la pendiente media que presenta una banda elegida al comienzo del rango inercial, por un lado, y con la pendiente teórica de $-7/3$, por el otro, a partir de 1 Hz.

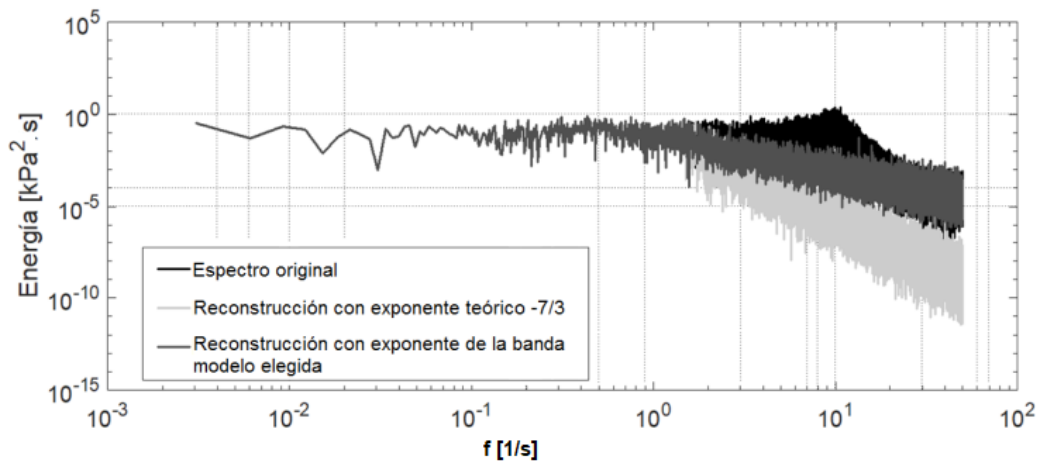


Figura 47. Diferencia entre espectros de energía reconstruidos según el exponente tomado para hacerlo.

Por último, es necesario remarcar que la hipótesis fuerte tenida en cuenta en este procedimiento es la de suponer constante la parte imaginaria de la energía, lo que no es estrictamente cierto. En general, el comportamiento del espectro y el camino inverso a aplicar para obtener una serie responde a una parte real, asociada directamente a la magnitud de la variable temporal, y a la fase, asociada a un desfase al momento de la reconstrucción y que repercute también en la magnitud. Esta fase, denominada como θ , es igual al ángulo que existe entre el vector que resulta de la suma de dos vectores perpendiculares cuyos módulos son las componentes real e imaginaria de la función espectral y la primera de éstas.

3.4.4 Análisis de series de datos en Matlab y Python

En el marco del VI Simposio sobre Métodos Experimentales en Hidráulica (MEH) llevado a cabo en Uruguay en el año 2019 y en donde se ha presentado este trabajo, el Dr. Wernher Brevis Vergara sugirió la aplicación de la librería de Python para la obtención de los espectros de energía, ya que “existe en las versiones de Matlab anteriores al año 2019 un amortiguamiento en las series de autocorrelación y correlación cruzada, lo que afecta al espectro de energía especialmente en sus frecuencias altas, donde es más sensible al error.” (Vergara, W. B., comunicación personal, 7 de junio de 2019).

Para evaluar este posible error numérico, se propone comparar los espectros de energía obtenidos por ambos programas para dos series de presiones medidas en el modelo físico Los Alazanes. La primera presenta un nivel de energía bajo, por lo que el rango inercial se encuentra totalmente modificado por un ruido vibracional/acústico alrededor de la frecuencia

de 10 Hz. La segunda, por su parte, presenta alto nivel de energía, con un rango inercial desarrollado donde el mencionado ruido genera un efecto local alrededor de la misma frecuencia anteriormente mencionada. En la Figura 48 y en la Figura 50 se presentan los espectros de energía asociados a cada serie, según Matlab 2017 y Python Anaconda –cuyos códigos se presentan en el Apéndice C–. Se puede observar que los espectros son indistintos en el rango inercial, sin embargo hay un desfase importante para las bajas frecuencias.

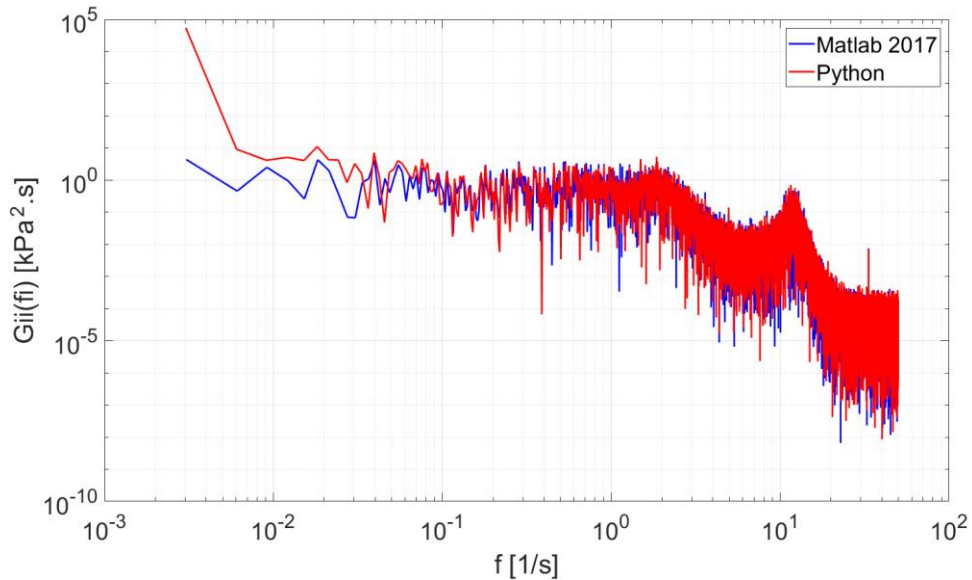


Figura 48. Espectros de energía según Matlab 2017 y Python para una serie de alta energía para las frecuencias bajas (anteriores al rango inercial).

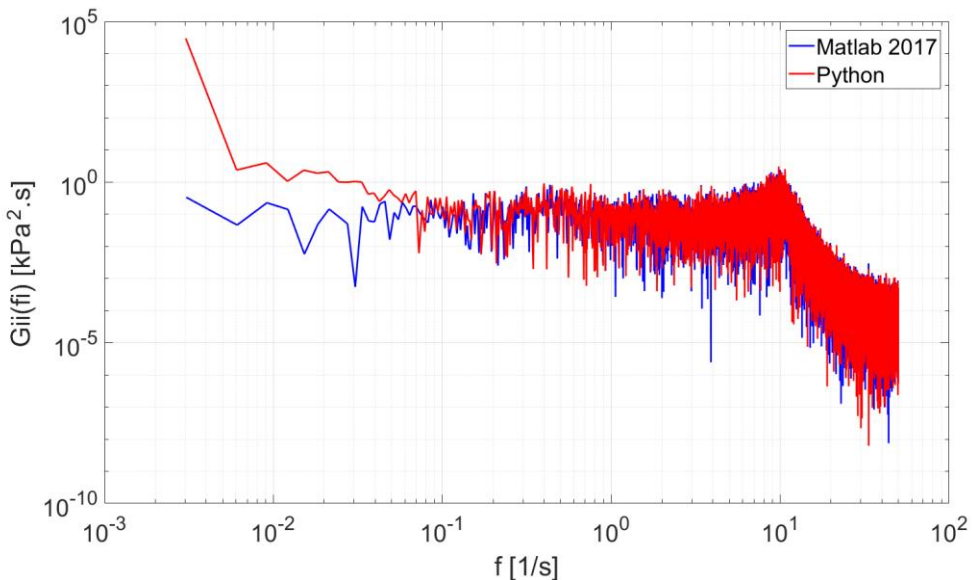


Figura 49. Espectros de energía según Matlab 2017 y Python para una serie de baja energía para las frecuencias bajas (anteriores al rango inercial).

Para comparar ambas herramientas se procede a integrar gráficamente cada uno de los espectros. El valor resultante de esta operación debe ser igual a la varianza de la serie. La

Tabla 5 presenta para cada serie analizada su varianza y las varianzas obtenidas a partir de la integración de los espectros, donde se ha tenido en cuenta dos casos: a) todo el rango de

frecuencias ($f \geq 0.0$) y b), un rango de frecuencias limitado ($f \geq 0.1$). Este último es usado para evitar la influencia del desfase anteriormente mencionado.

Tabla 5. Comparación de las varianzas obtenidas a partir del espectro de energía usando Matlab 2017 y Python Anaconda.

	Varianza de la señal	Integral del Espectro			
		Matlab		Python	
		Completo $f \geq 0.0$	Incompleto $f \geq 0.1$	Completo $f \geq 0.0$	Incompleto $f \geq 0.1$
Energía Alta	2.26	2.26	2.13	331.56	2.18
Energía Baja	2.40	2.42	2.40	179.89	2.36

Los resultados muestran que el espectro obtenido a partir de Matlab es siempre satisfactorio, mientras que el obtenido por Python lo es sólo a partir de cierta frecuencia –la que varía con el número de puntos usados por cada bloque de la Transformada Rápida de Fourier–. Se concluye, por tanto, que el ruido no se debe a un error numérico originado por el código fuente de Matlab versión 2017 usado, sino que se corresponde a un fenómeno físico.

3.4.5 Ruido del sensor

Recordando lo expuesto en la sección 2.5.3.3, el ruido del sensor es relativamente sencillo de identificar en el espectro de energía, ya que es la mínima energía que la función espectral alcanza –en otras palabras, se mantiene constante–. Para los sensores usados, la media de este ruido es aproximadamente 1×10^{-4} $\text{kPa}^2 \cdot \text{s}$, con valores máximos que alcanzan 1×10^{-3} $\text{kPa}^2 \cdot \text{s}$ y mínimos de 1×10^{-6} $\text{kPa}^2 \cdot \text{s}$, como gráficamente puede observarse en la Figura 48 y en la Figura 50 de la sección anterior. Para analizar la sensibilidad de la reconstrucción de la señal con respecto al ruido que debe extraerse de la totalidad del espectro, se procede a comparar la varianza de las señales de presión usadas en la sección anterior con las varianzas obtenidas mediante integración del espectro luego de sustraerse una serie de diferentes niveles de energía, lo que se resume en la Tabla 6.

Tabla 6. Varianza de la señal luego de sustraer al espectro el ruido del sensor.

	Varianza de la señal	Integral del Espectro				
		Ruido del sensor [$\text{kPa}^2 \cdot \text{s}$]				
		1×10^{-3}	1×10^{-4}	1×10^{-5}	1×10^{-6}	Sin ruido
Energía Alta	2.26	2.24	2.26	2.26	2.26	2.26
Energía Baja	2.40	2.39	2.41	2.42	2.42	2.42

Como puede observarse, el ruido extraído representa aproximadamente 1%. Para este trabajo, y a fines prácticos, no será tenido en cuenta.

4 CAPÍTULO CUARTO. RESULTADOS

Los resultados de este trabajo se presentan en primera instancia mediante una caracterización netamente subjetiva del flujo que se observa en cada escenario, seguido de las mediciones de presión realizadas según el conjunto que forman las tomas laterales y tomas centrales, luego del filtrado correspondiente de cada señal. A continuación se resumen los resultados alcanzados mediante el análisis de correlación con respecto a la celeridad de la onda de presión y, por último, se termina discutiendo sobre los coeficientes de presión calculados.

4.1 Caracterización del flujo.

El flujo de agua en el cuenco se describirá en tres zonas perfectamente diferenciadas, como se puede ver en la Figura 50:

- La Zona 1 corresponde al tramo central. Está caracterizada por la formación de la estructura macroturbulenta que se desarrolla en forma helicoidal de eje horizontal hacia aguas abajo. Las series medidas en las tomas 22, 23 y 24 caracterizan esta región.
- La Zona 2 corresponde al tramo inicial del canal, aguas arriba de la Zona 1. Como se ha visto en la sección 2.1, es una zona de recirculación caracterizada por la formación de un vórtice de eje vertical. Las series medidas en las tomas 19, 20 y 21 caracterizan esta región.
- La Zona 3 se corresponde al espacio inmediatamente aguas abajo de la sección a partir de la cual el flujo deja de ser espacialmente variado. Las series medidas en las tomas 22, 23 y 26 caracterizan esta región.

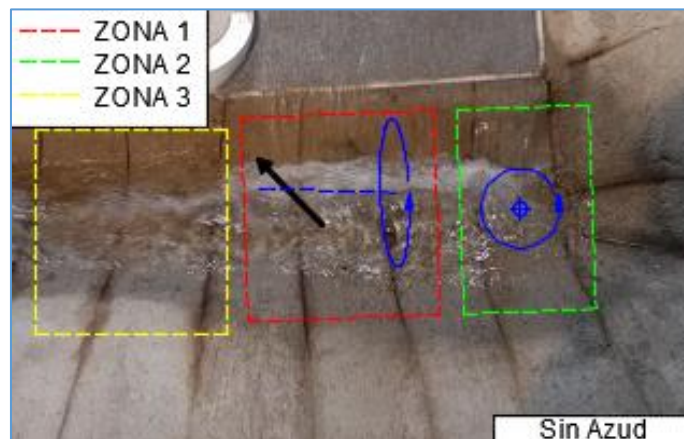


Figura 50. Zonificación del flujo en el cuenco amortiguador del modelo físico.

De la Figura 51 a la Figura 55 se presentan dos imágenes instantáneas para los escenarios “Sin Azud”, “Azud A bajo”, “Azud A alto”, “Azud B bajo” y “Azud B alto”, respectivamente. A partir de la observación del flujo para cada uno se realiza una serie de comentarios:

Para todos los escenarios se observaron las mismas estructuras turbulentas: un **vórtice de eje horizontal** (Zona 1) y un **vórtice de eje vertical** (Zona 2). La zona en la cual se produce la disipación macroturbulenta de energía parece no presentar modificaciones significativas al

cambiar la configuración adoptada. Se ha observado una inclinación de aproximadamente 45° hacia aguas debajo de las estructuras macroturbulentas en el talud del vertedero, lo que evidencia la fuerza normal y tangencial que el mismo resiste, concentrada en el comienzo de la Zona 2 –que en prototipo coincide con el centro de la cuña de deslizamiento ocurrida–. Este ángulo aumenta ligeramente para los azudes en posición “A” de tal manera que se espera una componente normal mayor al caso “Sin Azud” y a los casos de los azudes en posición “B”.

El vórtice de eje vertical, si bien aumenta su radio para caudales más altos –debido a que el tirante aumenta y, por tanto, el espacio en el que se puede generar dicho vórtice es mayor–, no se encuentra influenciado a simple vista por la presencia o no de alguno de los azudes propuestos.

Es de remarcar la reducida turbulencia que se observa aguas arriba del azud alto en posición “B”, lo que no ocurre para los demás escenarios. Se observaron altas velocidades aguas abajo de azud en ambas posiciones. Esta situación puede producir en el prototipo erosiones locales inmediatamente aguas abajo del azud. Para el azud en la posición “A” la zona de potencial erosión compromete la fundación del muro lateral ubicado aguas abajo del vertedero, mientras que el azud en la posición “B” no afecta directamente dicha fundación.



Figura 51. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición **Sin Azud**.

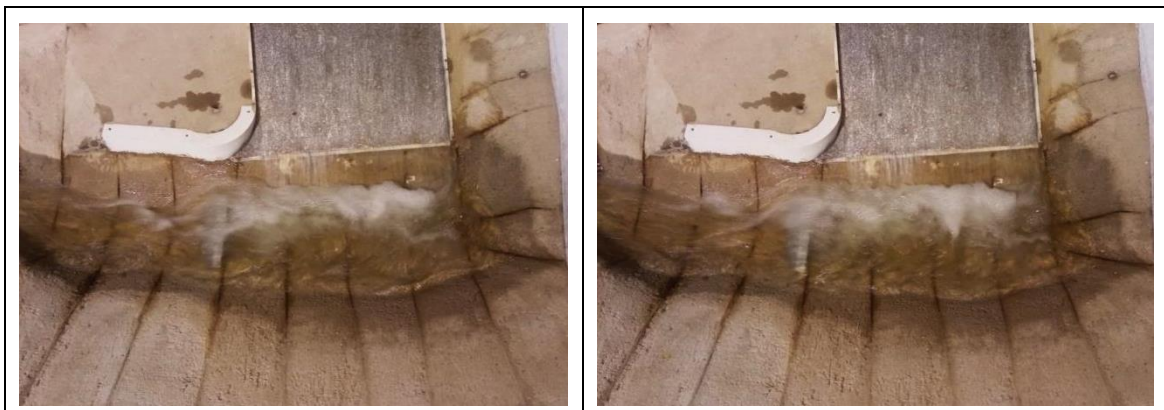


Figura 52. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición **Azud A bajo**.

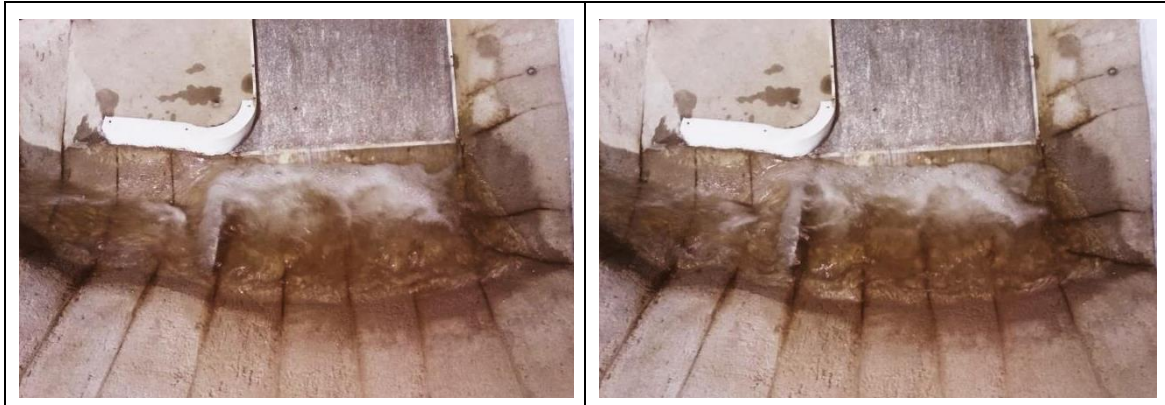


Figura 53. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición **Azud A alto**.



Figura 54. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición **Azud B bajo**.



Figura 55. Flujo en el cuenco amortiguador para la condición **Azud B alto**.

Con respecto a la incorporación de aire en el flujo, en la Figura 56 puede notarse con facilidad que existe una sección sobre la rápida del vertedero a partir de la cual la consideración de un flujo monofásico no es posible. Bajo esta suposición, y para proponer una analogía con respecto al vertido libre visto en la sección 2.5.2, se supondrá una longitud L_b igual a 0.65 m.



Figura 56. Incorporación de aire al flujo en la solera de la rápida del vertedero.

Por último, a partir de la medición directa del tirante mediante el uso de una regla, se han determinado las alturas alcanzadas por la superficie de agua con respecto al fondo del cuenco amortiguador en la sección anterior a la pared agua arriba del azud, para cada uno de los escenarios. A partir de la topografía escalada, se calcularon los tirantes alcanzados por encima de la Toma 23, que se utilizará como toma de referencia por su posición central dentro de la Zona 1. En la Figura 57 se presentan esquemáticamente los resultados.

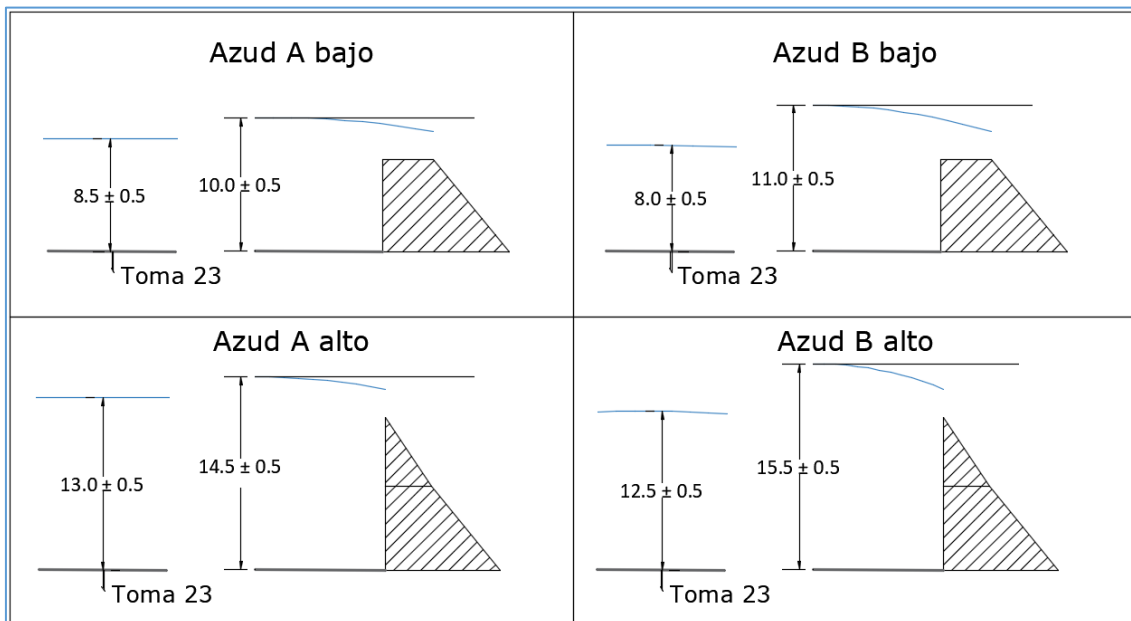


Figura 57. Tirantes sobre la toma central 23 y aguas arriba del azud.

4.2 Mediciones de presión en el cuenco amortiguador

En el Apéndice A se presentan las 60 series tomadas en el cuenco amortiguador. En todos los casos existen ruidos vibratoriales a una frecuencia de aproximadamente 10 Hz y el ruido propio del sensor está presente entre los niveles de energía 1×10^{-4} y 1×10^{-6} kPa^2 .s. Ambos

han sido eliminados según la metodología expuesta en el capítulo anterior. Para frecuencias bajas se ha detectado un nivel de energía importante –alrededor de 1×10^{-2} Hz–, asumidas como un efecto secundario que imprime la bomba y el mismo flujo sobre el modelo. No se ha observado aliasing en ningún espectro, ya que fue evitado al trabajar con series a 100 Hz.

El análisis se lleva a cabo en dos partes, según sean tomas centrales –tomas 20, 23 y 26, correspondientes a las primeras 30 series– o tomas laterales –tomas 19, 21, 22, 24, 25 y 27, correspondiente a las segundas 30–.

4.2.1 Caracterización de las Tomas Centrales

En la Figura 58 se observan perfiles del cuenco a lo largo de la línea conformada por las tomas centrales y los resultados de las mediciones de presión tabulados sobre cada configuración, en la que se ha esquematizado el nivel de superficie de agua. Los valores medios se han redondeado al cm, mientras los desvíos al mm, sólo con el fin de caracterizar preliminarmente el flujo.

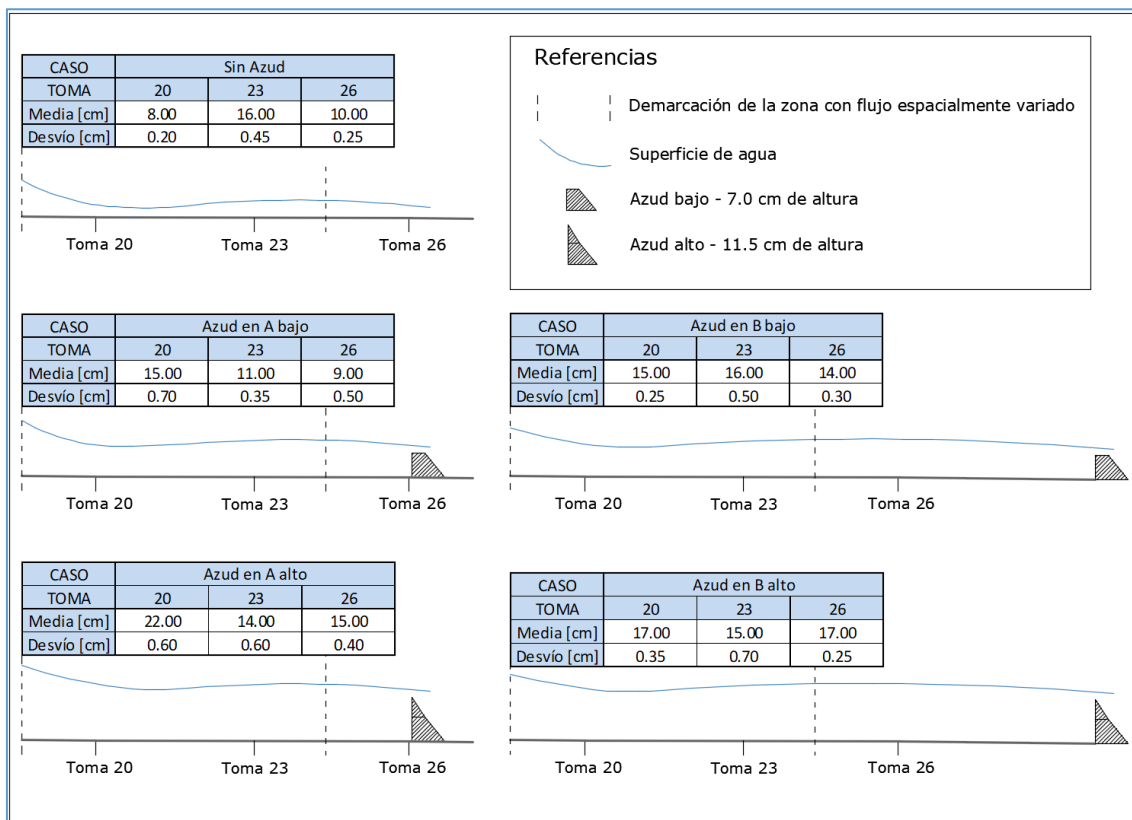


Figura 58. Resumen de las medias y varianzas de las series de presión medidas en las tomas centrales.

En la toma 20, donde existe un vórtice de eje vertical, puede verse la relación directa entre la altura de agua generada por el tirante y la presión dinámica media. Los desvíos calculados, por su parte, aumentan con la presencia del azud y son, en general, mayores para los casos en que se ubiquen en la posición A.

En la toma 26 se produce un aumento de la presión media para el azud sobreelevado con respecto al azud bajo, ambos en las mismas posiciones. Sin embargo, es notorio el aumento de este valor medio cuando se compara el mismo azud según esté ubicado en la

posición A o en B: en la primera posición, al estar la toma por detrás de la pared del azud, es evidente que las líneas de trayectoria se curvan hacia arriba para atravesarlo, por lo que la presión dinámica media debe reducirse. En cuanto a los desvíos, sólo los calculados para la toma 23 son los que tienden a incrementarse para el caso que los azudes se ubiquen en la posición B.

En la toma 23 es en donde ocurren variaciones más importantes. Los valores de las presiones medias ya no se explican de forma directa con la altura y posición del azud propuesto. Para los azudes en la posición A, esta media aumenta con el mayor tirante. Para los azudes en posición B disminuye levemente con el mayor tirante. Es interesante destacar el aumento de la presión media para los azudes en B con respecto al mismo azud en la posición A, evidenciando el movimiento o deformación de las macroestructuras compactadas –por restricción o limitación del espacio– en este último caso. Con respecto a los desvíos, al igual que para la toma 20, aumentan con la presencia del azud y son mayores para los casos en que se ubiquen en la posición A.

4.2.2 Caracterización de las Tomas Laterales

Como se puede ver en el segundo grupo de series del Apéndice A, algunas series de las tomas laterales presentan diferencias visibles en cuanto a la falta de estacionariedad, tanto de primer como segundo orden. Para validar las mediciones se han duplicado los ensayos, obteniéndose valores similares.

Las series filtradas presentan medias y desvíos según la Tabla 7, donde los valores resaltados representan aquellas series comentadas en el párrafo anterior.

Tabla 7. Estadísticos de las tomas laterales, para cada escenario planteado.

		TOMA						ESQUEMA
		19	21	22	24	25	27	
Sin Azud	Media [cm]	24.98	18.89	9.87	8.04	22.26	7.80	
	Desvío [cm]	0.18	0.25	0.58	0.44	0.23	0.20	
Azud A bajo	Media [cm]	22.28	12.19	0.78	13.28	26.11	10.69	
	Desvío [cm]	1.39	0.42	2.07	0.49	0.29	0.24	
Azud A alto	Media [cm]	25.81	12.46	2.50	14.88	23.26	14.44	
	Desvío [cm]	0.67	0.36	0.47	0.79	0.32	0.51	
Azud B bajo	Media [cm]	9.82	12.37	1.99	11.24	13.36	19.30	
	Desvío [cm]	0.21	0.36	2.09	0.35	0.20	0.32	
Azud B alto	Media [cm]	18.13	14.56	6.24	16.40	26.39	15.48	
	Desvío [cm]	0.43	0.27	0.38	0.55	0.26	0.37	

La toma 22 es la que presenta mayores inconvenientes debido a que se encuentra ligeramente sumergida, y por lo tanto es la única que está sometida con cierta frecuencia a presiones negativas. Como puede observarse, los valores medios restantes son superiores en la margen propia del vertedero lateral a los de la margen opuesta, como resultado de las estructuras macroturbulentas formadas, tal y como fue comentado en la sección 2.1 y se puede ver en la Figura 9.

Las tomas 19 y 21 presentan, al igual que la toma 20 descrita en la sección anterior, una reducción de las presiones medias para tirantes más altos, aunque el desvío no cuenta con la misma regularidad. Las tomas 25 y 27 exhiben las mismas características. Aun así, se destaca que para el caso del azud bajo en posición B las medias de las señales medidas en las tomas 19 y 25 son menores a las de las opuestas medidas en las tomas 21 y 27, respectivamente, evidenciando un cambio de las estructuras macroturbulentas.

4.2.3 Celeridad de la onda de presión

A partir de las series filtradas se realiza el análisis de correlación cruzada visto en la sección 2.5.3.4 entre pares de tomas centrales, es decir:

- $Correlación(Toma\ 20, Toma\ 23) \rightarrow R_{20-23}$
- $Correlación(Toma\ 23, Toma\ 26) \rightarrow R_{23-26}$
- $Correlación(Toma\ 20, Toma\ 26) \rightarrow R_{20-26}$

Los resultados se encuentran en el Apéndice B, donde se han graficado las curvas de correlación hasta un retraso temporal de 25 segundos. Todas ellas presentan cierta regularidad en cuanto a los períodos de máximos y mínimos correspondientes a las macroestructuras turbulentas, a la vez que pueden apreciarse pequeñas correlaciones que generan valores límites locales, evidenciando la existencia de las microestructuras medidas. Para cuantificar cada uno de los fenómenos se realiza un análisis espectral de cada correlación, cuya gráfica semilogarítmica permite identificar fácilmente la frecuencia con la que una estructura pasa de una toma, ubicada en una posición x_i , a la siguiente toma, ubicada en una posición x_j .

En la Tabla 8 y en la Tabla 9 se presentan los tiempos correspondientes al desfasaje temporal, iguales a la mitad de la inversa de la frecuencia mencionada anteriormente –dado que se asume una distribución simétrica a izquierda y a derecha del valor máximo/mínimo alcanzado–. Es importante tener en cuenta que la estructura que se forma sobre la toma 20 es diferente a las que se forman en la toma 23 y 26, tal como se vio en la sección 4.1, por lo tanto el análisis aquí presente es plenamente riguroso para el par correlacionado 23-26.

Debe tenerse en cuenta que este método resulta más válido cuanto mayor sea la estructura turbulenta que se mida, ya que las correlaciones para escalas menores pueden no significar un desplazamiento originado por la velocidad convectiva propia.

Tabla 8. Tiempo de desfasaje de la presión para los vórtices grandes.

Escenario	Pares de Tomas		
	20-23	23-26	20-26
Sin Azud	1.6 s	1.6 s	2.2 s
Azud A bajo	2.0 s	1.4 s	0.5 s
Azud A alto	2.6 s	2.3 s	1.3 s
Azud B bajo	2.2 s	1.7 s	1.3 s
Azud B alto	1.8 s	2.0 s	0.9 s

Tabla 9. Tiempo de desfasaje de la presión para los vórtices pequeños.

Escenario	Pares de Tomas		
	20-23	23-26	20-26
Sin Azud	0.5 s	0.5 s	0.6 s
Azud A bajo	0.2 s	0.4 s	0.2 s
Azud A alto	0.4 s	0.6 s	0.5 s
Azud B bajo	0.5 s	0.4 s	0.3 s
Azud B alto	0.4 s	0.6 s	0.2 s

Los tiempos de desfasajes de las macroestructuras y microestructuras turbulentas difieren entre sí para cada par de tomas y para cada escenario. Rápidamente se distinguen tiempos menores para los vórtices pequeños, por lo que la velocidad con la que éstos se desplazan es mayor que la velocidad con la que lo hacen los vórtices mayores.

Para las correlaciones 20-23 y 20-26, tanto el tiempo de las microestructuras como el de las macroestructuras aumenta para el azud sobreelevado con respecto al azud bajo, siempre que se ubique en la posición A. Sin embargo, ocurre lo opuesto para los azudes ubicados en la posición B.

Para la correlación 23-26, el azud sobreelevado aumenta los tiempos de desfasaje de ambas estructuras, cualquiera sea la posición que tome. Los tiempos menores se corresponden a los azudes sobreelevados y, entre éstos, el de mayor desfasaje es el ubicado en la posición A.

4.2.4 Coeficientes de presión

Los coeficientes de presión se definen según lo visto en la sección 2.4 a partir de las series filtradas. En primer lugar, y teniendo como referencia la toma central 23, se han calculado los coeficientes asociados a las presiones dinámicas medias y a las presiones fluctuantes para cada escenario. A partir de los valores del tirante de agua encima del vertedero y la presión estática encima de la toma –sección 4.1–, se grafican los puntos $(C_p, Y/B_i)$ y $(C_p', Y/B_i)$ y se comparan con los resultados expuestos por Carrillo (2014). La distancia H y Lb fueron definidas, para cada escenario, según lo visto con anterioridad.

La velocidad de entrada al cuenco, con la que se obtuvieron los coeficientes de presión asociados a la presión media dinámica como al *RMS* de las fluctuaciones, se obtuvo a partir de considerar que, para la situación “Sin Azud”, el total de la energía cinética se traduce en el aumento de presión local en la Toma 23, conformando un punto de estancamiento:

$$C_p = \frac{\text{Presión Media total}}{\frac{1}{2}\rho U^2} = 1 \rightarrow U = \sqrt{\frac{2P}{\rho}} \quad (51)$$

Bajo esta suposición, la velocidad que adimensionalizará los coeficientes de presión resulta igual a 1.78 m/s. El ancho con el que la lámina impacta el colchón de agua en el cuenco amortiguador se asume igual a 2 cm, como resultado de aplicar continuidad suponiendo el flujo monofásico. Se asumirá, a fines prácticos, que tanto la velocidad como el ancho de impacto son los mismos para todos los escenarios, dado que la diferencia máxima del salto es de tan sólo 5 cm –por lo tanto serán variables que sólo producirán un cambio en la escala de

los resultados—. La Tabla 10 resume los valores y resultados obtenidos para la toma 23, donde Y es el tirante en el cuenco amortiguador conseguido a partir de la colocación del azud, B es el ancho de la lámina antes del impacto, C_p es el coeficiente de presión dinámica media, C_p' es el coeficiente de presión fluctuante, H es la distancia vertical entre la superficie de agua en la cresta del vertedero y la superficie de agua en el cuenco, y L_b es la longitud de trayectoria entre la sección de la cresta del vertedero y la sección en la que se supone no existe un núcleo sólido de agua, según se definió en la Figura 32, y es igual a 0.65 cm.

Tabla 10. Coeficientes de presión obtenidos para la toma 23.

Escenario	Y [cm]	Y/B	C_p	C_p'	H [m]	H/L_b
Sin Azud	-	-	1.000	0.027	-	-
Azud A bajo	8.50	3.64	0.194	0.022	0.48	0.75
Azud A alto	13.00	5.56	0.040	0.039	0.43	0.65
Azud B bajo	8.00	3.42	0.529	0.032	0.48	0.75
Azud B alto	12.50	5.35	0.202	0.043	0.43	0.65

En la Figura 59 y en la Figura 60 se presentan los puntos $(C_p, Y/B_i)$ y $(C_p', Y/B_i)$, respectivamente. A diferencia de los resultados recopilados por Carrillo, los coeficientes de presión asociados a la media dinámica, C_p , no presentan una distribución regular. La causa de esto puede asignarse al hecho que aquéllos valores son el resultado de un estudio prácticamente bidimensional donde las macroestructuras generadas son advectadas en un canal uniforme, con las condiciones de contorno aguas abajo suficientemente alejadas para no afectar la estabilidad del resalto, mientras en el modelo físico Los Alazanes el canal de restitución no es uniforme y las condiciones de contorno impuestas aguas abajo por la altura y posición del azud afectan el desarrollo las macroestructuras y la energía específica capaz de amortiguar, lo que se podría considerar mediante la incorporación de una longitud característica relacionada con la longitud principal del volumen generado por dicha estructura. Sin embargo, es posible establecer ciertas observaciones. En primer lugar, los coeficientes relacionados a las presiones dinámicas medias disminuyen con la altura del azud y aumentan junto a la longitud del cuenco. En segundo lugar, los coeficientes relacionados con las fluctuaciones aumentan con la altura del azud y, como para los anteriores, aumentan junto a la longitud del cuenco. Por último, hay que destacar la relación que existe entre los coeficientes para un mismo escenario, ya que para aumentos del tirante el orden de magnitud de uno con respecto al otro tiende a ser el mismo, lo que se traduce en mismos órdenes de magnitud entre la presión dinámica media y las fluctuaciones.

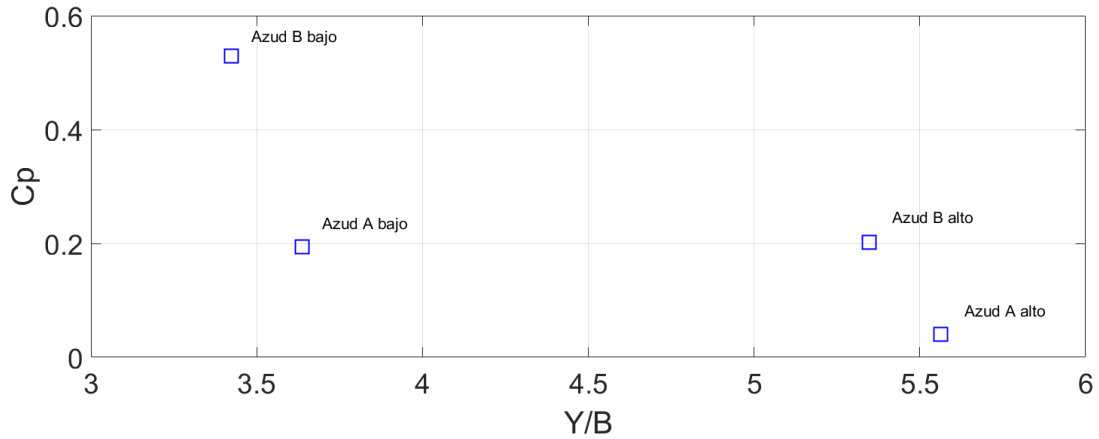


Figura 59. Coeficiente de presión media dinámica vs Y/B , para la toma 23.

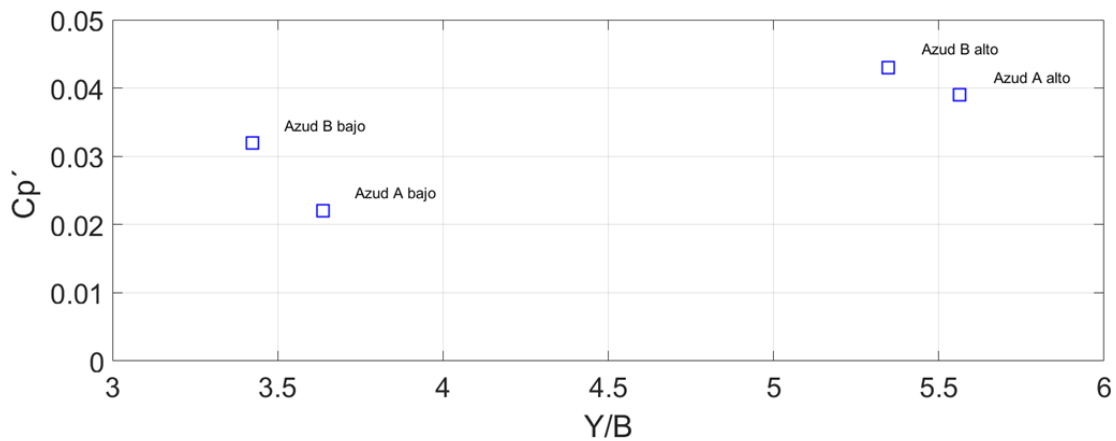


Figura 60. Coeficiente de presiones fluctuantes vs Y/B , para la toma 23.

En la Tabla 11 se presentan los valores del coeficiente de presión fluctuante para todas las tomas y para cada escenario, que son convenientemente agrupados y graficados según la sección que ocupan, desde aguas arriba hacia aguas abajo en el canal de restitución –es decir, tomas 19, 20 y 21, tomas 22, 23 y 24, y tomas 25,26 y 27–. Recordando que cada grupo está en una región de características diferentes, según se definió en la sección 4.1, podemos observar ciertos patrones:

- En la Zona 2 –ver Figura 61–, donde se forma el vórtice de eje vertical, el coeficiente de presión fluctuante es relativamente constante para los escenarios “Sin Azud”, “Azud B bajo” y “Azud B alto”, mientras que aumenta notoriamente para el caso de “Azud A bajo”. Para el restante “Azud A alto”, la situación es intermedia. Asimismo, las diferencias sólo son importantes en el talud al cual pertenece la rápida del vertedero, y disminuyen hasta anularse en la orilla opuesta.

- En la Zona 1 –ver Figura 62–, que se encuentra influenciada por el flujo helicoidal, resaltan los valores que adopta el coeficiente para los azudes bajos –tanto en posición “A” y en “B” – en la toma del talud de la rápida. En la orilla opuesta se da la situación inversa, aunque los valores alcanzados son de un orden de magnitud menor: los mayores corresponden a los azudes altos en cualquiera de las dos posiciones.

- En la Zona 3 –ver Figura 63–, los coeficientes no se distinguen de un escenario al otro. Se distinguen, sin embargo, valores mayores para los azudes en la posición “A”.

Tabla 11. Resumen de los valores C_p' para todas las tomas, por escenario.

TOMA	SIN AZUD	AZUD A BAJO	AZUD A ALTO	AZUD B BAJO	AZUD B ALTO	ESQUEMA
19	0.011	0.086	0.041	0.013	0.026	
20	0.013	0.043	0.035	0.014	0.022	
21	0.016	0.026	0.022	0.022	0.017	
22	0.036	0.128	0.029	0.129	0.023	
23	0.027	0.022	0.039	0.032	0.043	
24	0.027	0.030	0.049	0.022	0.034	
25	0.014	0.018	0.020	0.013	0.016	
26	0.015	0.024	0.026	0.018	0.014	
27	0.012	0.015	0.032	0.020	0.023	

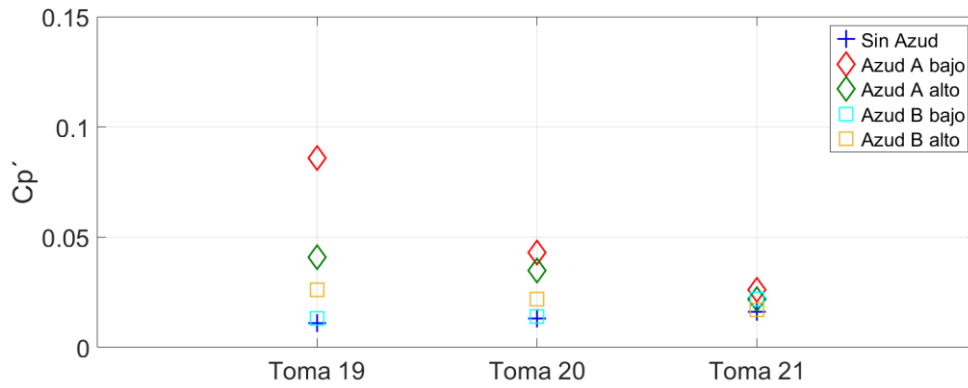


Figura 61. Coeficientes de presiones fluctuantes para la primera sección de tomas.

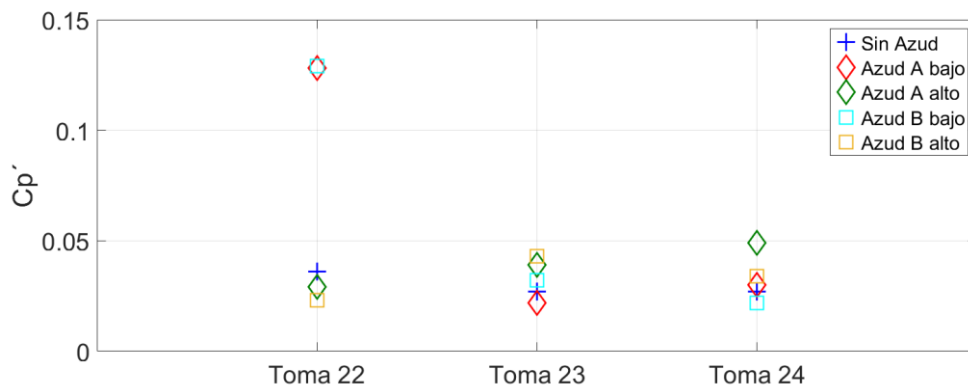


Figura 62. Coeficientes de presiones fluctuantes para la segunda sección de tomas.

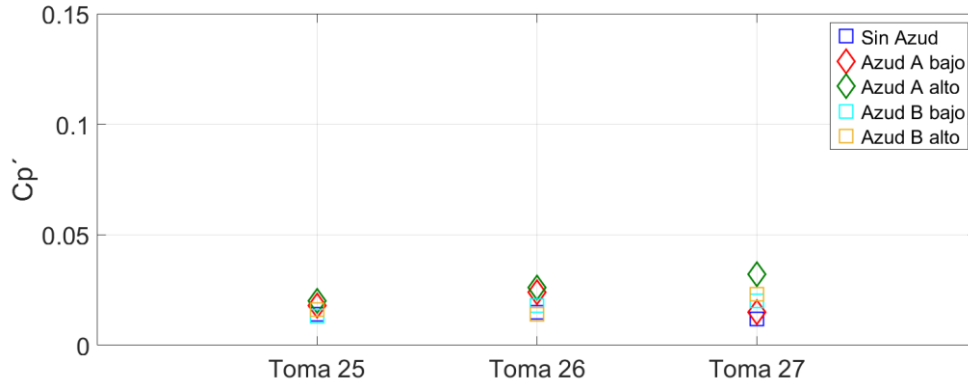


Figura 63. Coeficientes de presiones fluctuantes para la tercera sección de tomas.

De la Figura 61 a la Figura 63 se observa que las presiones fluctuantes –y por tanto, como se ha comentado con anterioridad, la intensidad de turbulencia– tienden a incrementarse en el talud del cual forma parte la rápida del vertedero desde la primera sección hacia aguas abajo, condición que se invierte para la última sección, donde se evidencian incrementos en el talud opuesto. Esto forma parte de un patrón fácilmente distinguible en las fotografías expuestas en la sección 4.1.

Por último, en la Figura 64 se grafican los valores que adopta el coeficiente de presión fluctuante para las tres tomas centrales. Si bien se han analizado por separado en las figuras anteriores, dado que están alineadas es posible describir la evolución del coeficiente a lo largo del cuenco: mayores valores para las tomas 20 y 26 en el caso de los azudes en posición “A”, mientras que la toma 23 adopta coeficientes elevados para los tirantes de agua más elevados – esto es, con los azudes sobreelevados–.

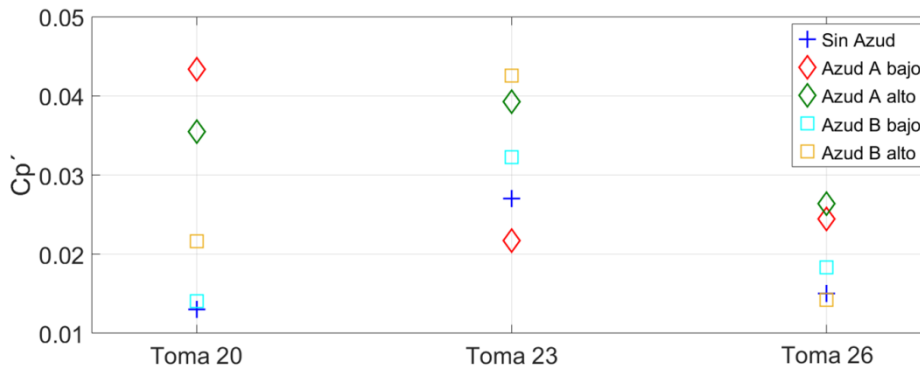


Figura 64. Coeficientes de presiones fluctuantes para las tomas centrales.

4.3 Discusiones finales

Se presenta, a modo de cierre, la comparación entre los resultados alcanzados en este trabajo y los recopilados por Carrillo (2014). Se puede observar, según la Figura 65 y la Figura 66 un comportamiento similar para cada grupo de valores. Asimismo, es necesario destacar dos particularidades:

- No existe una marcada diferencia entre la relación Y/B de los azudes bajos o altos materializados en las dos posiciones seleccionadas, ya que el tirante Y para cada par de escenarios alcanzado es similar y, por tanto, el ancho del chorro B en el momento de impacto no varía, siempre que se mantengan las mismas condiciones aguas arriba. Sin embargo, es notorio el efecto de cambio de posición del azud: tanto para los coeficientes de presión media dinámica como para los debidos a presiones fluctuantes, el azud más alejado es el que genera valores mayores.
- Se ha visto en la sección anterior que, dada una posición del azud, el aumento de su altura trae aparejado la reducción del coeficiente de presión media dinámica – coincidiendo con la zona que Carrillo ha llamado como “zona de colchón efectivo”– junto a un incremento del coeficiente de presiones fluctuantes –“zona de colchón no efectivo”–.

Por último, se han planteado tres hipótesis que podrían explicar conjuntamente el comportamiento de los coeficientes de presión:

- El aumento del volumen de amortiguamiento, sea por el incremento del tirante o de la longitud del cuenco debido a la posición del azud, genera un reacomodamiento de las estructuras macroturbulentas. Bajo esta situación, se necesita de un nuevo análisis junto a una mejor resolución espacial de las tomas de presión.
- Dado el incremento de tirante, la escala de los vórtices mayores no es la del tirante en el cuenco, sino que está limitada por la relación de aspecto B/H . Así, la estructura queda sumergida debajo de un volumen de agua que presenta otro comportamiento y contribuye a una modificación de dichos vórtices.
- El aumento del volumen de amortiguamiento debido a la longitud del cuenco, aun no reacomodando espacialmente las estructuras macroturbulentas, generan un cambio de la hidrodinámica del flujo helicoidal debido a la capacidad de su desarrollo. Este efecto no se ha tenido en cuenta en los trabajos desarrollados y citados por Carrillo, donde la condición aguas abajo estaba suficientemente alejada como para influenciar en el resalto hidráulico producido en el canal.

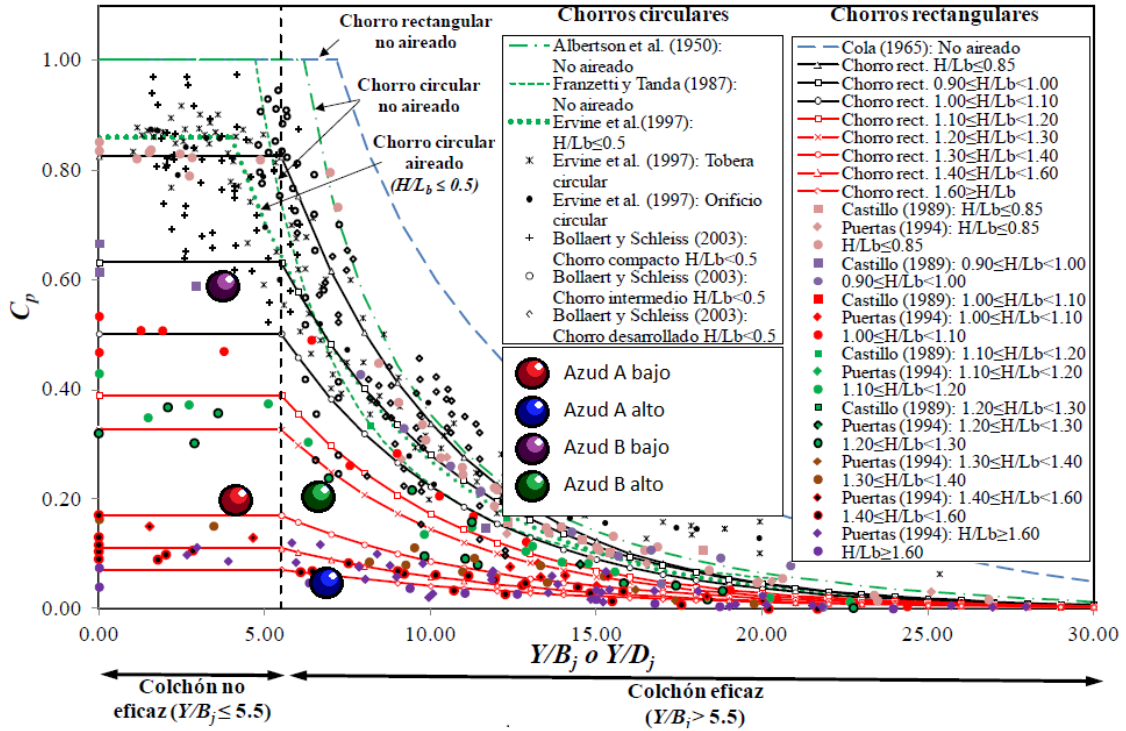


Figura 65. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorro y condiciones de entrada de aire, dadas diferentes relaciones Y/B_j (Carrillo, 2014), donde se han superpuesto los resultados alcanzados en la toma 23 del modelo físico Los Alzanes.

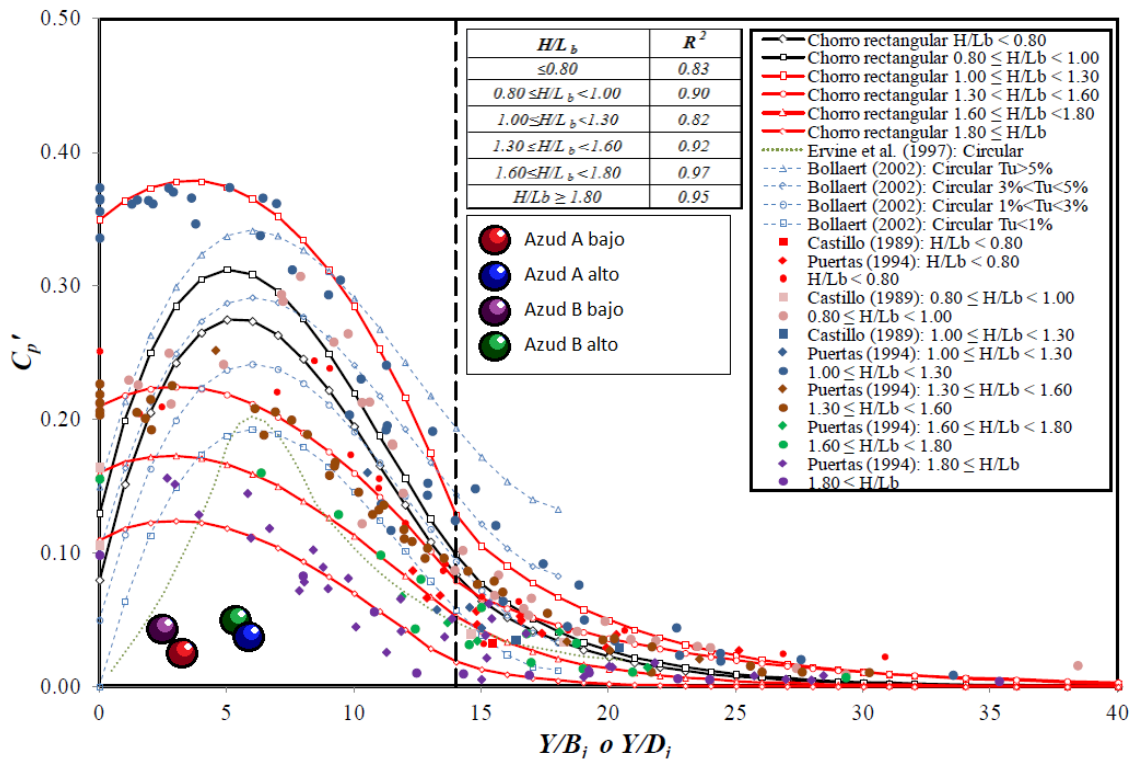


Figura 66. Coeficientes de presiones fluctuantes para diferentes formas de chorro y condiciones de entrada de aire, dadas diferentes relaciones Y/B_j (Carrillo, 2014), donde se han superpuesto los resultados alcanzados en la toma 23 del modelo físico Los Alzanes.

5 CAPÍTULO QUINTO. CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

Las dificultades intrínsecas al prototipo en cuanto a las técnicas y metodologías de medición de variables hidrodinámicas, acentuadas durante eventos extremos de cierta recurrencia, hacen de la generación de modelos una herramienta básica para el estudio de los fenómenos que se desean estudiar. Si bien los avances en los últimos años con respecto a los modelos numéricos computacionales ofrecen una alternativa que resulta cada vez más atractiva, las hipótesis que se plantean para la arribar a la solución de las ecuaciones que intervienen en el flujo, en particular las de Navier-Stokes e incluso la resolución con la que se construya el mismo, hacen que deban ser verificados a partir de mediciones de ciertas variables en el prototipo que representan, lo que se podrá realizar, tal vez, en algunos puntos. Sin embargo, y bajo los supuestos de cumplir con ciertos requisitos, denominados condiciones de similitud, es posible recrear el prototipo a escala conveniente, plantear diversos escenarios –tanto hidrológicos como hidráulicos– en los que, si bien no cuentan con la flexibilidad de un modelo numérico, el flujo tridimensional que atraviesa el modelo es análogo al del prototipo, y permite aplicar técnicas y metodologías de medición más sencillas.

La configuración de la estructura de descarga lateral del dique Los Alazanes y la dirección relativa del eje principal del canal de restitución generan un flujo en el que se distinguen tres zonas bien diferenciadas: al comienzo un vórtice de eje vertical en una región de flujo recirculatorio, seguido por una donde se establece un flujo helicoidal y por último una zona donde la energía extra debida a la rápida se disipa completamente.

Los escenarios propuestos según la ubicación y altura del azud, que a priori se pensaban como una solución directa al problema asociado con las presiones en el fondo del cuenco amortiguador, no presentan ventajas directas con respecto a las presiones según la altura y volumen del colchón generado para los puntos donde se ha materializado las tomas de presión, ya que la disminución de las presiones dinámicas medias se hace a expensa del aumento de las presiones fluctuantes, por lo que las acciones que deberá soportar el lecho serán diferentes según el tirante de amortiguamiento que se consiga. Es evidente que el talud más comprometido es el que se corresponde al talud propio del vertedero, donde se encontraron picos de presiones negativas para todos los escenarios salvo para el “Azud B alto”, para el cual, además, se ha observado para todos los casos aumentos de hasta un orden de magnitud en los coeficientes de presiones fluctuantes.

Para los azudes colocados en la posición “A” se genera una deformación de la dirección con la que los vórtices inciden en el mencionado talud y, además, existen mayores presiones fluctuantes en la última sección de tomas debido a la curvatura de trayectoria que el flujo debe adquirir para atravesar la estructura en la sección inmediatamente siguiente, aunque las velocidades convectivas alcanzadas son menores. Además, aguas abajo del mismo, sería necesaria la implementación de un cuenco de amortiguación propio para evitar erosiones en el talud correspondiente al muro lateral del vertedero.

Con respecto a la metodología empleada para obtener las series de presiones, se han trabajado con materiales y dimensiones ampliamente usados para estos tipos de estudio. Los filtros utilizados mediante el análisis espectral han sido capaces de remover ruidos electrónicos y evitar los problemas relacionados al aliasing. Por otro lado, la supresión del ruido vibracional en todo el sistema, aproximadamente a los 10 Hz, fue eliminado mediante un ajuste del rango inercial con una base teórica consistente propuesta por Batchelor (1953), aunque la técnica presenta subjetividad en cuanto al punto en el que comienza y la pendiente adoptada para dicho rango.

Como trabajos futuros se plantea el estudio del campo de velocidad mediante el uso de acelerómetros y técnicas de velocimetría por imagen. Cuantificada esta nueva variable hará posible la identificación de su relación con el campo escalar de presiones, planteada en la sección 2.4. Asimismo, se propone estudiar nuevos ensayos a distintos caudales, lo que permitiría la generación de nuevos puntos en las curvas C_p vs Y/B_j ; y comparar la forma que toma la distribución del coeficiente de presión con respecto a las esquematizadas por Carrillo (2014), como también verificar una relación entre estos coeficientes y la intensidad de turbulencia T_u . Por último, y dado que los azudes sobreelevados concebidos en el modelo resultan en el prototipo estructuras con alturas importantes, se recomienda el estudio de las presiones en el cuenco aumentando su rugosidad absoluta mediante el agregado de partículas de diferentes granulometrías.

Publicaciones realizadas en marco del presente trabajo de especialización:

Ragessi, I. M., Eder, M., Muchiut, J., Tarrab, L., Ferrer López, Y., Patalano, A., Pozzi Piacenza, C., Rodríguez, A. (2018) Validación de un modelo numérico tridimensional del vertedero de descarga del dique Los Alazanes, provincia de Córdoba. *IAHR. XXVIII Congreso Latinoamericano de Hidráulica*. Buenos Aires, Argentina, septiembre de 2018.

Muchiut, J., Eder, M., Tarrab, L., Ragessi, I. M., García, C. M., Patalano, A., Rodríguez, A. (2018) Análisis de presiones en el cauce de restitución en el modelo físico del dique Los Alazanes –provincia de Córdoba, Argentina–. *VI Simposio sobre Métodos Experimentales en Hidráulica Paysandú*, República Oriental del Uruguay, junio de 2019.

6 BIBLIOGRAFÍA

Akbari, M., Mittal, M. y Pande, P. (1982): “Pressure fluctuations on the floor of free and forced hydraulic jump”, *B.H.R.A., Proc. Int. Conf. Hydraulic Modelling Civil Engineering Structures*, Coventry, Inglaterra, 1982, pág. 87-96.

Batchelor, G. K. (1953) *Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, England.

Bendat, J. S. y Pearsol, A. G. (1986) *Analysis and Measurement Procedures* (Revised and Expanded). Segunda edición. Nueva York.

Camp, T. R. (1940) “Lateral spillway channels”, *Transactions, American Society of Civil Engineers*, Vol. 105.

Carrillo, J. M. (2014) *Metodología numérica y experimental para el diseño de los cuencos de disipación en el sobrevertido de presas de fábrica*. PhD Thesis. Departamento de Ingeniería Civil, Universidad Politécnica de Cartagena, España.

Castillo, L. G. (1989). *Metodología experimental y numérica para la caracterización del campo de presiones en los disipadores de energía hidráulica. Aplicación al vertido en presas bóveda*. PhD Thesis. Universitat Politècnica de Catalunya. Barcelona, Spain.

Castillo, L. G. (2006) “Aerated jets and pressure fluctuation in plunge pools”. *Proc. Int. Conf. The 7th International Conference on Hydrosience and Engineering (ICHE-2006), Philadelphia, 1-23, M. Piasecki and College of Engineering, Drexel University, USA.*

Chow, V. (1976) *Open-Channel Hydraulics*, McGraw Hill, New York.

Cui-Guang-Tao, Lin-Ji-Yong, y Liang-Xing-Rong (1986). Study on the force and effect of the Arch dam overflow water tongue on the river bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 8, 53-68.

Ervine, D. A. (1998) “Air Entrainment in Hydraulic Structures: a Review, Proceedings of the Institution of Civil Engineers, Water, Marit. And Energy, Vol. 130. pp. 142-153.

Farney, H.S. y Markus, A. (1962) “Side channel spillway desing”. Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Hydraulic Division.

Fuentes Aguilar, R. (2002) *Modelos hidráulicos: teoría y diseño*. Santiago de Chile: Instituto de innovación en Minería y Metalúrgica, S.A. 2002. ISBN:9789562014809.

García, C. M., Cantero, M. I., Niño, Y., García, M. H. (2005) Turbulence Measurements with Acoustic Doppler Velocimeters. *Journal of hydraulic engineering, ASCE*, Diciembre del 2005.

George, W. K. y Beuther, P. D. (1980) *Pressure Spectra in Turbulent Free Shear Flows*. Universidad Estatal de Nueva York, Buffalo, Estados Unidos.

Hager, W. H. y Pfister, M. (2011) “Historical development of side-channel spillway in hydraulic engineering” *34th IAHR World Congress – Balance and Uncertainty*. Brisbane, Australia.

Hinds, J. (1926) “Side Channel Spillways”. *Transactions, American Society of Civil Eng.*, Vol 89.

Hinze, J. O. (1975) *Turbulence*. New York: McGraw-Hill. Segunda Edición.

Joaquín, C. (2018) *Caracterización hidráulica del flujo de aproximación al vertedero de la presa Los Alazanes (Prov. de Córdoba)*. Práctica Supervisada para la obtención del título de grado Ingeniería Civil. Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.

Khosrojerdi, A. y Galle-Dari, N. (2011) Application of pressure fluctuations on Stilling Basin. *Indian Journal: Wasserkraft mehr Wirkungsgrad + mehr Ökologie= mehr Zukunft*, pág 251-258.

Kobus, H. (1980) Hydraulic modelling. *German association for water resources and land improvement, Bulletin 7*. Parey, Hamburg.

Lee, T. S. (2002) Visualisation of submerged vortices in hydraulic model simulations, *Conference: Advances in Hydraulics and Water Engineering - 13th IAHR-APD Congress*, DOI: 10.1142/9789812776969_0078.

Lencastre, A. (1961) *Descarregadores de lámina livre*. Lisbon, Portugal: LNEC.

Lopardo, R.A., De Lio, J.C. y Vernet, G.F. (1982) Physical Modelling on Cavitation Tendency for Macroturbulence Hydraulic Jump. *Int. Conf. on the Hyd. Modelling of Civil Eng. Structures. B.H.R.A. Fluid Eng., Paper C3*, Coventry, England. pág. 109-121.

Lopardo, R.A. y Henning, R.E. (1984) Temas prácticos de la medición y análisis de presiones instantáneas en laboratorio. *Anales del XI Congreso Latinoamericano de Hidráulica, I.A.H.R.*, Buenos Aires, Vol. 1, pp. 375-386.

Lopardo, R.A. y Romagnoli, M. (2009) Pressure and velocity fluctuations in stilling basins, *Advances in Water Resources & Hydraulic Engineering*, Vol. VI, Zhang, C. & Tang, H., Springer Verlag, pp. 2093-2098.

Lopardo, R.A. (1987) Notas sobre fluctuaciones macroturbulentas de presión, medición, análisis y aplicación al resalto hidráulico, *Revista Latino Americana de Hidráulica*, São Paulo, Brasil, Nº 2, pág. 109-154.

Lopardo, R.A. (2016) “Modelación Física de Flujos Macroturbulentos”. *XXVII Congreso Latinoamericano de Hidráulica*. Curso de Modelación Física de Estructuras Hidráulicas. Lima, Perú.

Mansoori, A. (1988) *Turbulent Velocity and Pressure Fluctuations Occurring in Water at a Sudden Enlargement*. Ph. D. Thesis, King's College, London.

Meyer-Peter, E. y Favre, H. (1933) “Hydraulic model test for boulder dam spillways”. *Engineering News-Record*. Vol. 113.

Nezu, I and Nakagawa, H. (1993) *Turbulence in Open Channel Flows*. IAHR Monograph, A. A. Balkema, Rotterdam.

Reynolds, O. (1894) On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Phil. Trans. Royal Soc. London* 186, 123-164.

Romo, J. C. (2019) *Caracterización de presiones dinámicas en modelos físicos*. Práctica Supervisada para la obtención del título de grado Ingeniería Civil. Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba (inédita).

Rouse, H., Siao, T.T., y Nagaratnam, S. (1959): Turbulence Characteristics of the Hydraulic Jump. *Trans. ASCE*. Vol. 124.

Rowlings, D. S. (2010) *An experimental and theoretical investigation of side weirs*. Research project towards the degree of Bachelor of Engineering (Civil). University of Southern Queensland, Australia.

Secretaría de Recursos Hídricos de la Provincia de Córdoba (SRH) (2018) Estudio Experimental en el Modelo Físico del Dique Los Alazanes, Córdoba, Argentina.

Sharp, J. J. (1981) *Hydraulic Modelling*. Butterworth & Co.

Smith, K.V.H. (1967). Control point in a lateral spillway channel. *Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Hydraulic Division*.

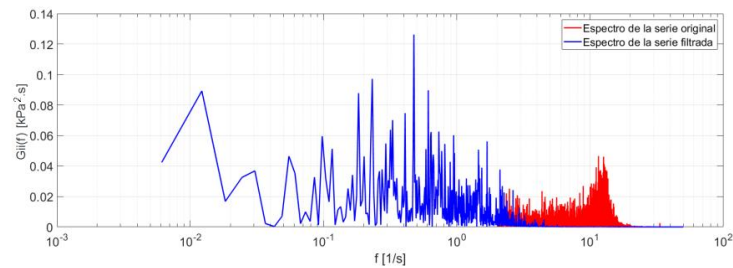
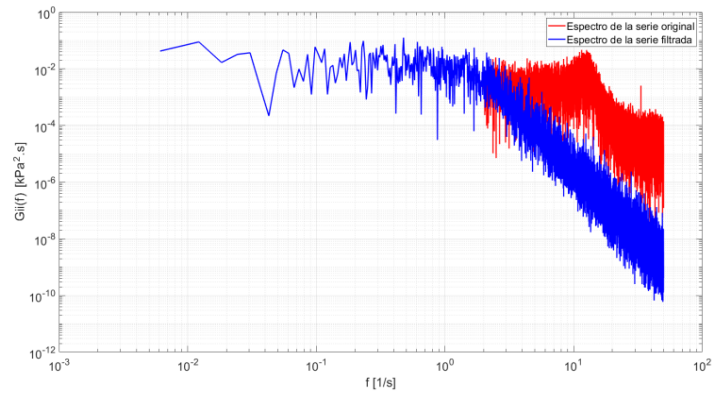
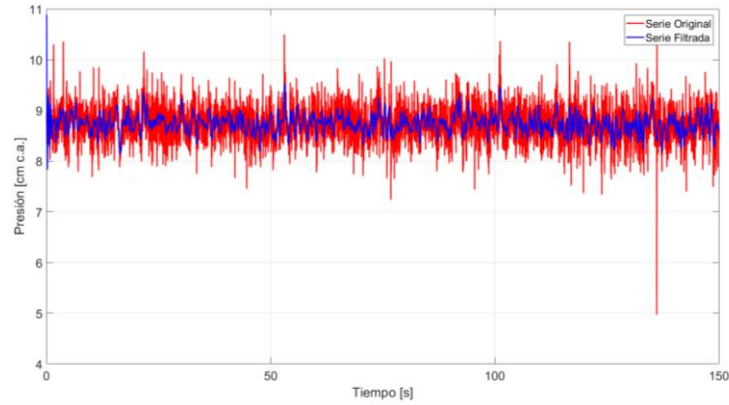
Toso, J.W. y Bowers, C.E. (1988). Extreme pressure in hydraulic jump stilling Basin. *Proc. ASCE. J. Hydraulic Eng.* 114 (8), pp.829–843.

Vallarino, E. (2001) *Tratado básico de presas – Tomo II*. 5ta edición. Colegio de Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos, Madrid, España.

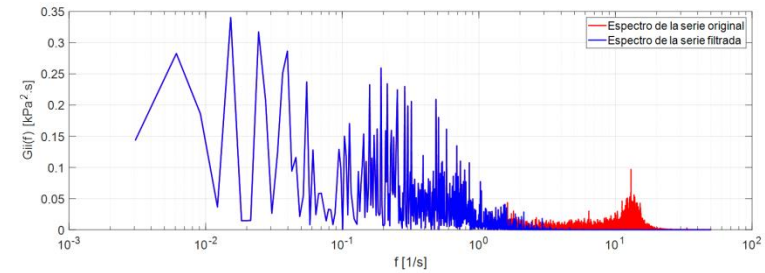
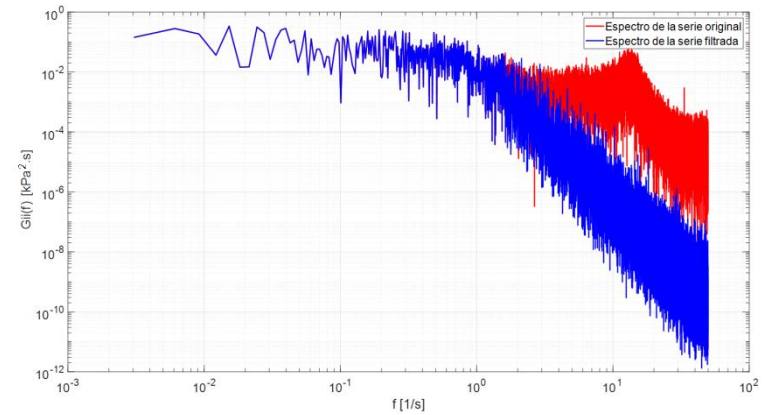
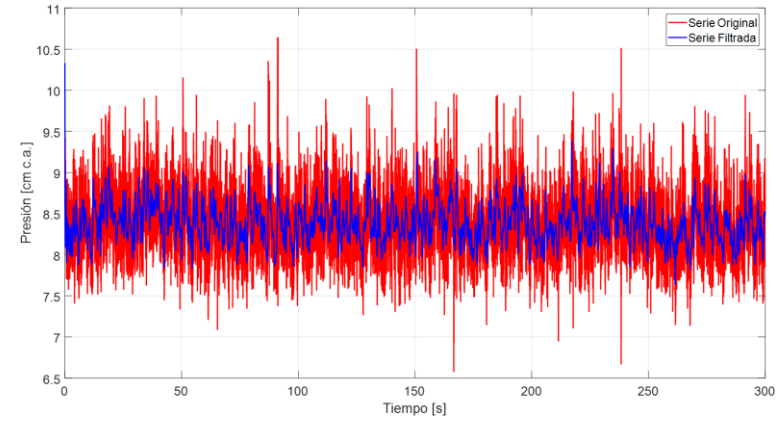
APENDICE A

FILTRADO DE SEÑALES

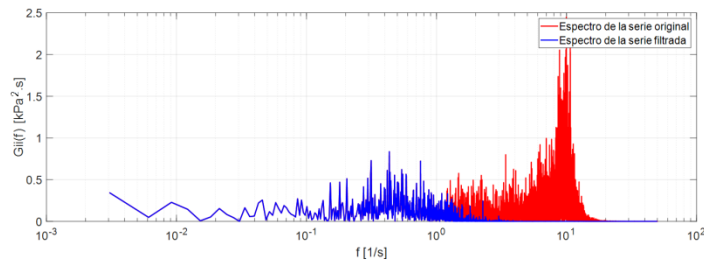
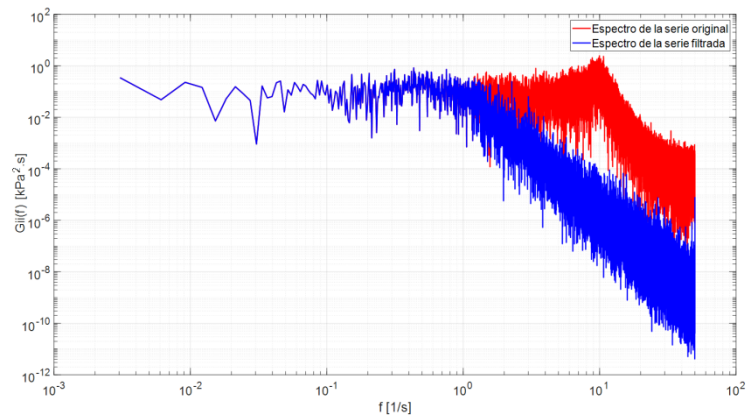
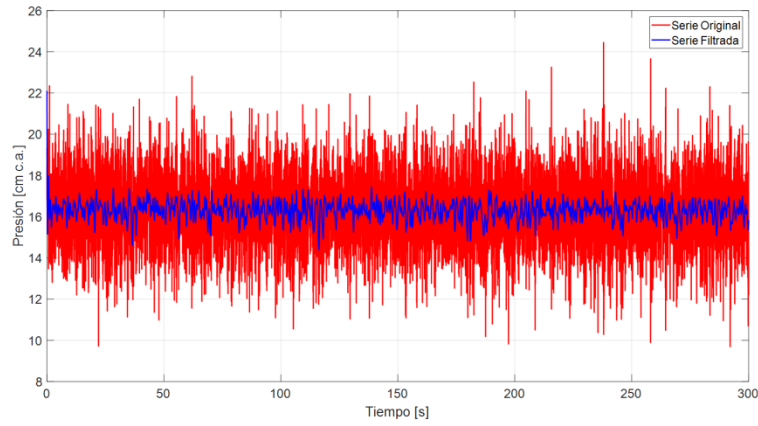
SIN AZUD - Toma 20



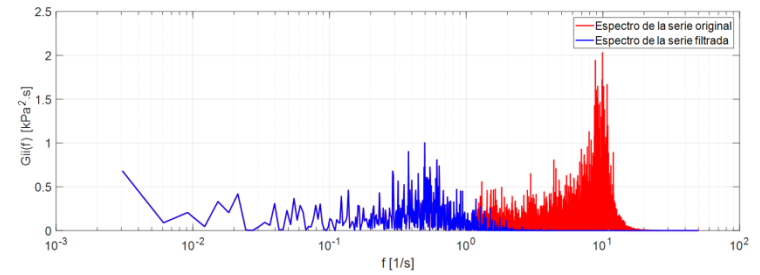
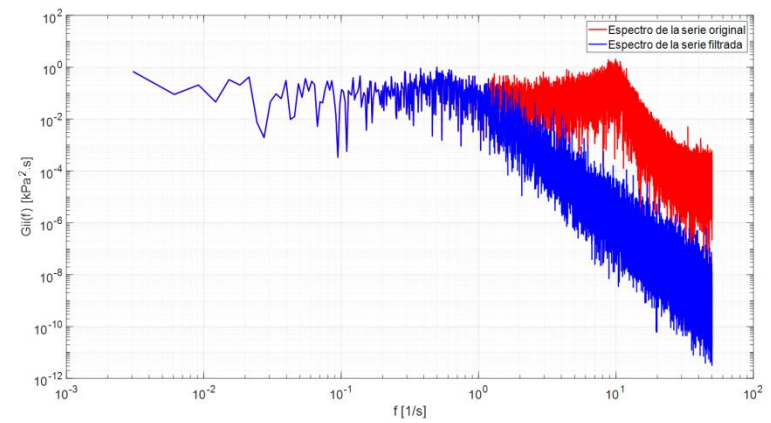
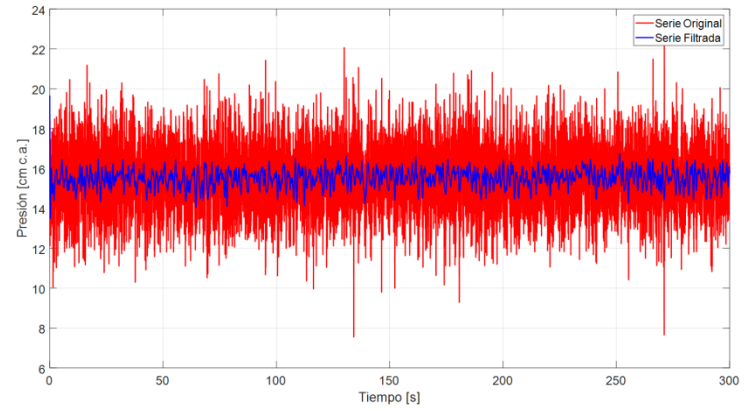
SIN AZUD - Toma 20'



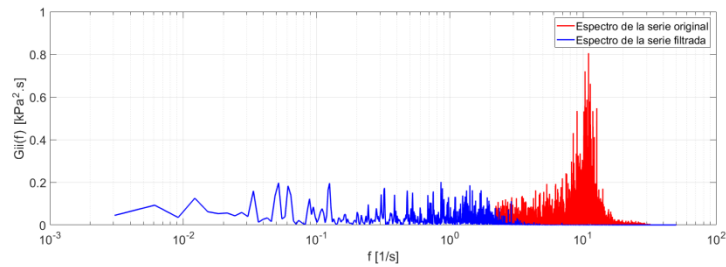
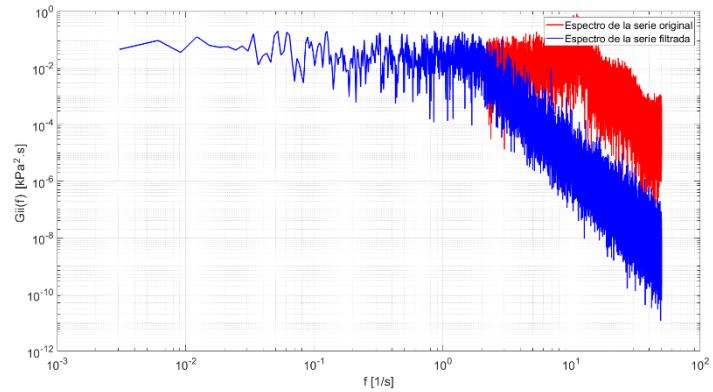
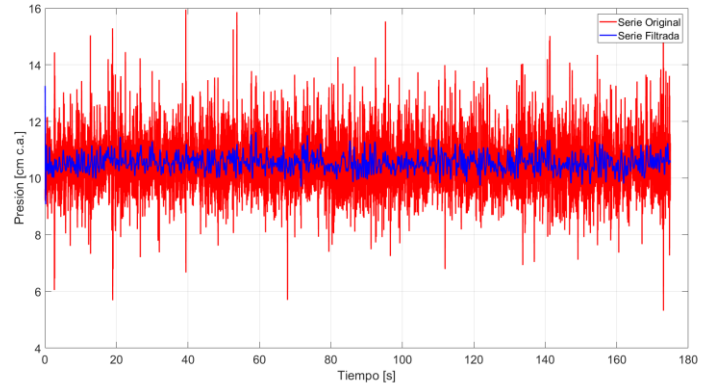
SIN AZUD - Toma 23



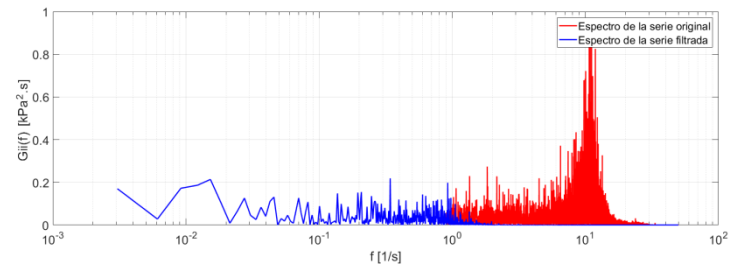
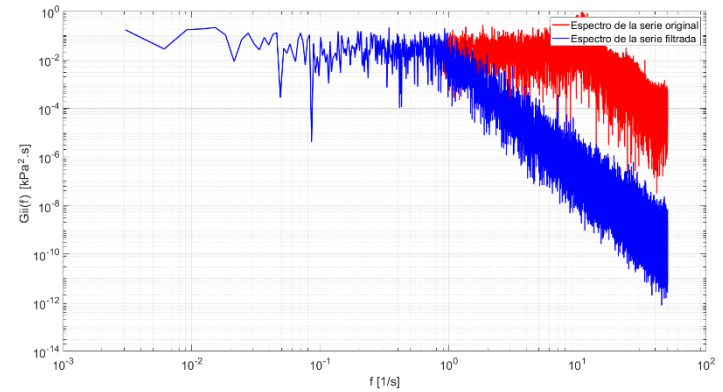
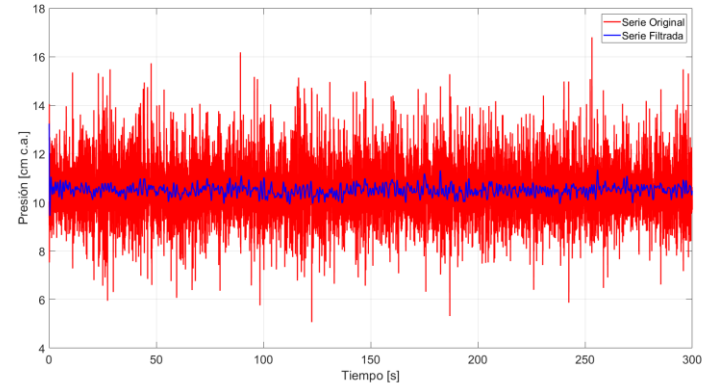
SIN AZUD - Toma 23'



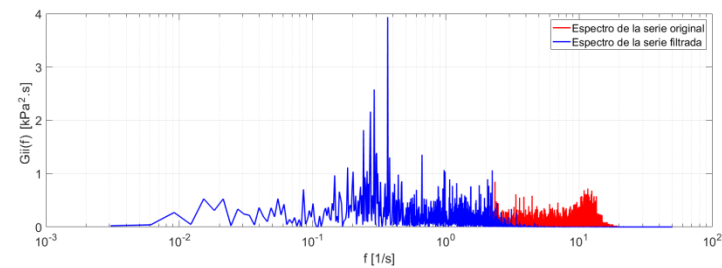
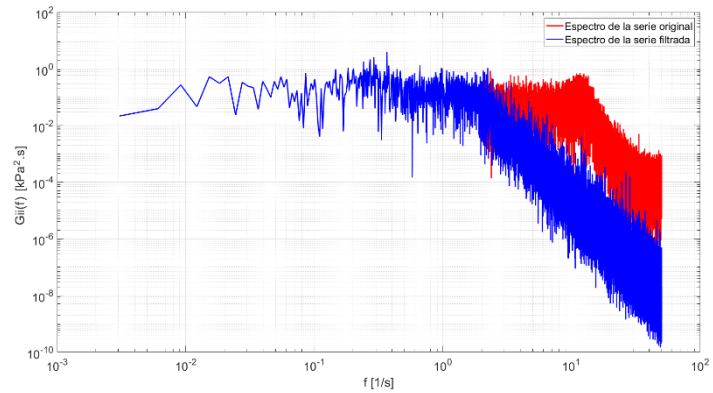
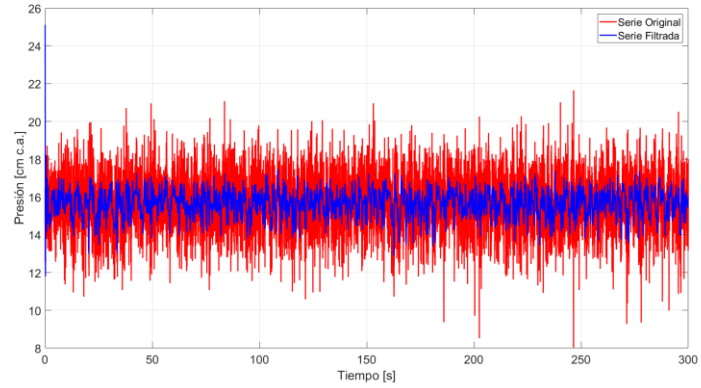
SIN AZUD - Toma 26



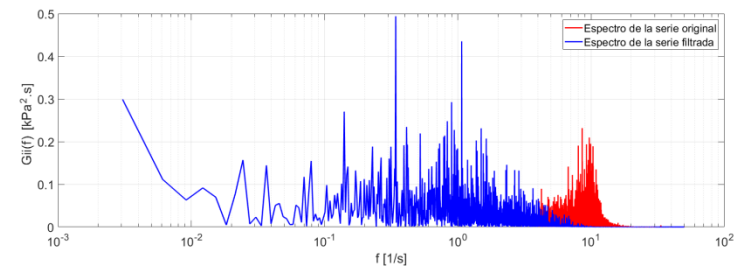
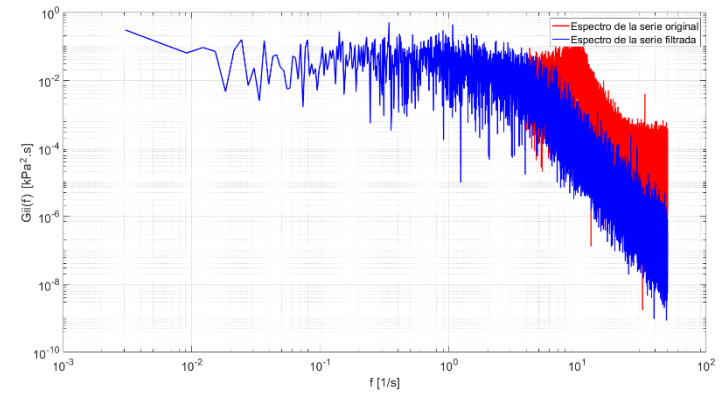
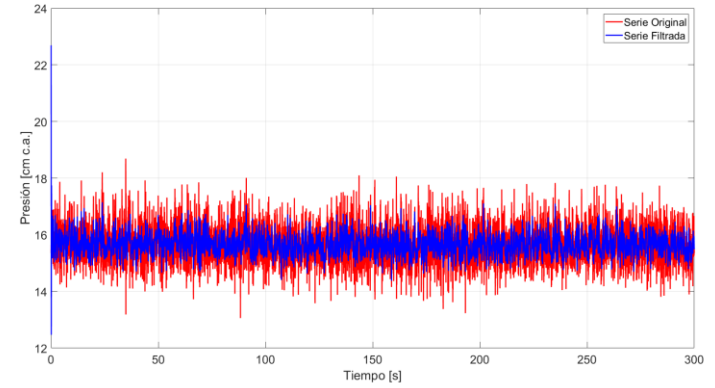
SIN AZUD - Toma 26'



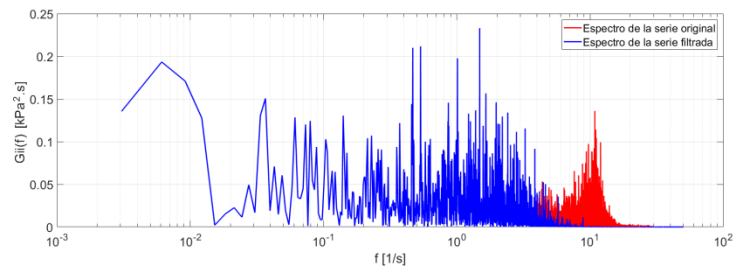
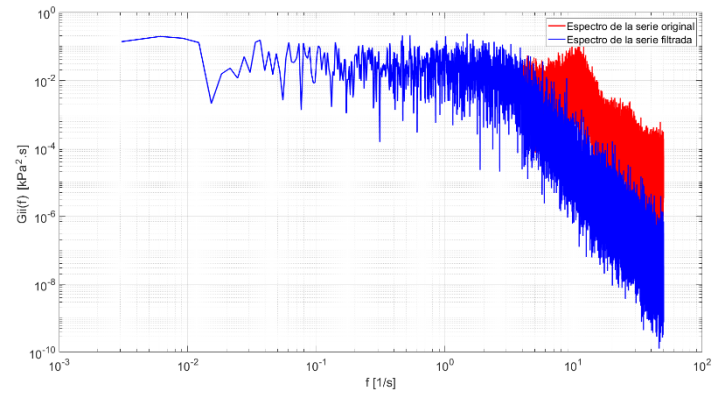
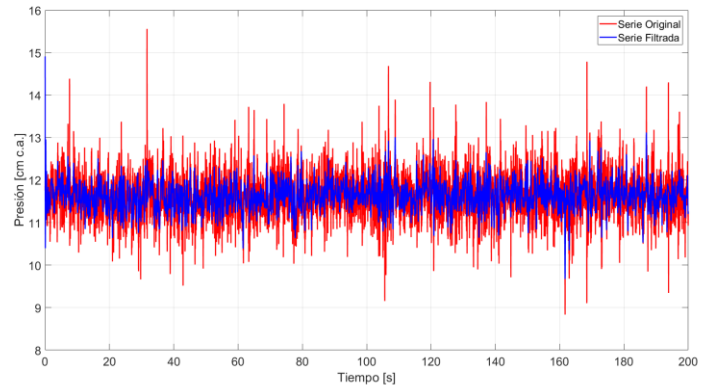
AZUD A BAJO - Toma 20



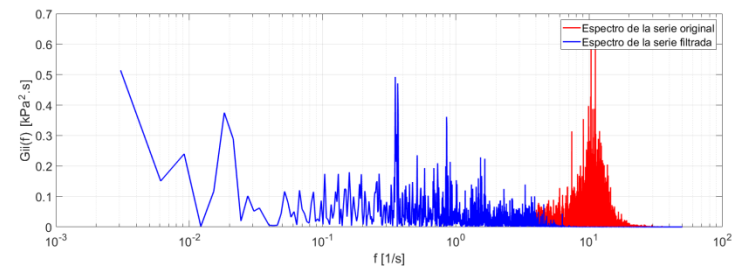
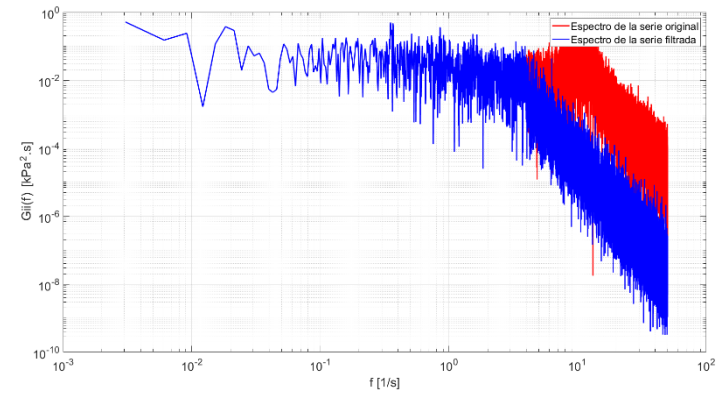
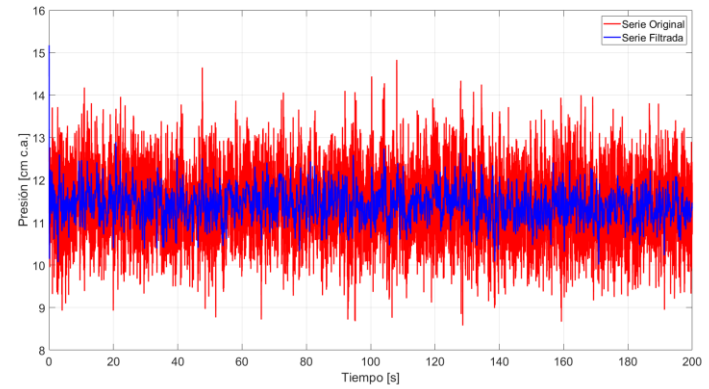
AZUD A BAJO - Toma 20'



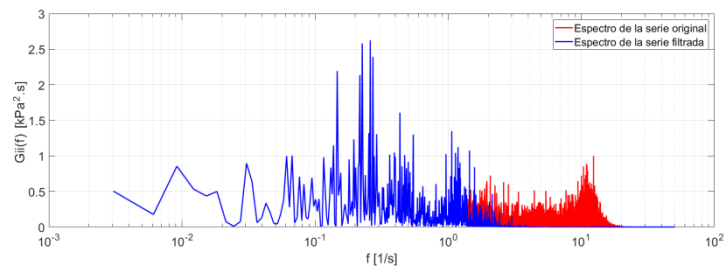
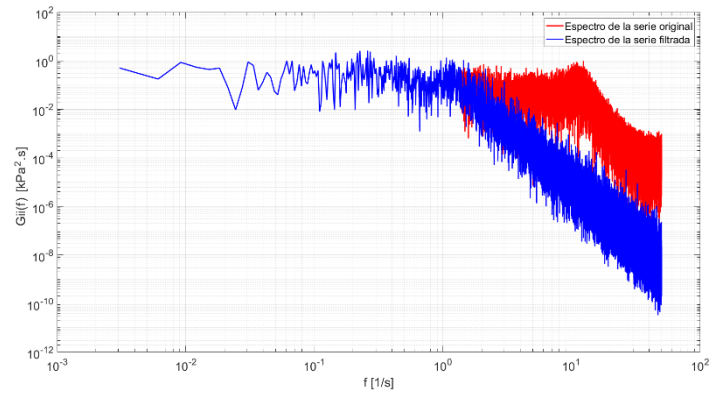
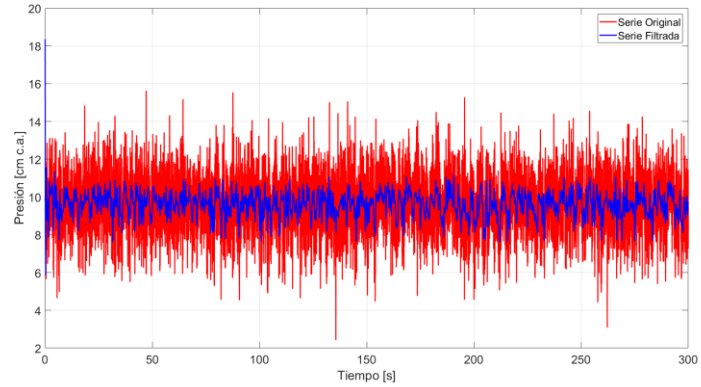
AZUD A BAJO - Toma 23



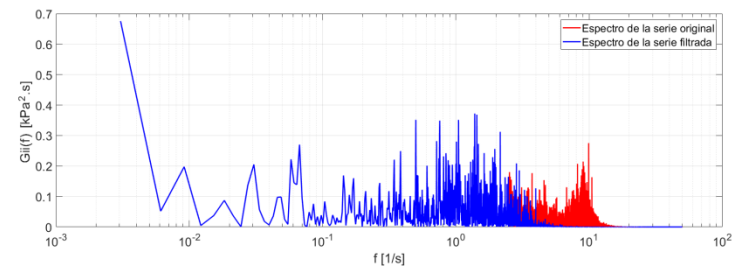
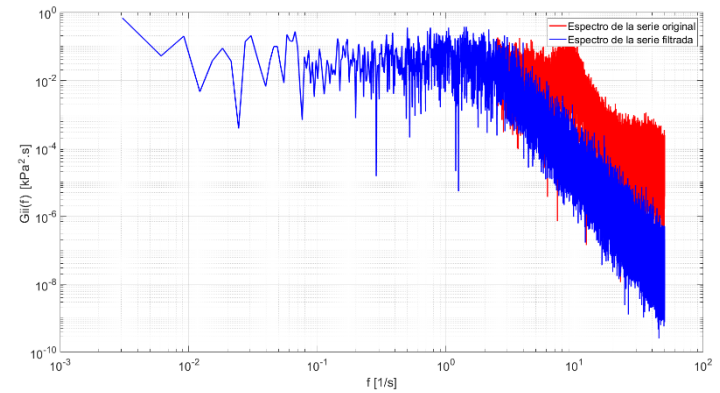
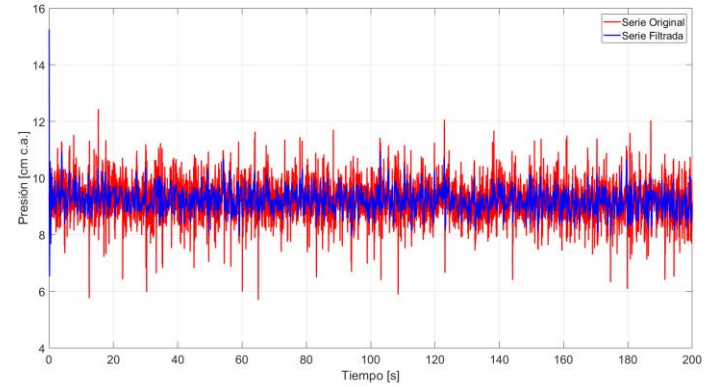
AZUD A BAJO - Toma 23'



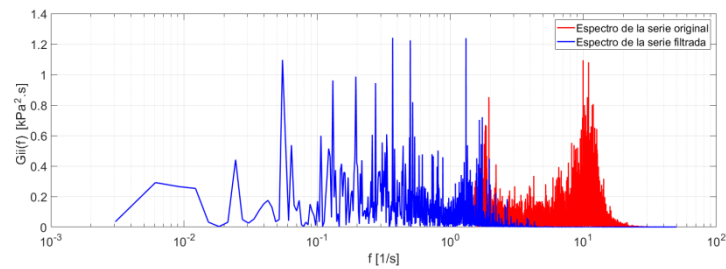
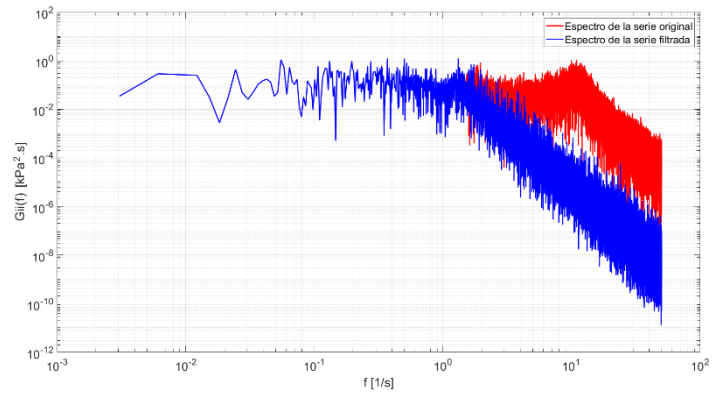
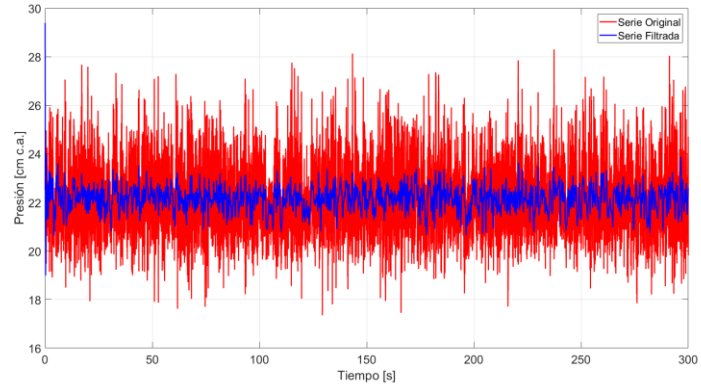
AZUD A BAJO - Toma 26



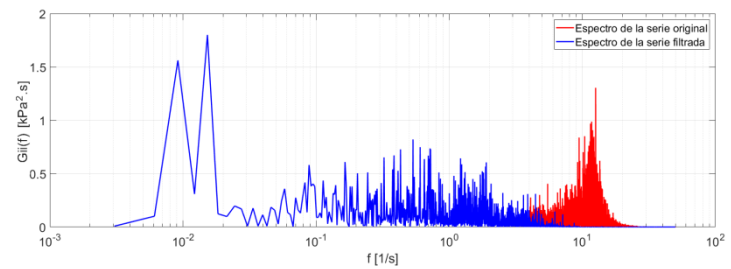
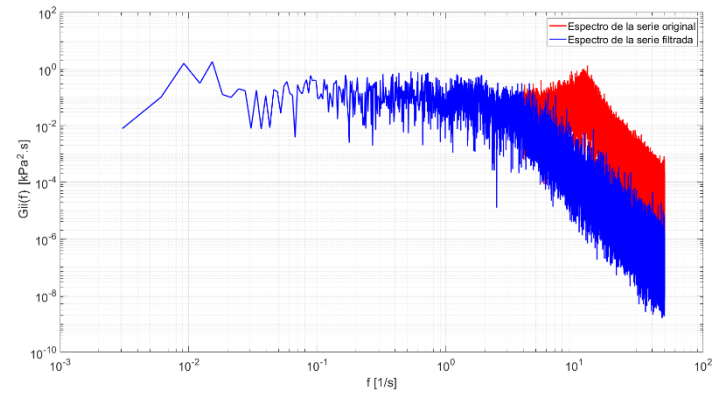
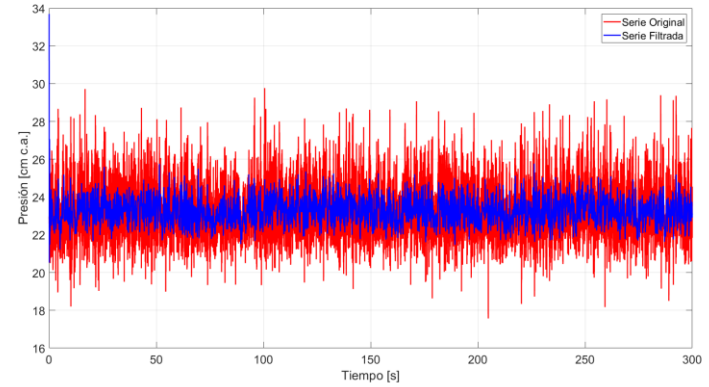
AZUD A BAJO - Toma 26'



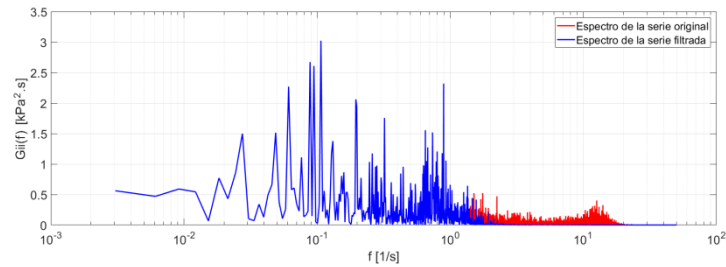
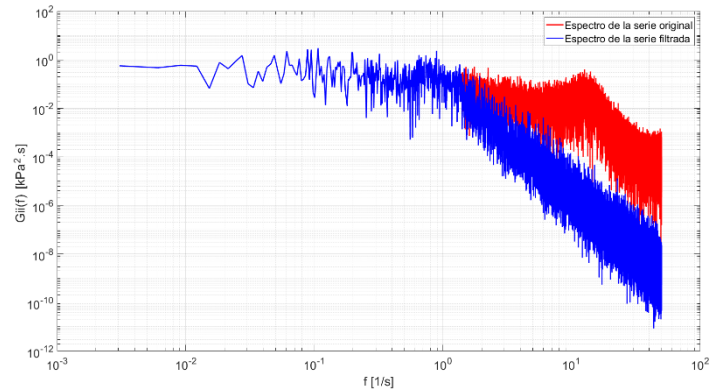
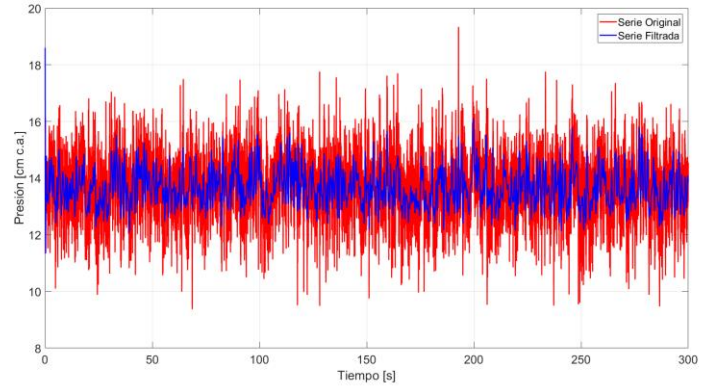
AZUD A ALTO - Toma 20



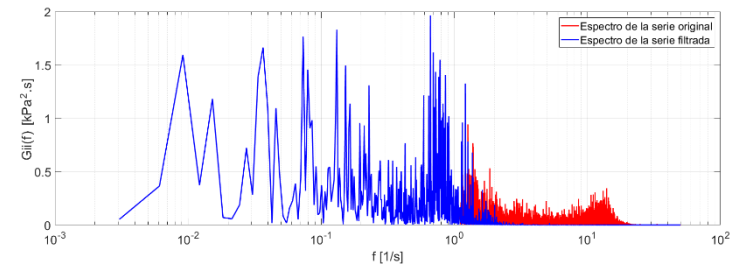
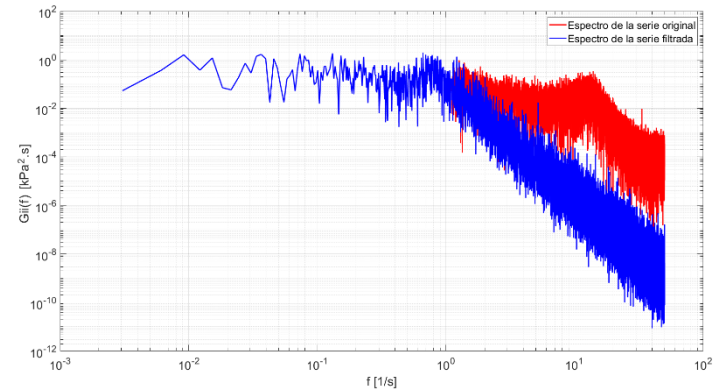
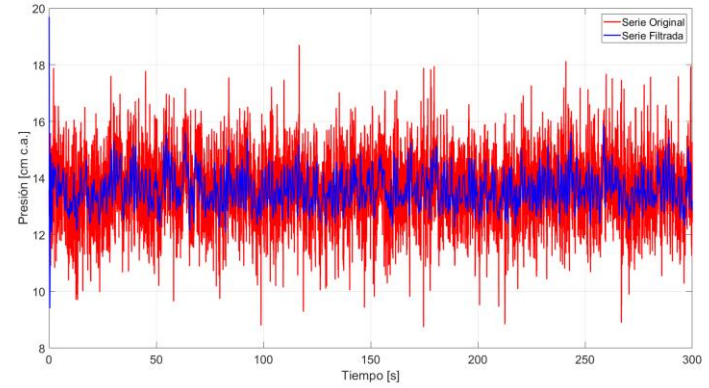
AZUD A ALTO - Toma 20'



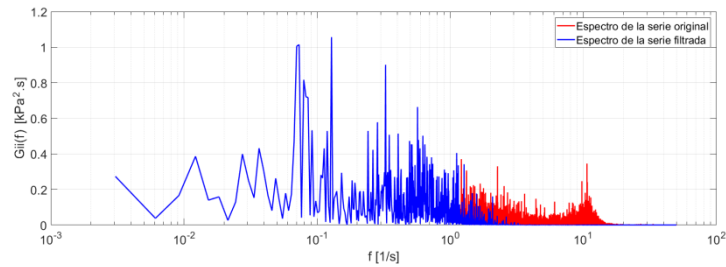
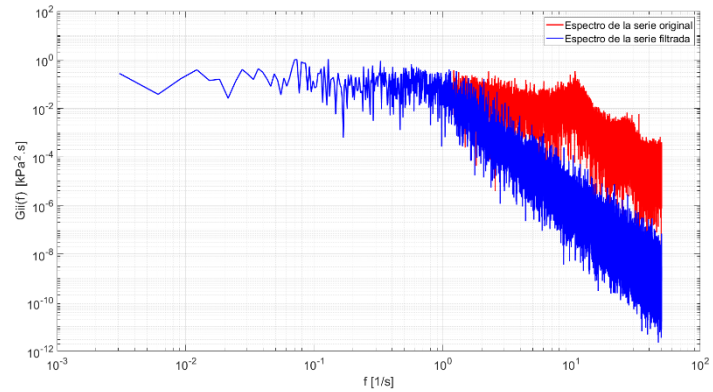
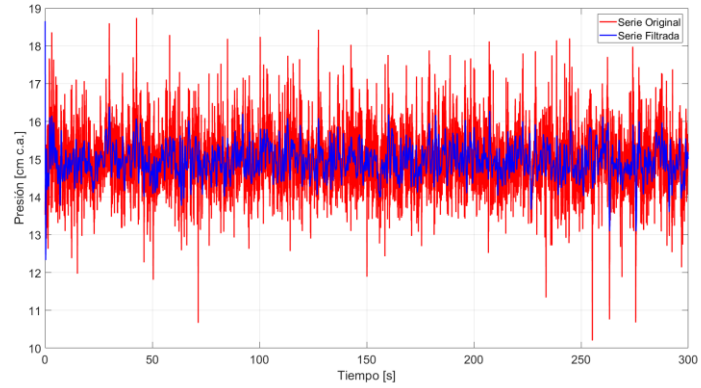
AZUD A ALTO - Toma 23



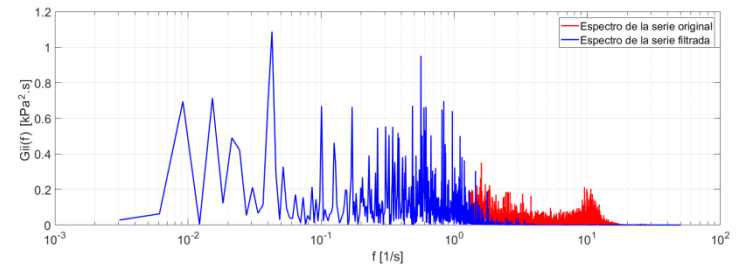
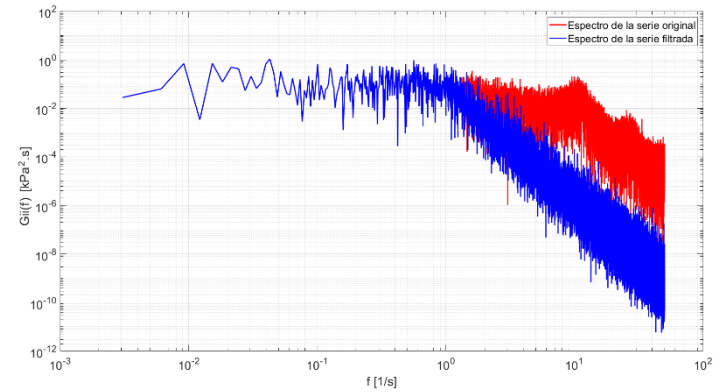
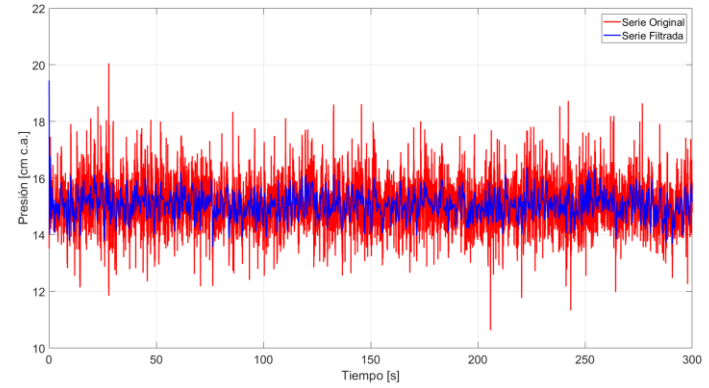
AZUD A ALTO - Toma 23'



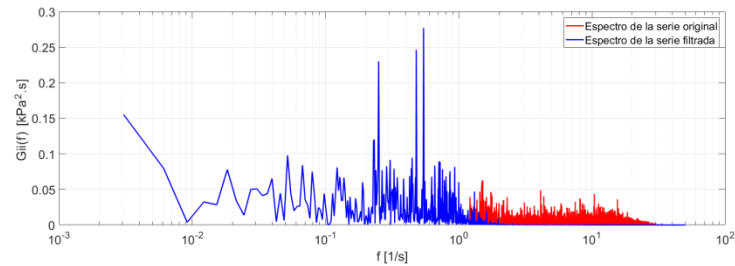
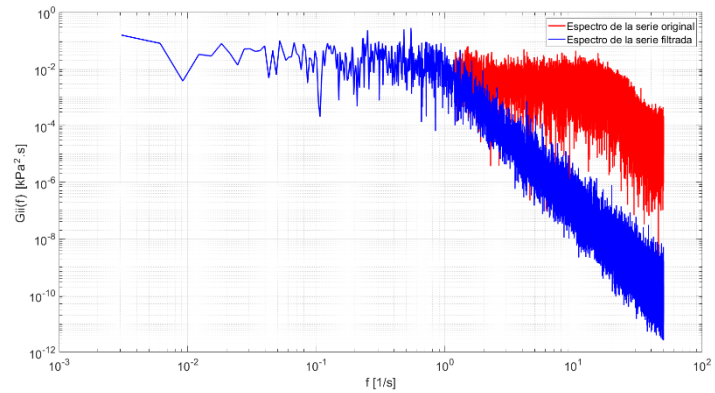
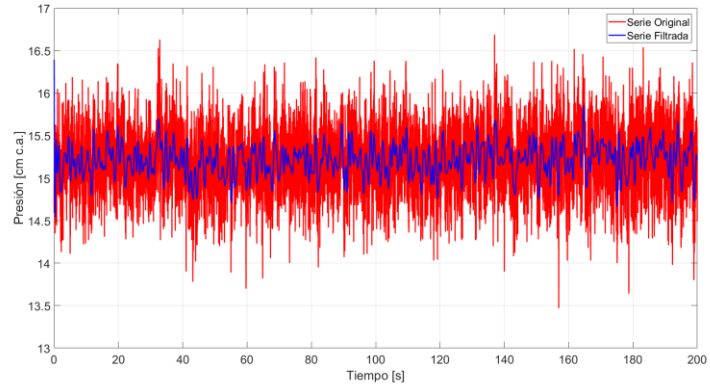
AZUD A ALTO - Toma 26



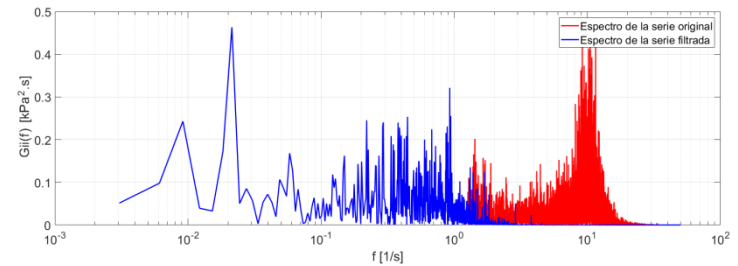
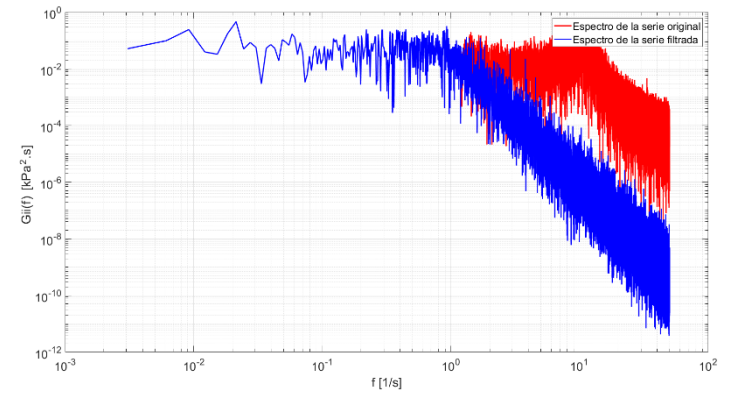
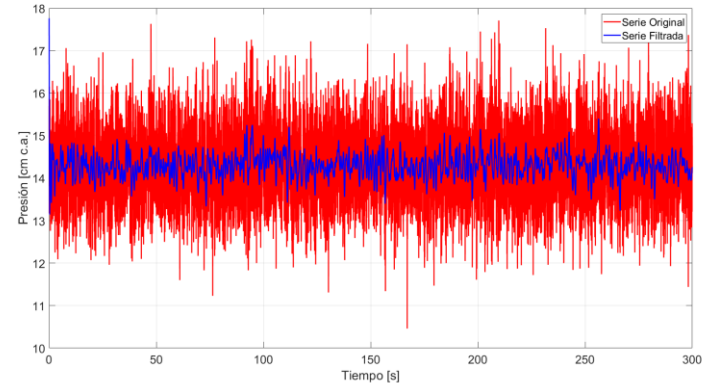
AZUD A ALTO - Toma 26'



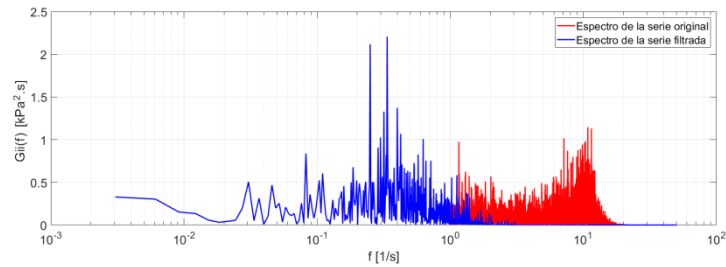
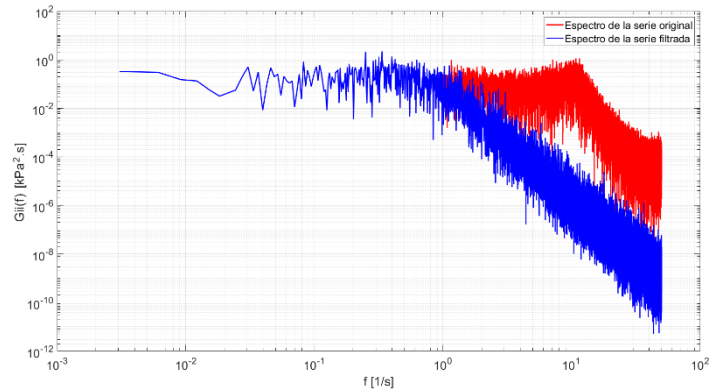
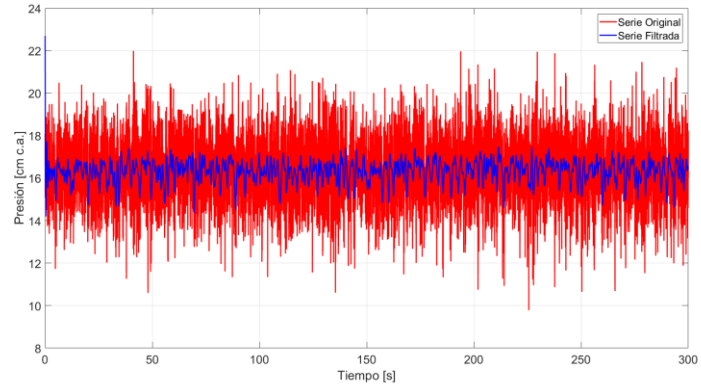
AZUD B BAJO - Toma 20



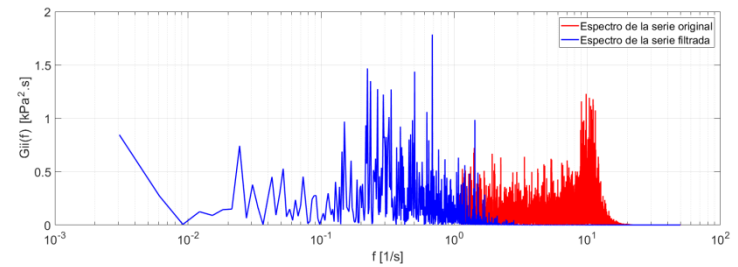
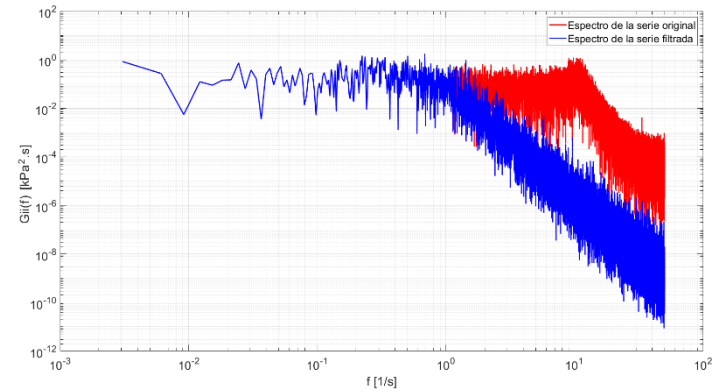
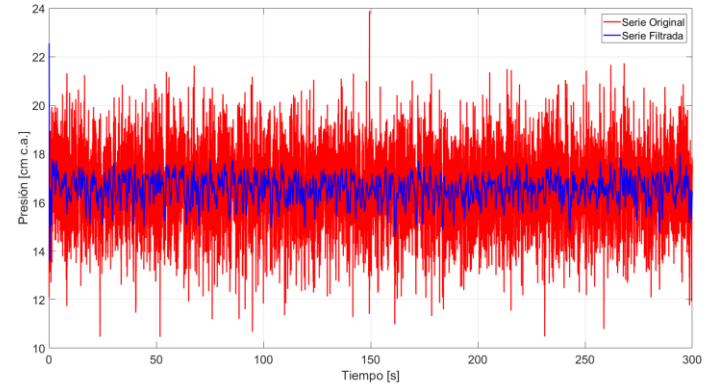
AZUD B BAJO - Toma 20'



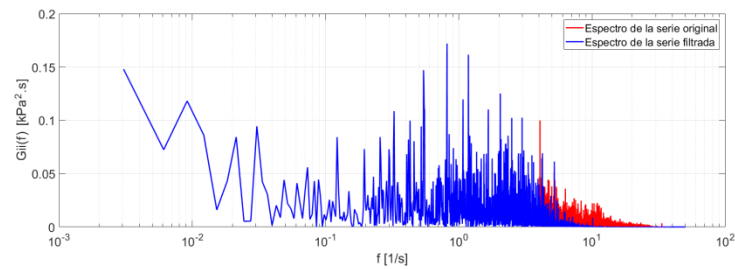
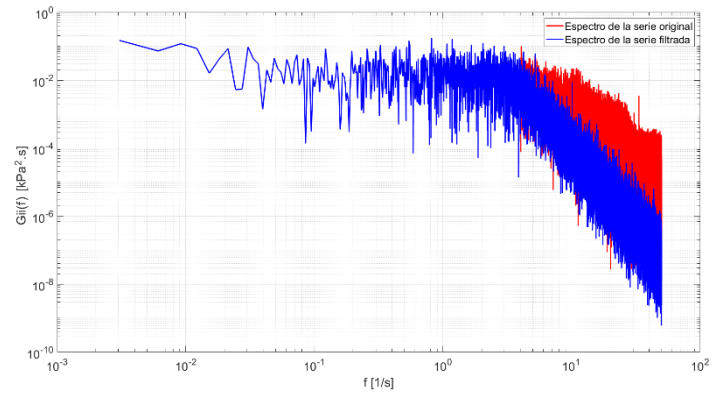
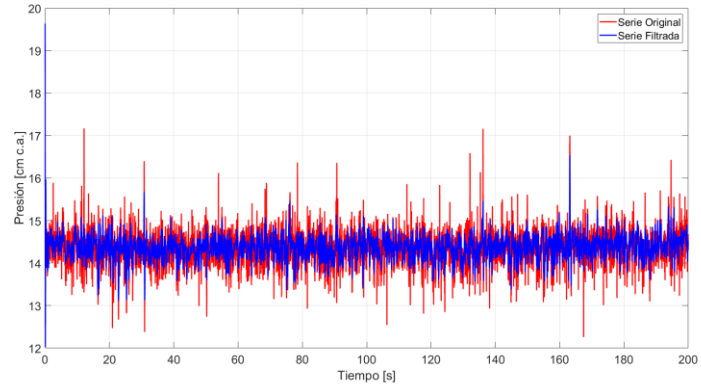
AZUD B BAJO - Toma 23



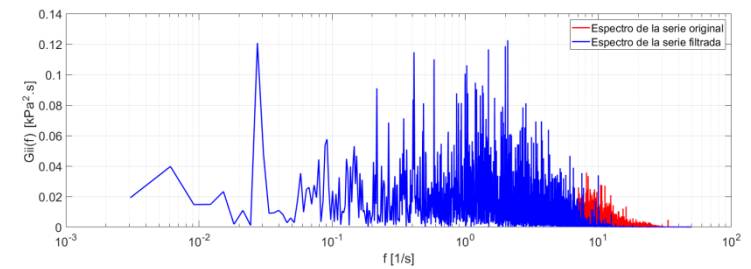
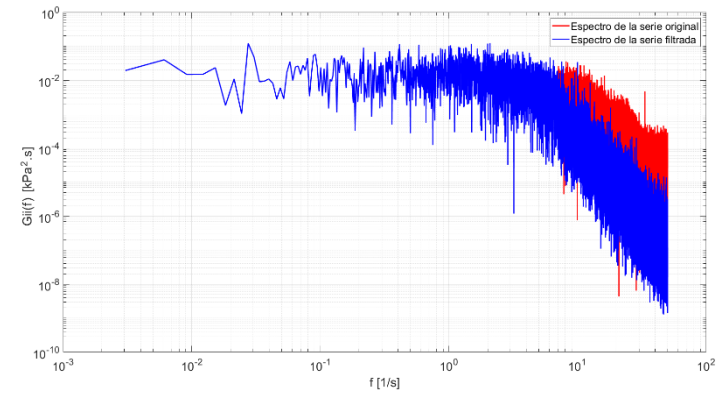
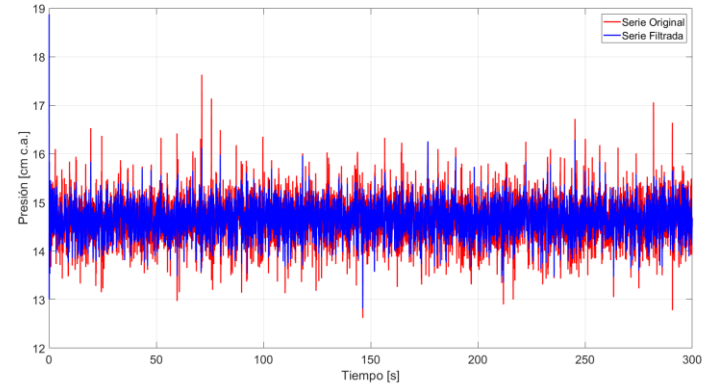
AZUD B BAJO - Toma 23'



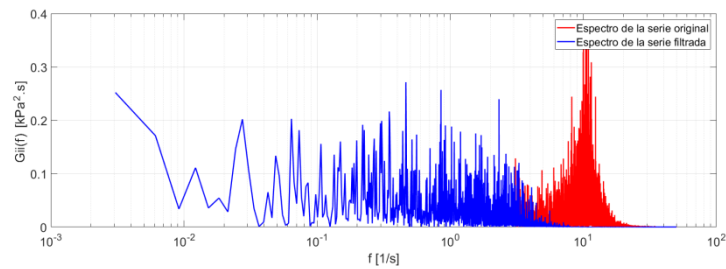
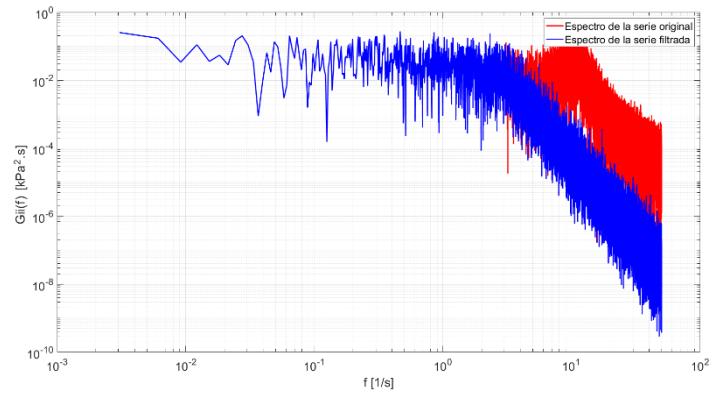
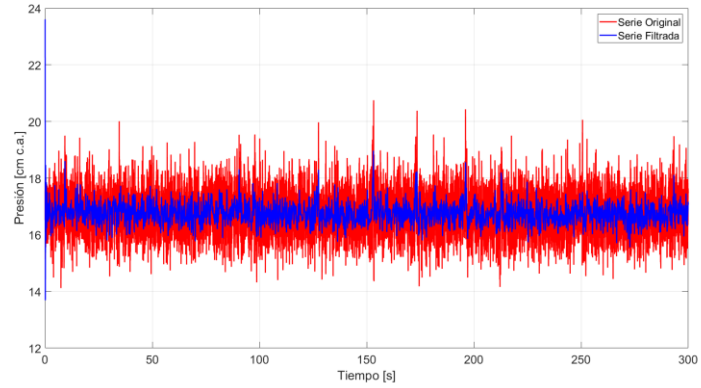
AZUD B BAJO - Toma 26



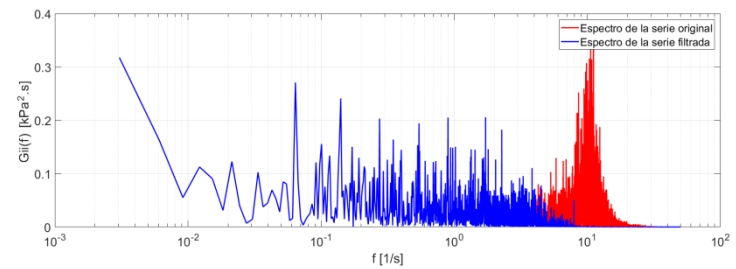
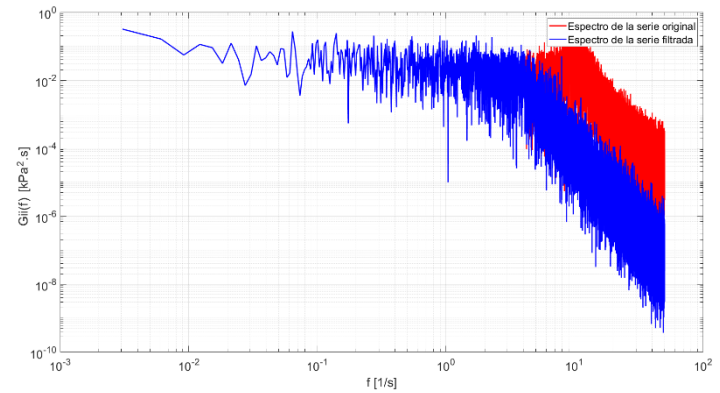
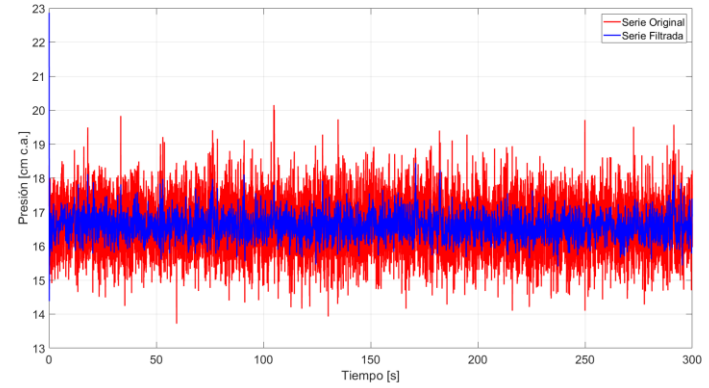
AZUD B BAJO - Toma 26'



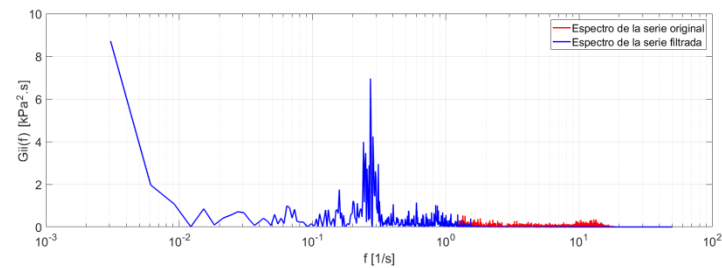
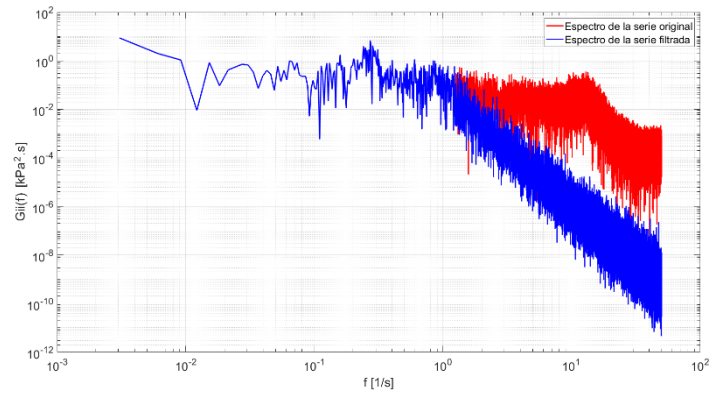
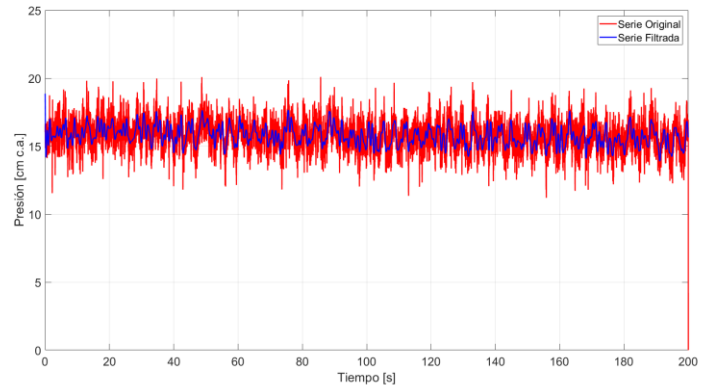
AZUD B ALTO - Toma 20



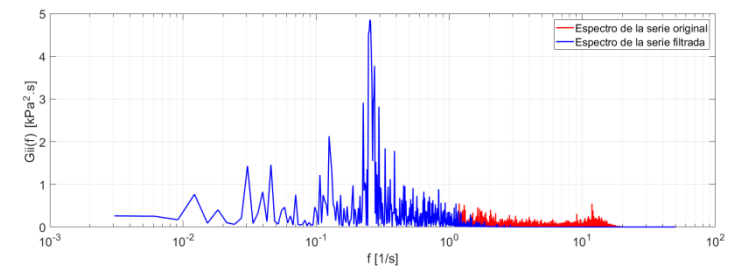
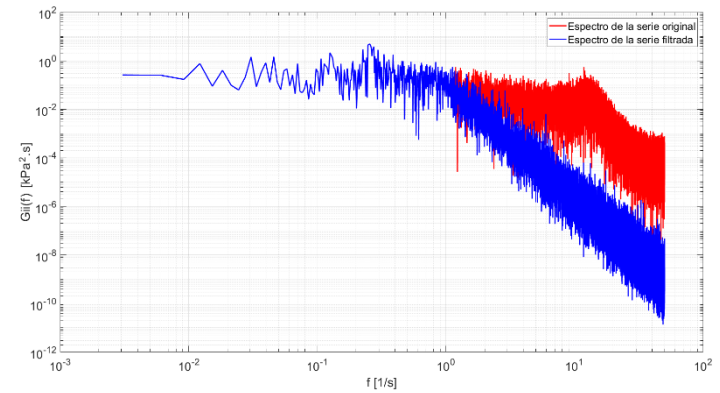
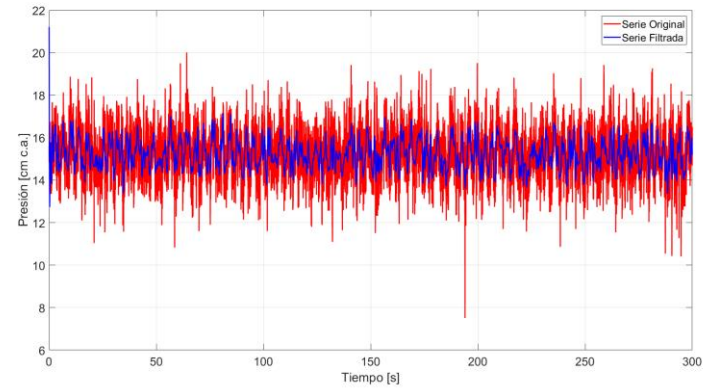
AZUD B ALTO - Toma 20'



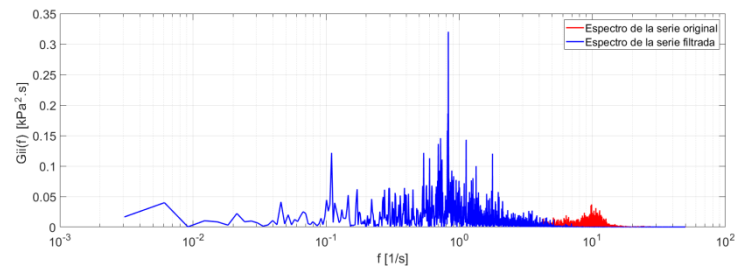
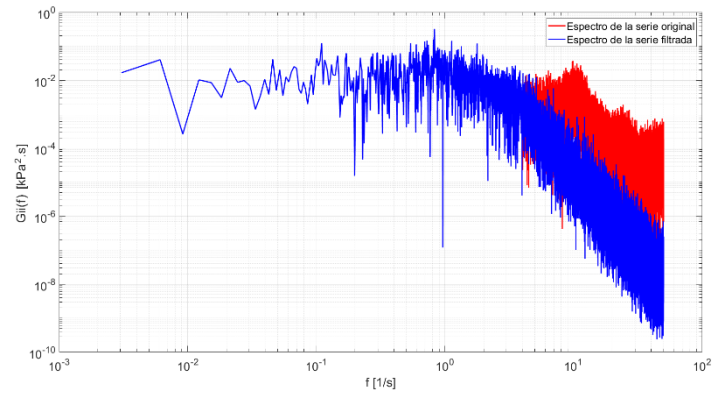
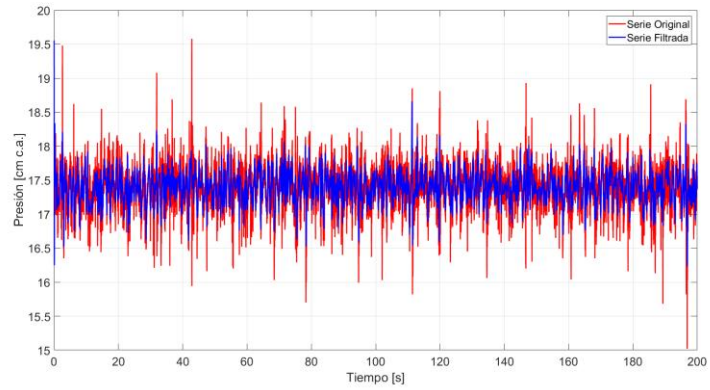
AZUD B ALTO - Toma 23



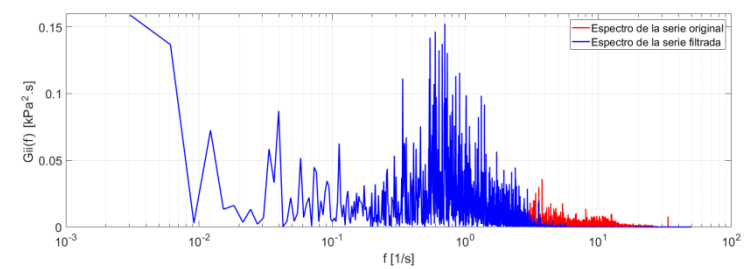
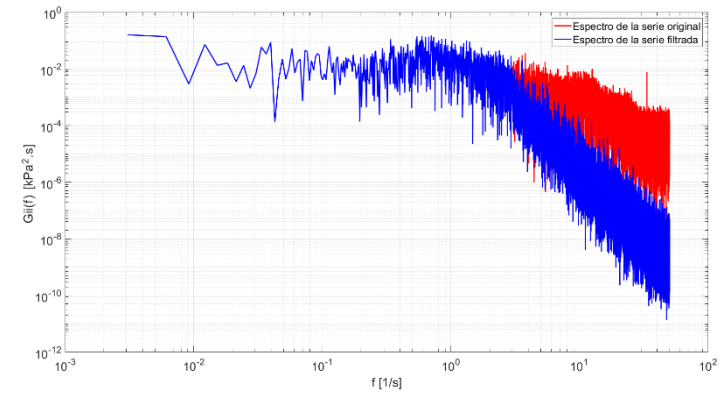
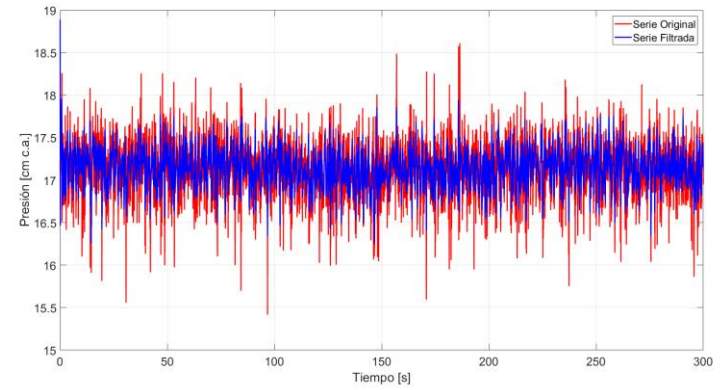
AZUD B ALTO - Toma 23'



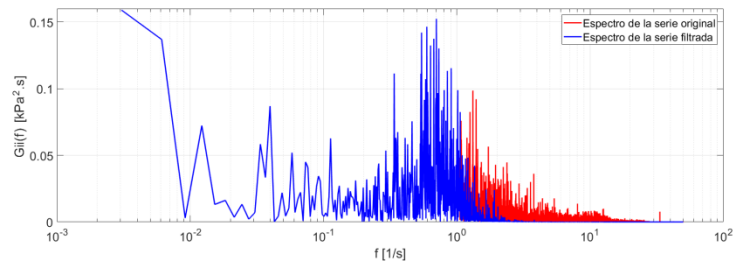
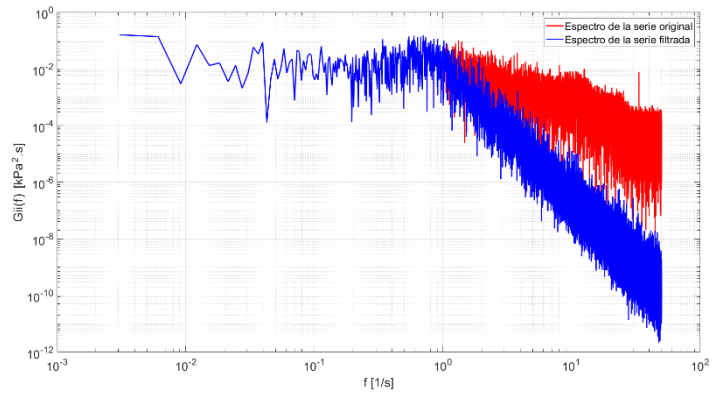
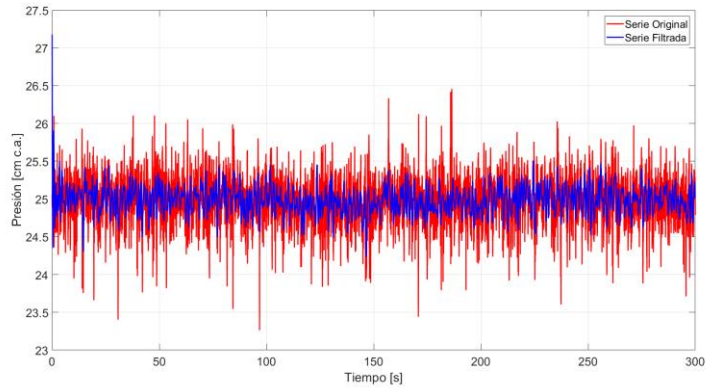
AZUD B ALTO - Toma 26



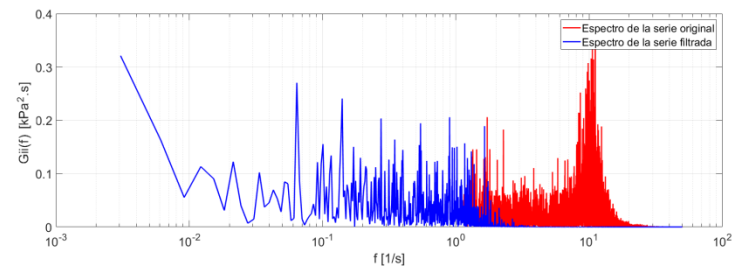
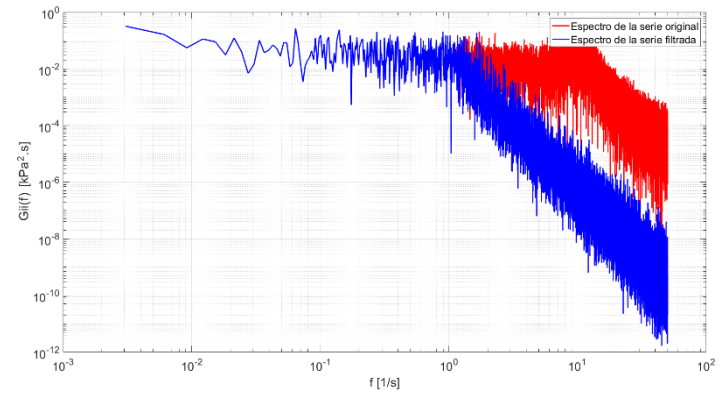
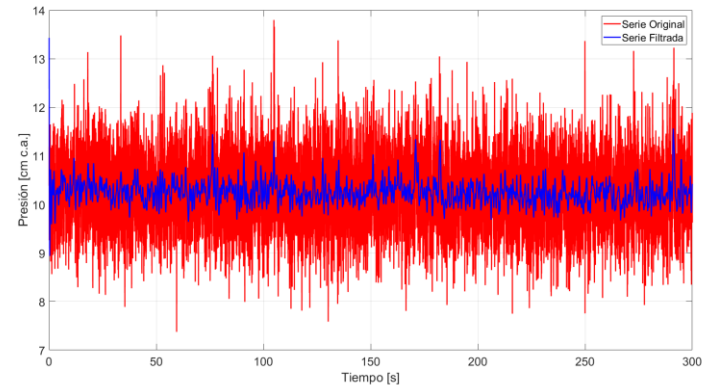
AZUD B ALTO - Toma 26'



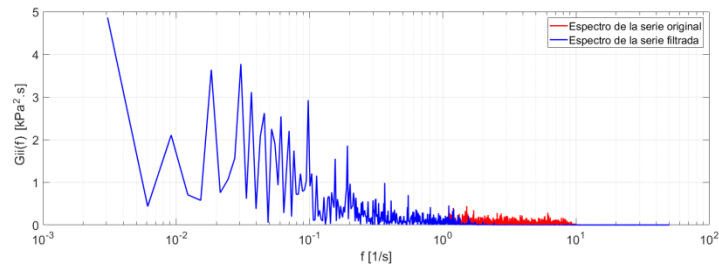
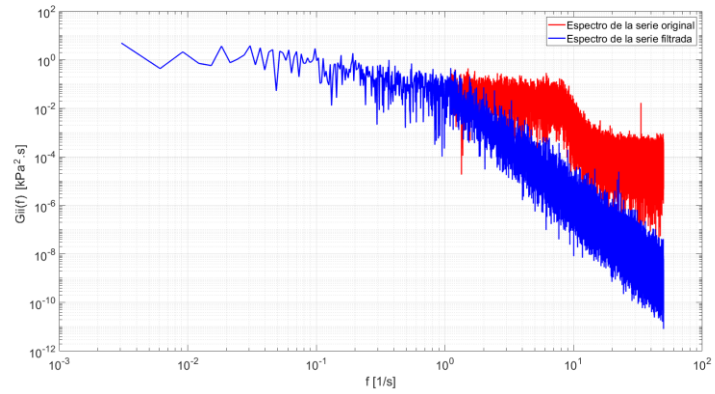
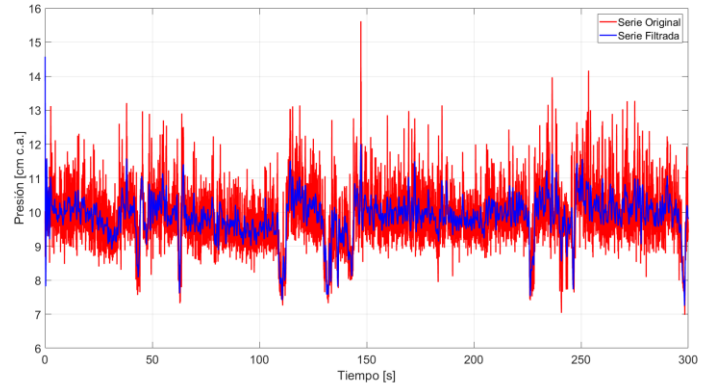
SIN AZUD - Toma 19



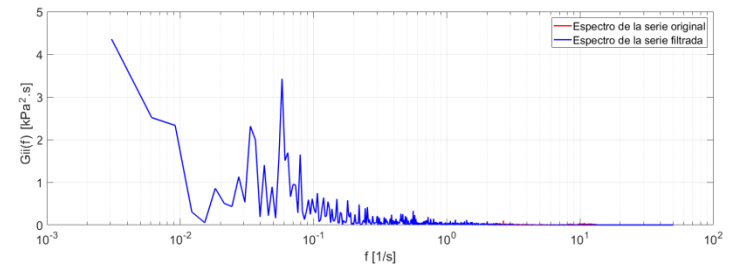
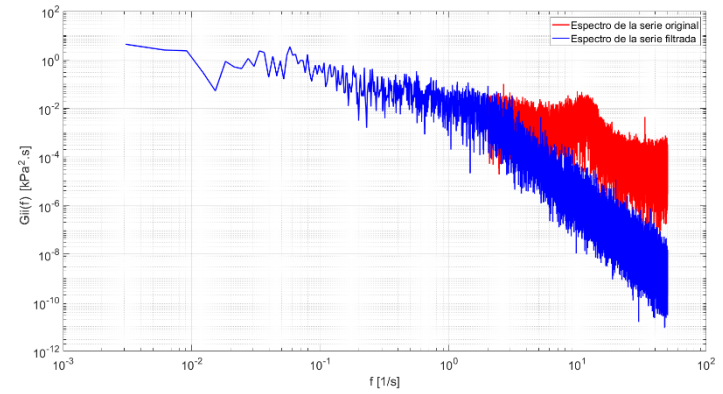
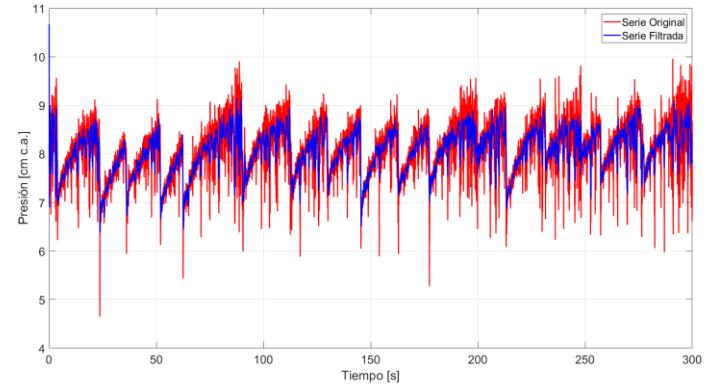
SIN AZUD - Toma 21



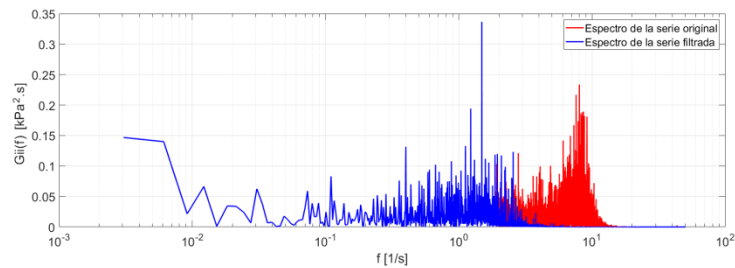
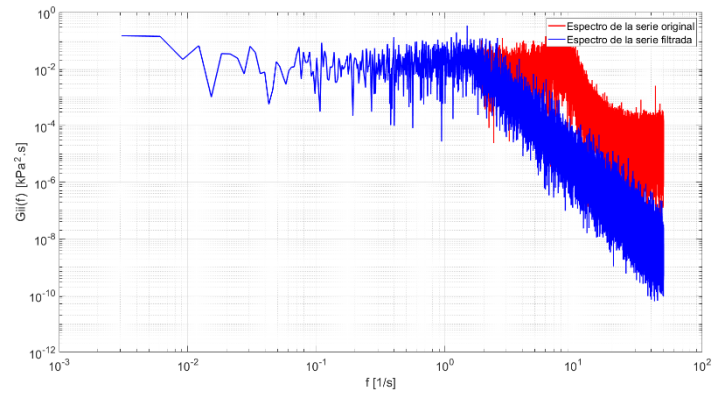
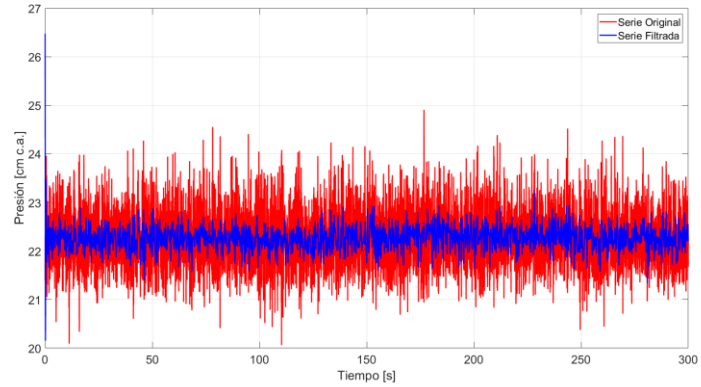
SIN AZUD - Toma 22



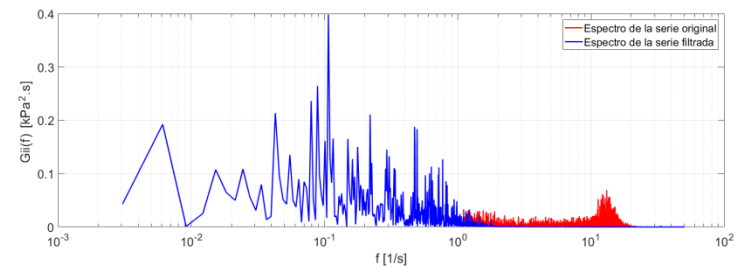
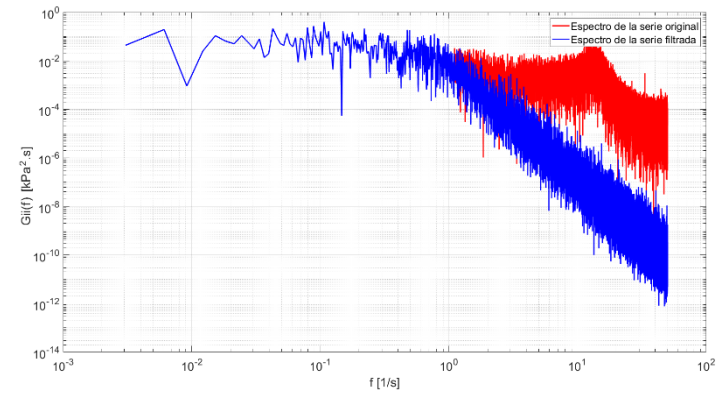
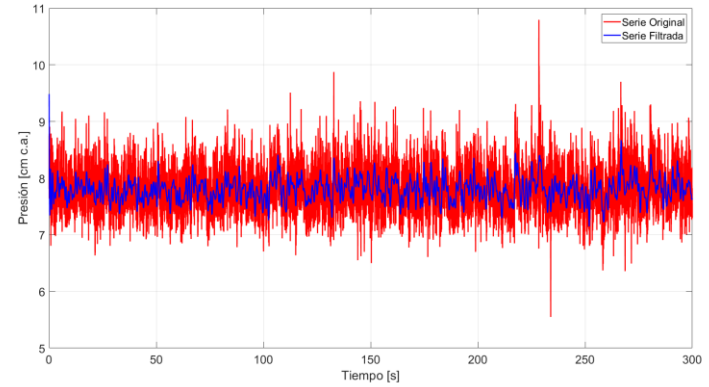
SIN AZUD - Toma 24



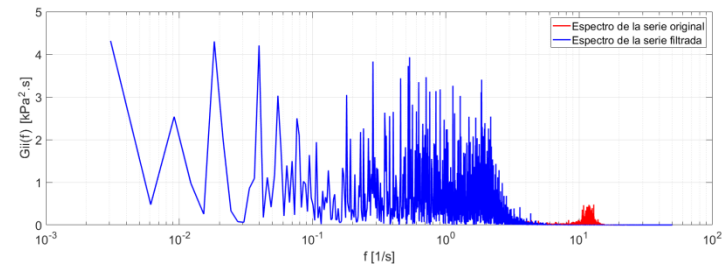
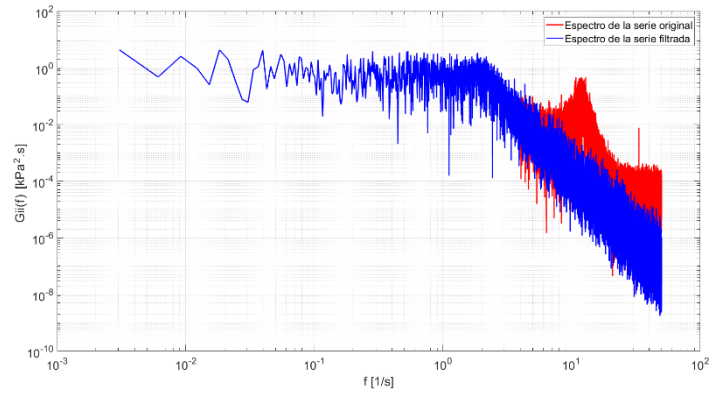
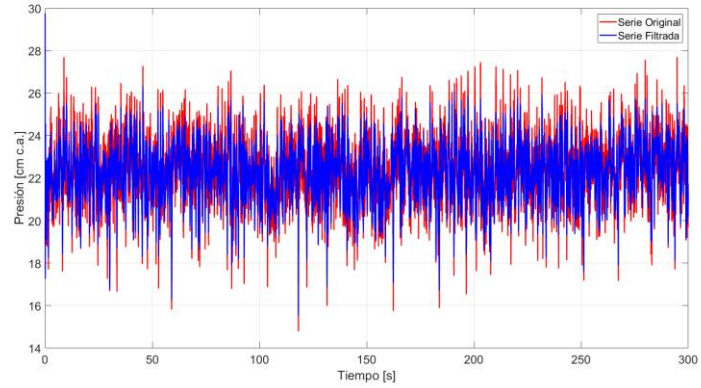
SIN AZUD - Toma 25



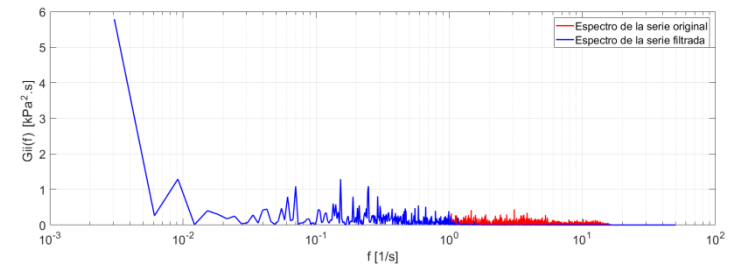
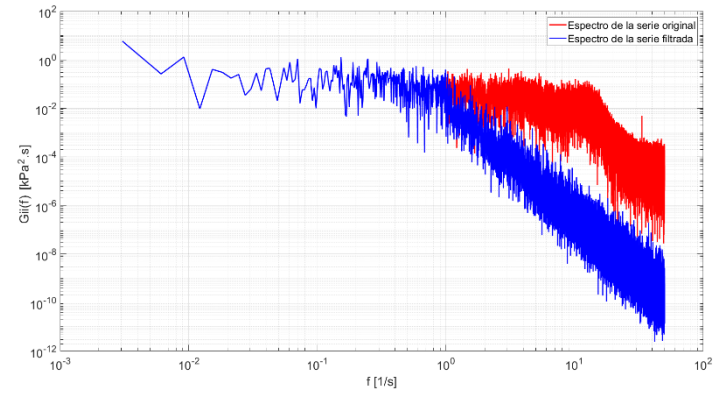
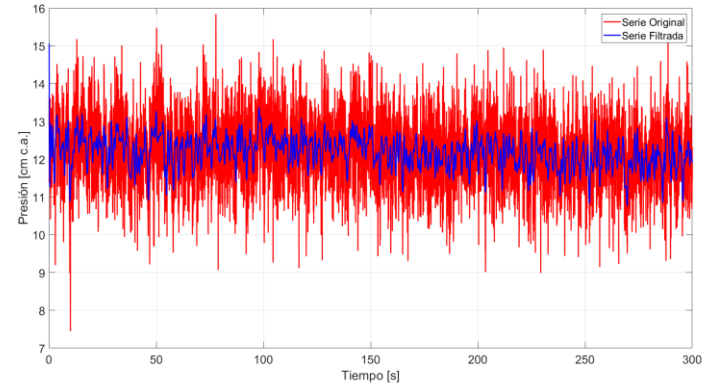
SIN AZUD - Toma 27



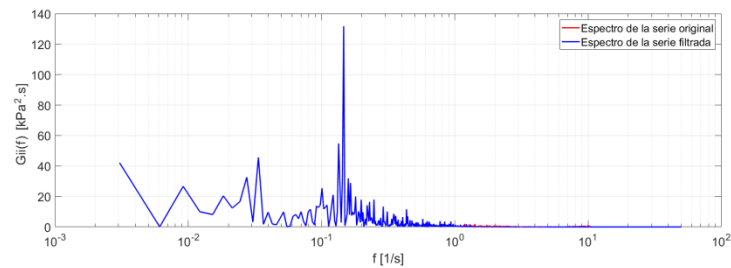
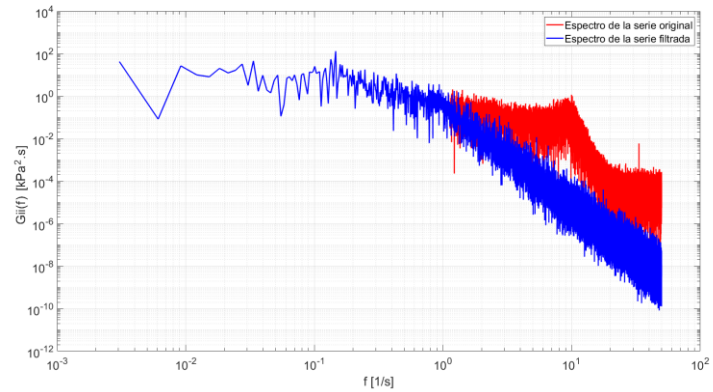
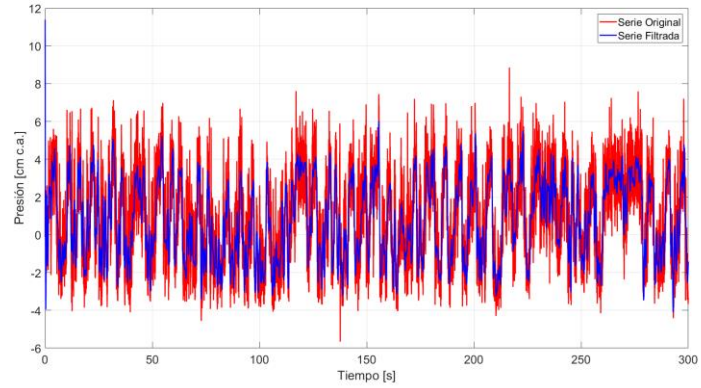
AZUD A BAJO - Toma 19



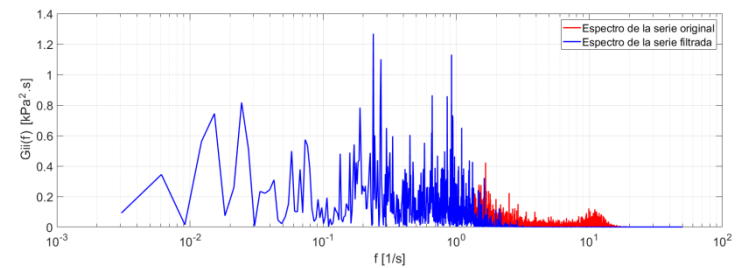
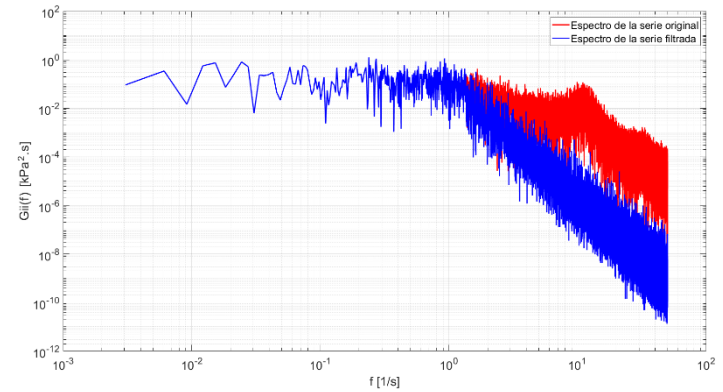
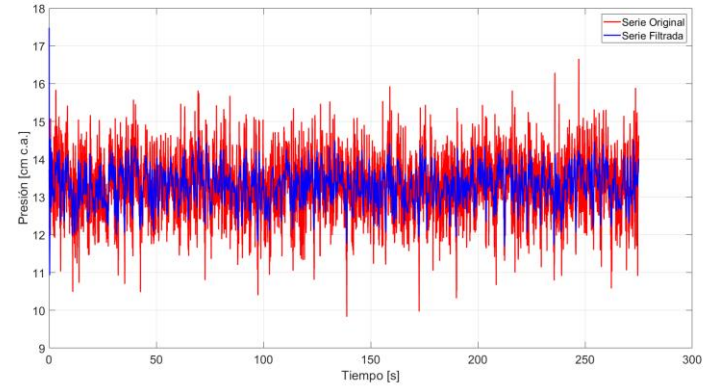
AZUD A BAJO - Toma 21



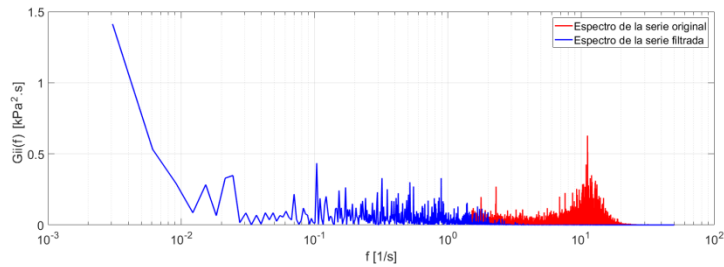
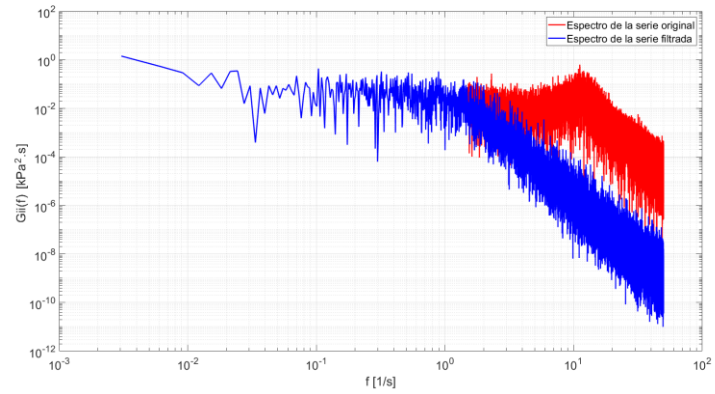
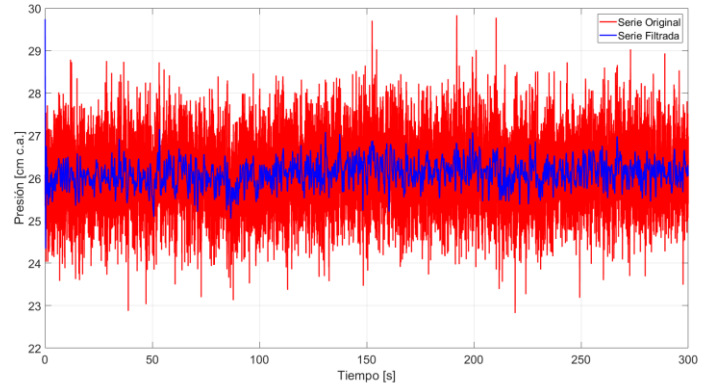
AZUD A BAJO - Toma 22



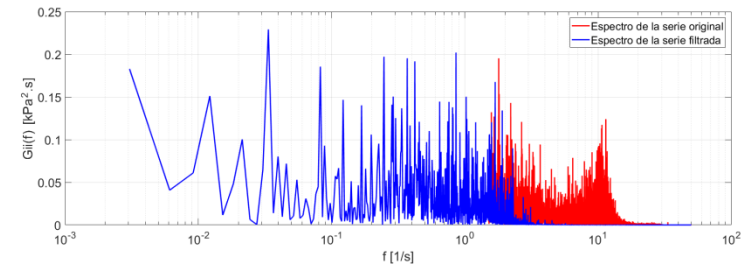
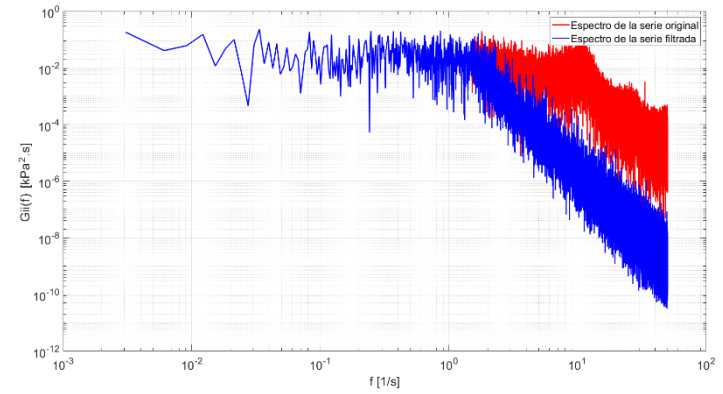
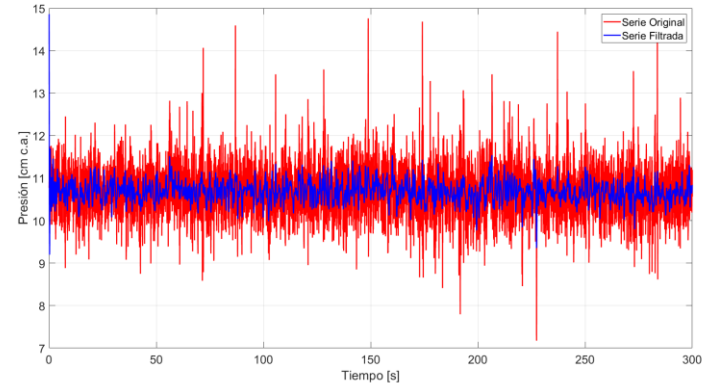
AZUD A BAJO - Toma 24



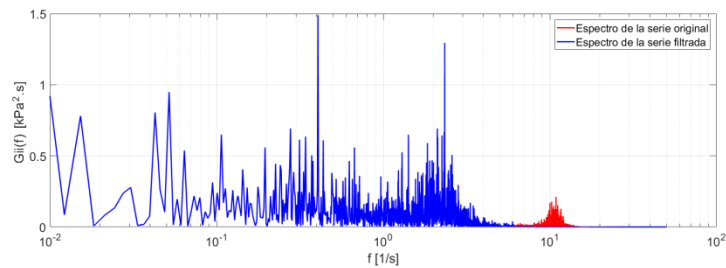
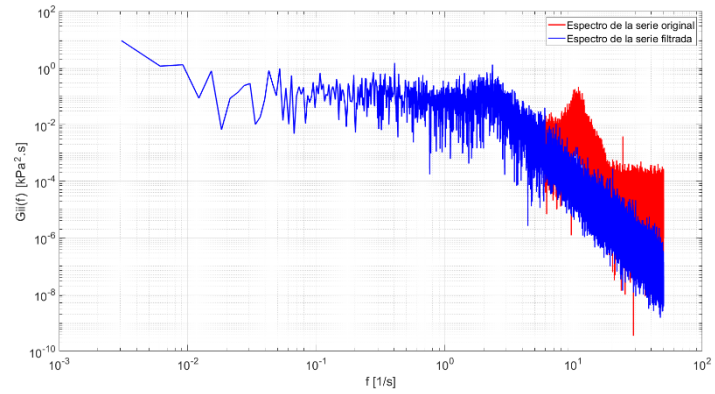
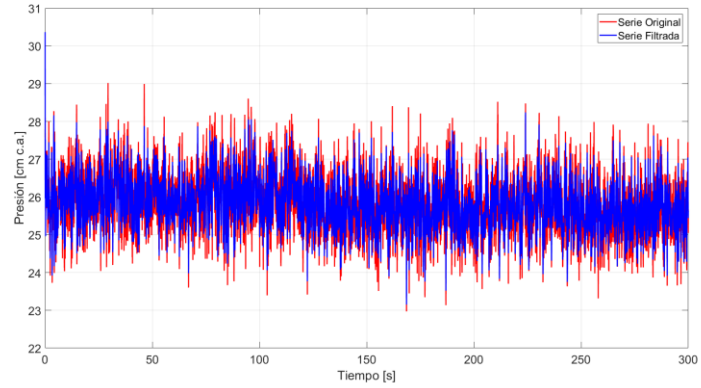
AZUD A BAJO - Toma 25



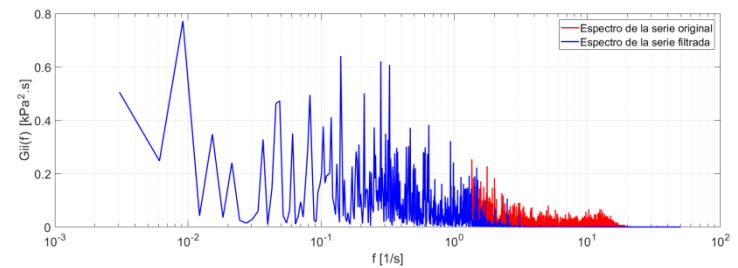
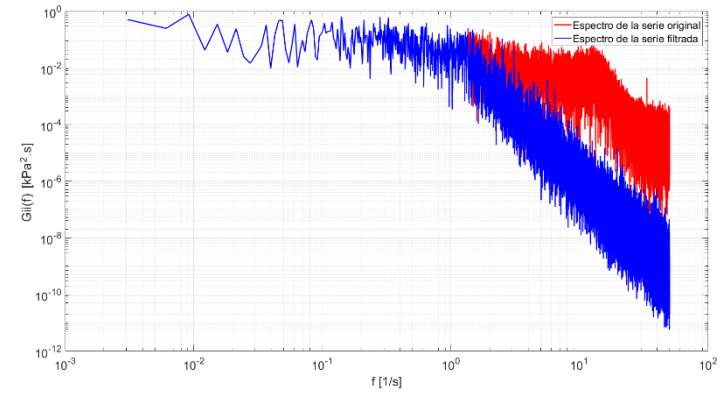
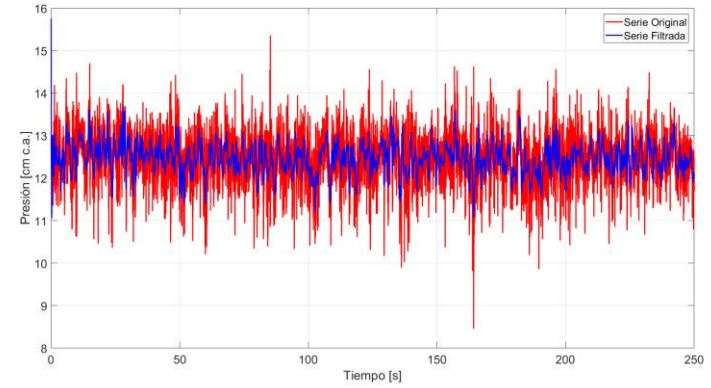
AZUD A BAJO - Toma 27



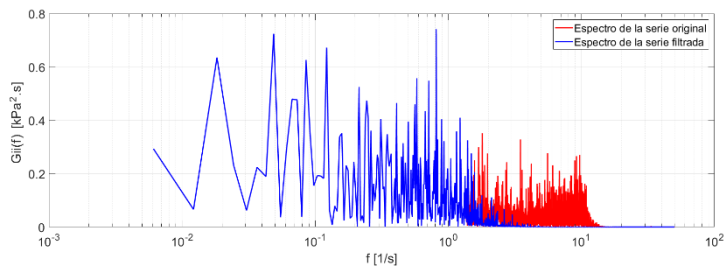
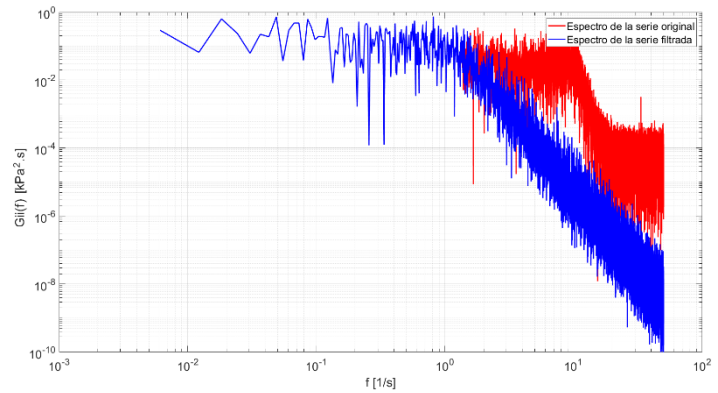
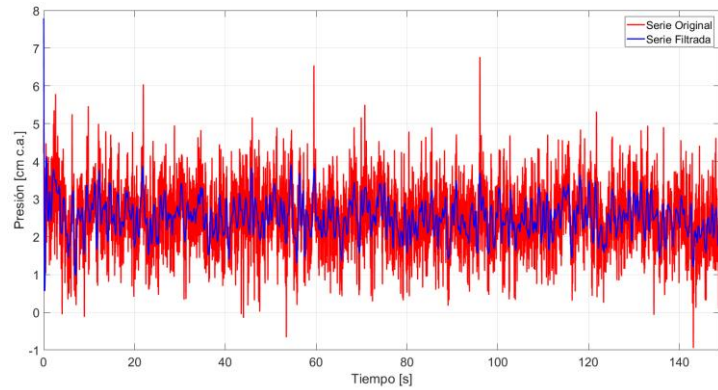
AZUD A ALTO - Toma 19



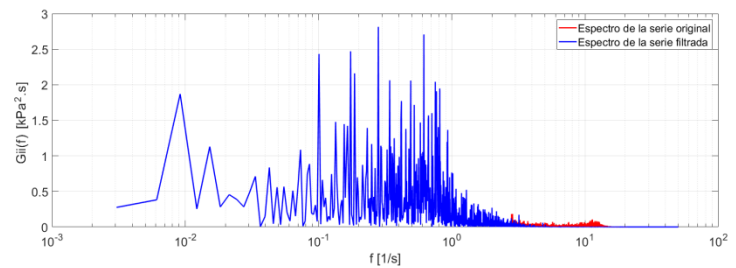
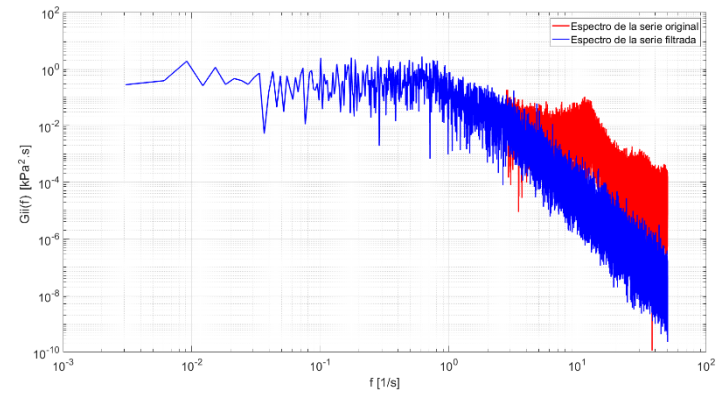
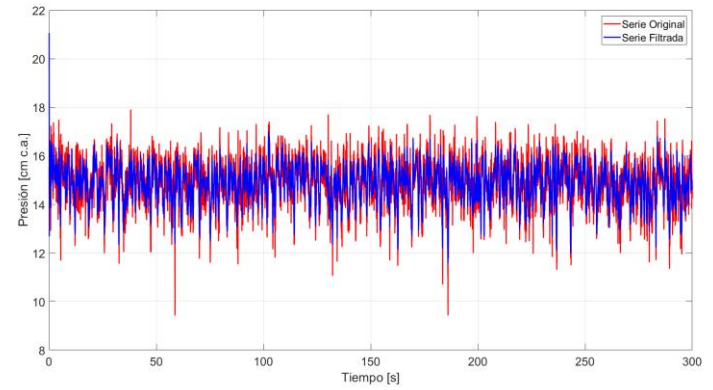
AZUD A ALTO - Toma 21



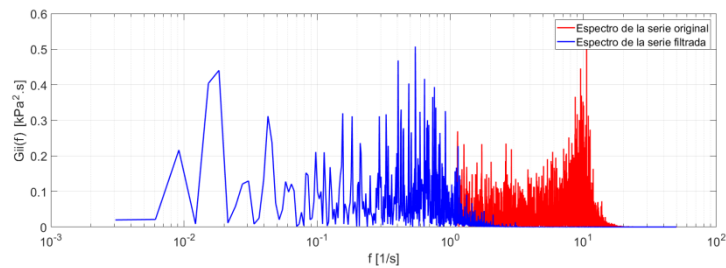
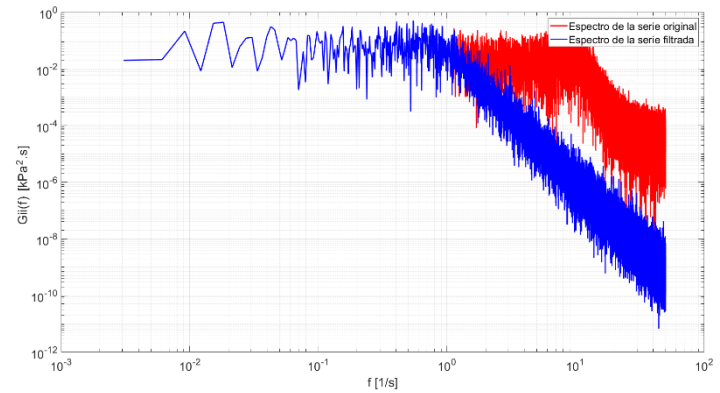
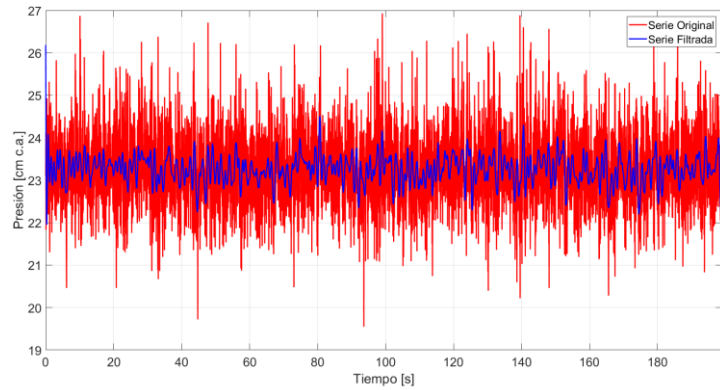
AZUD A ALTO - Toma 22



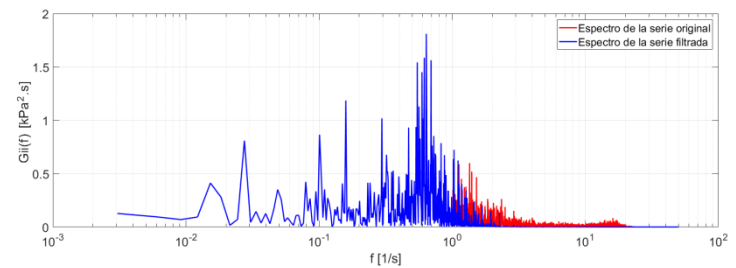
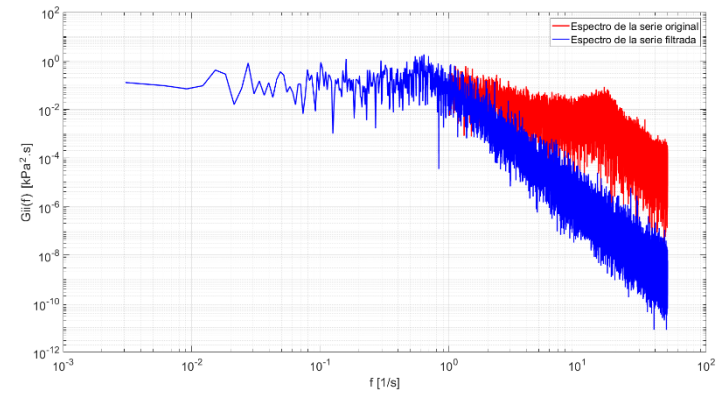
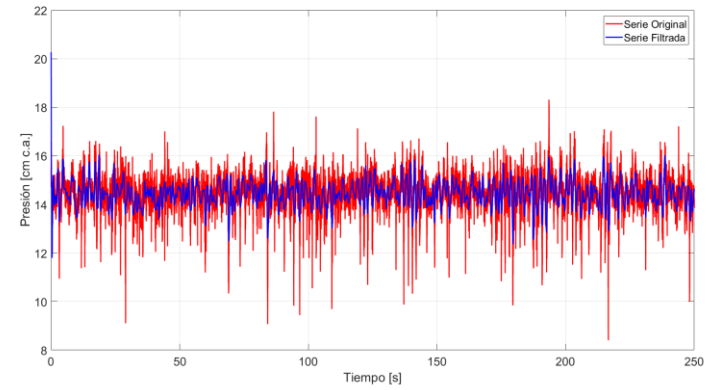
AZUD A ALTO - Toma 24



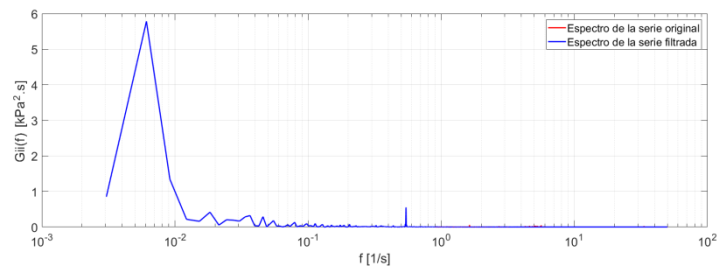
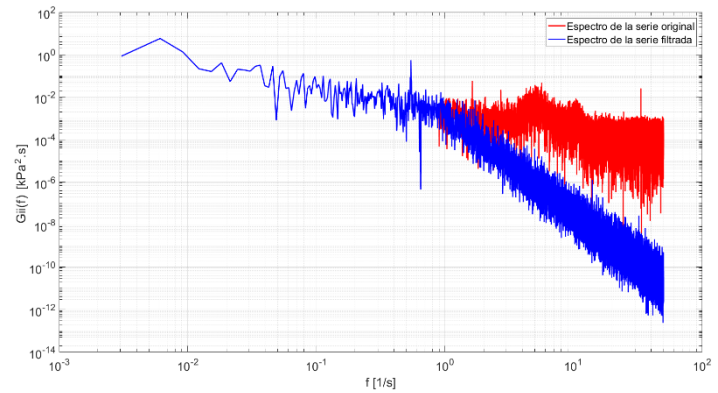
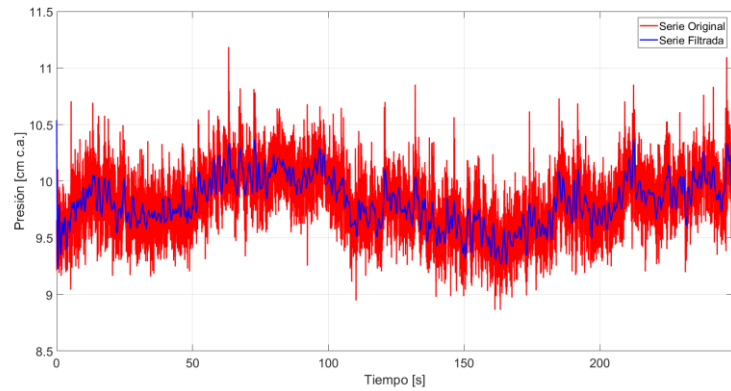
AZUD A ALTO - Toma 25



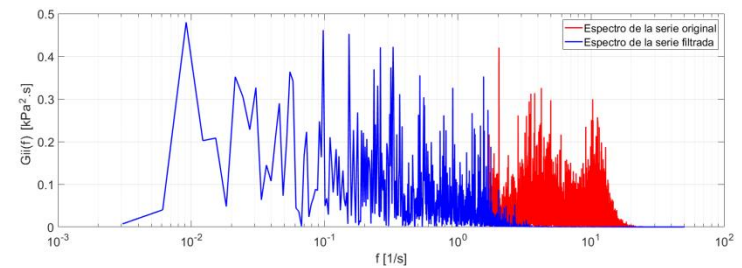
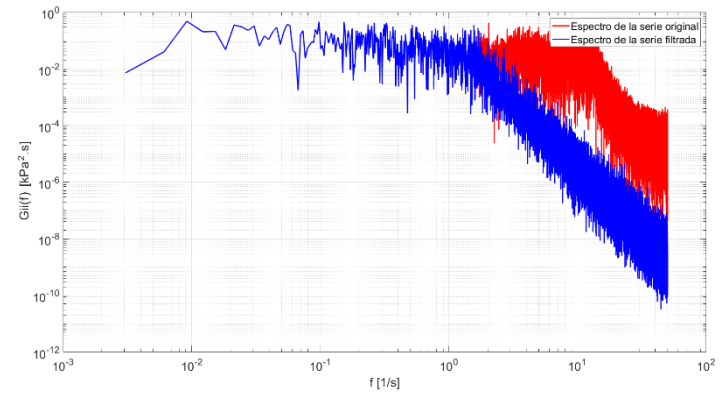
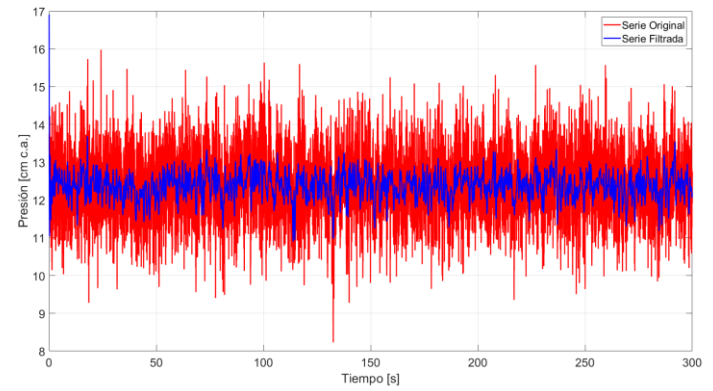
AZUD A ALTO - Toma 27



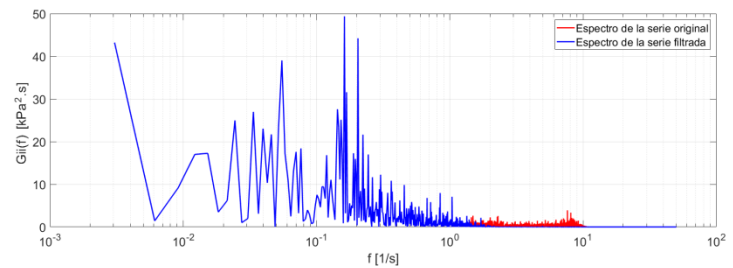
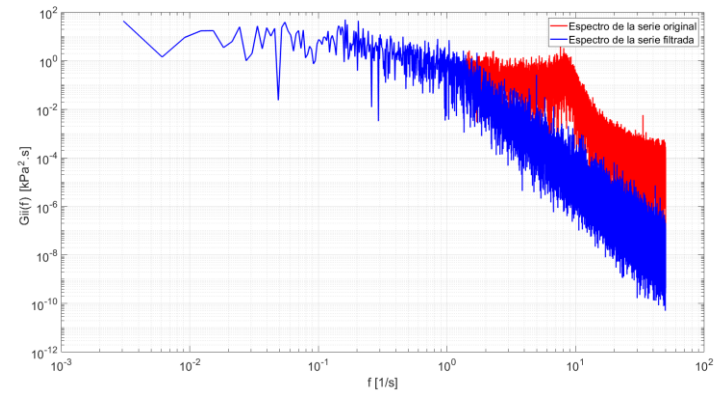
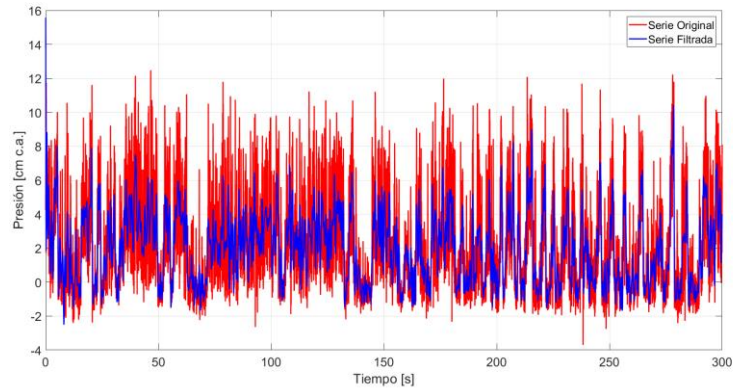
AZUD B BAJO - Toma 19



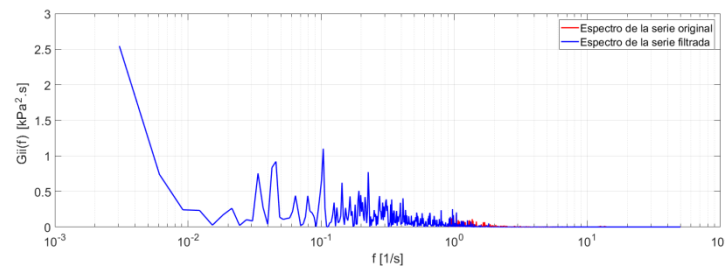
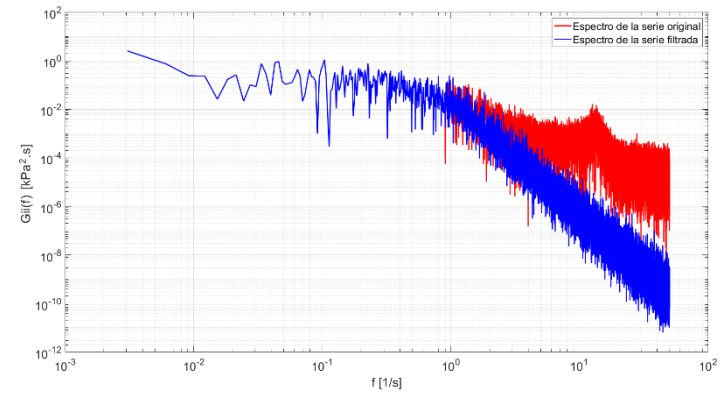
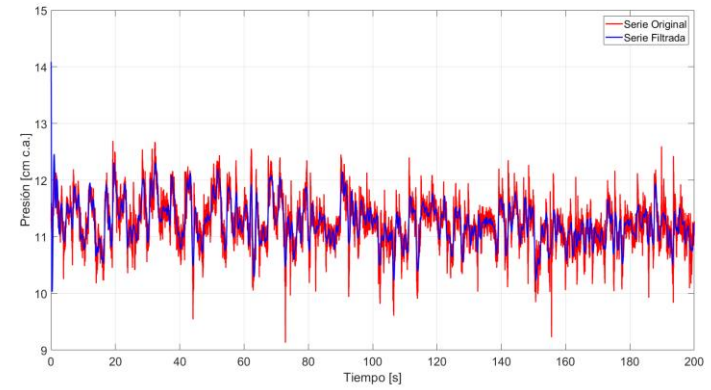
AZUD B BAJO - Toma 21



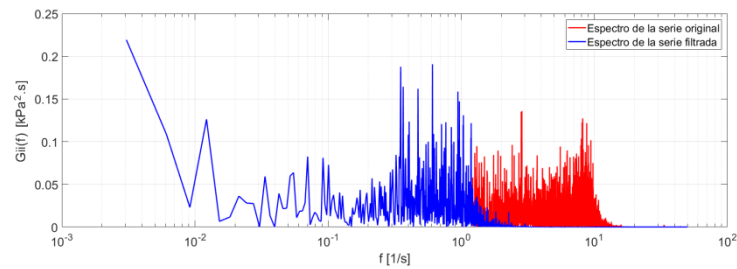
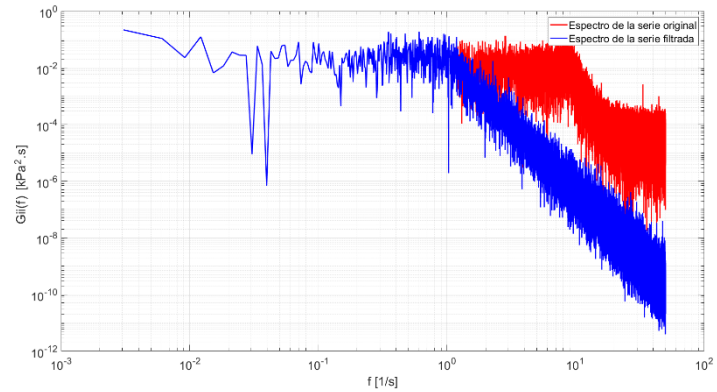
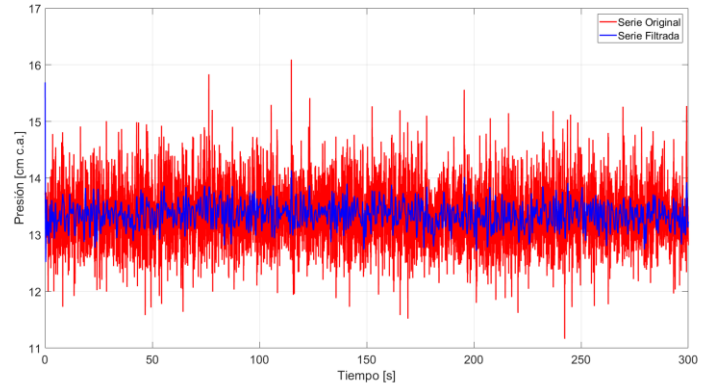
AZUD B BAJO - Toma 22



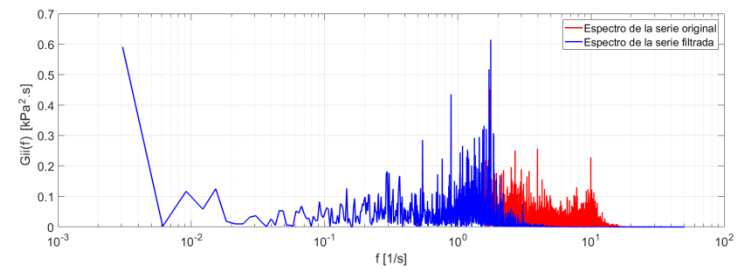
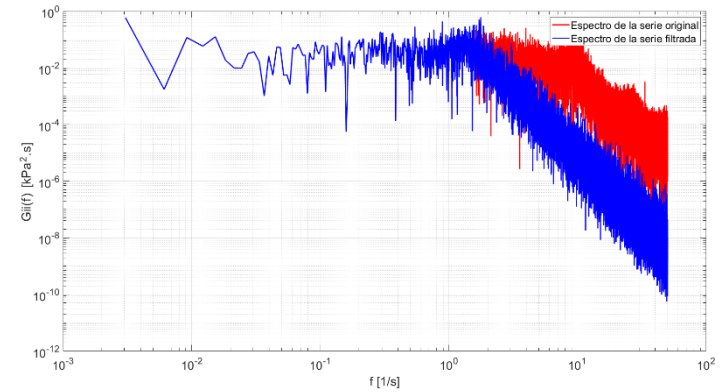
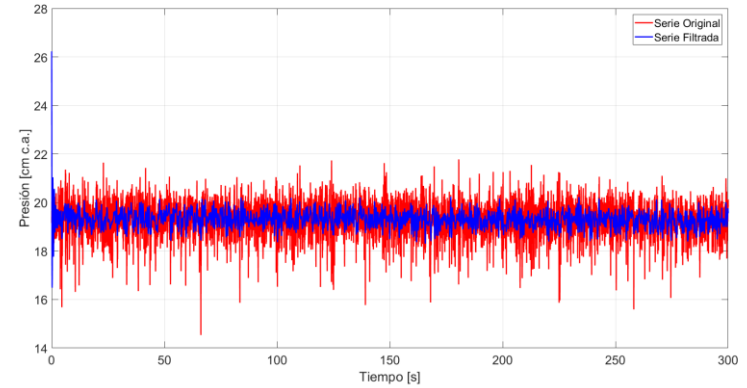
AZUD B BAJO - Toma 24



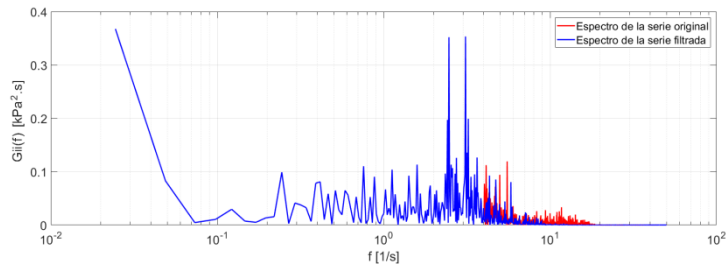
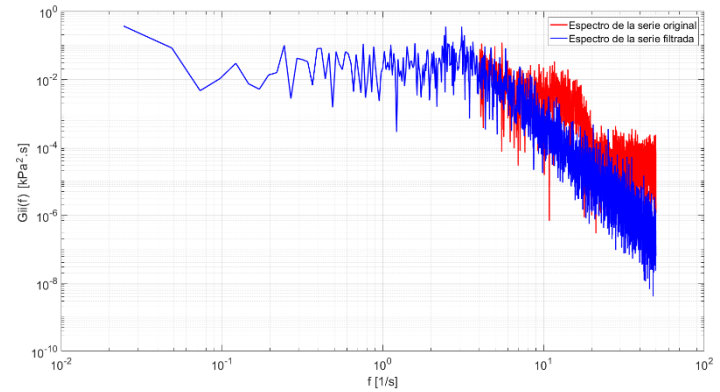
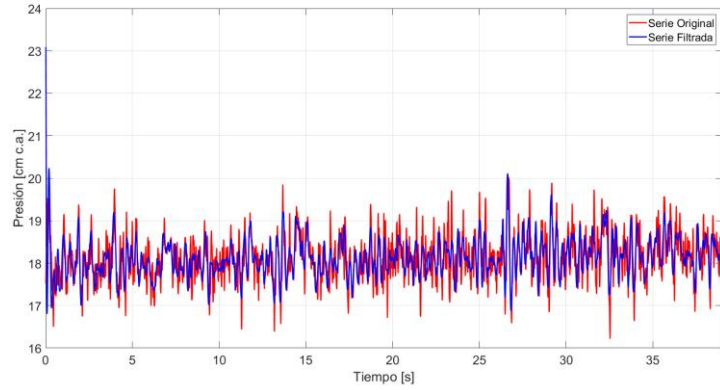
AZUD B BAJO - Toma 25



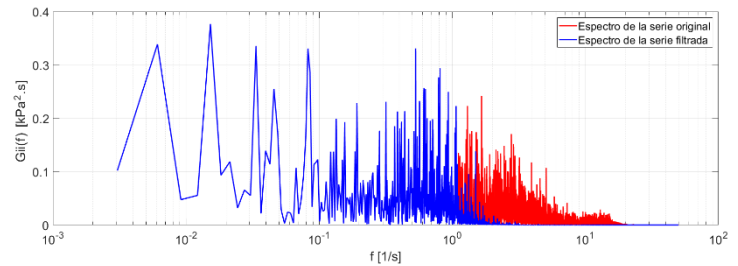
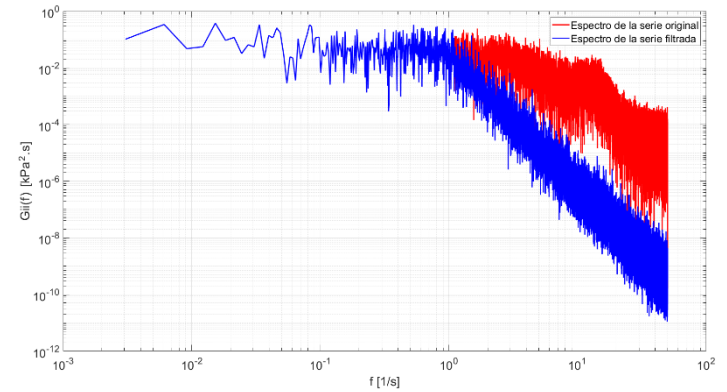
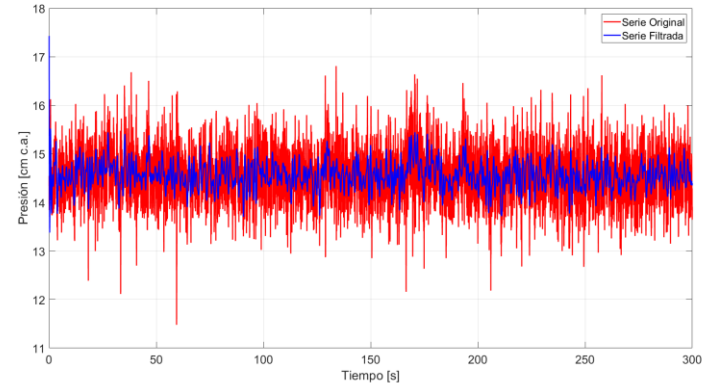
AZUD B BAJO - Toma 27



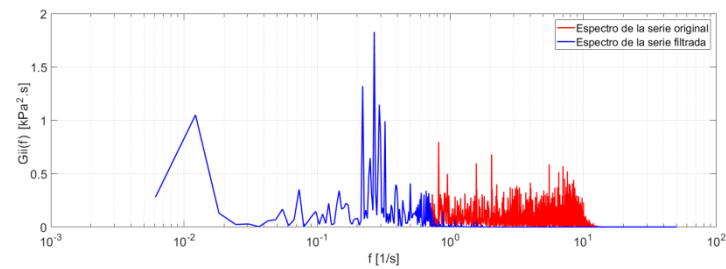
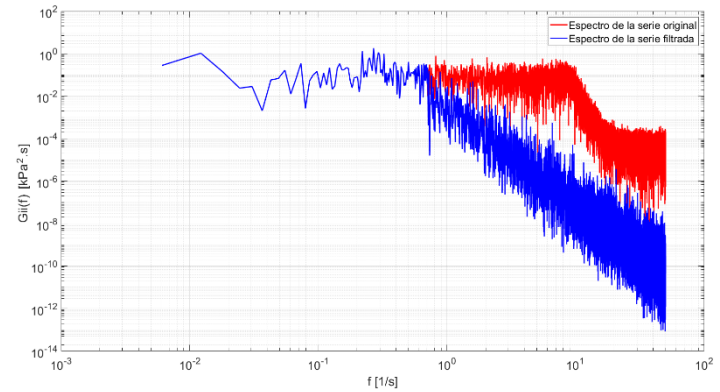
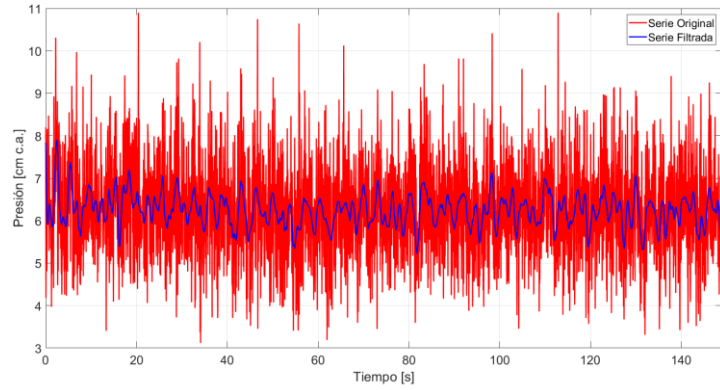
AZUD B ALTO - Toma 19



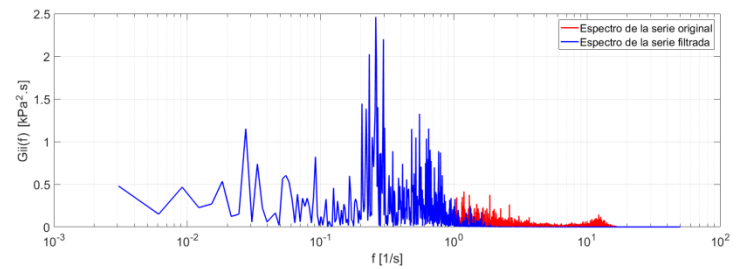
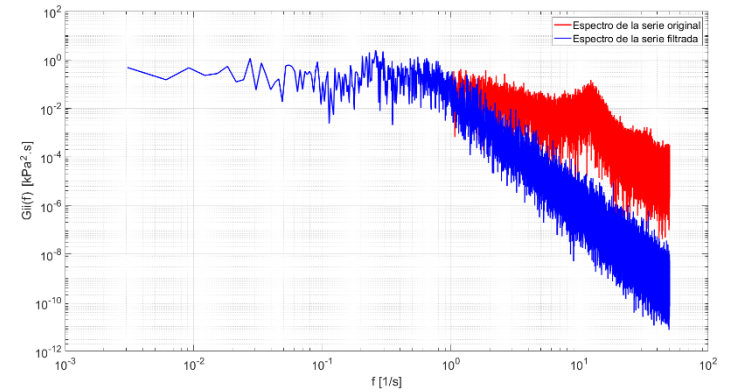
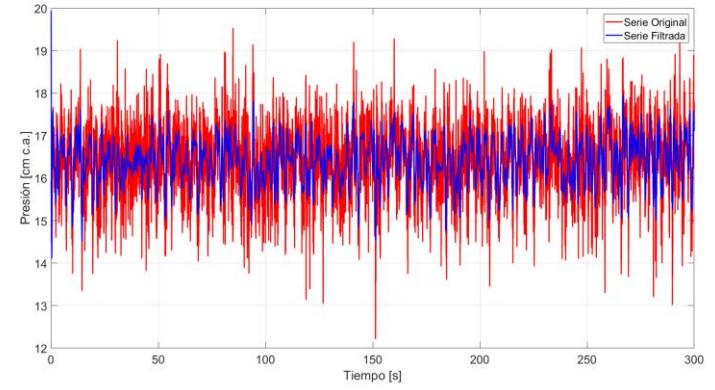
AZUD B ALTO - Toma 21



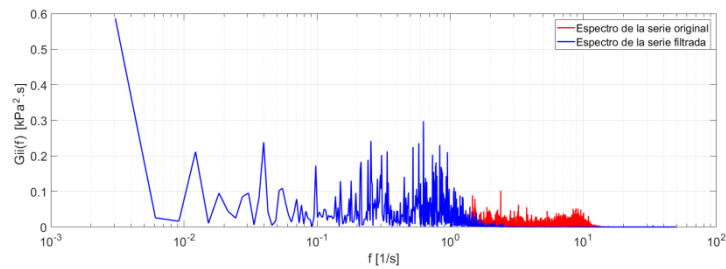
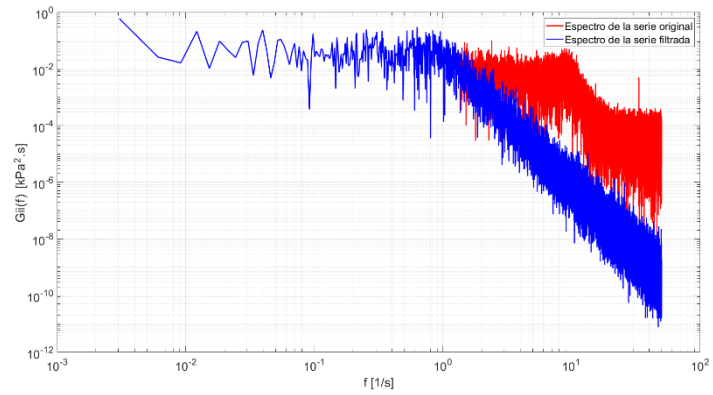
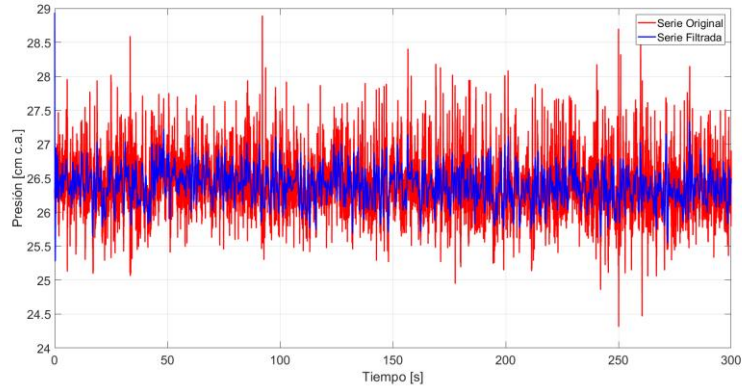
AZUD B ALTO - Toma 22



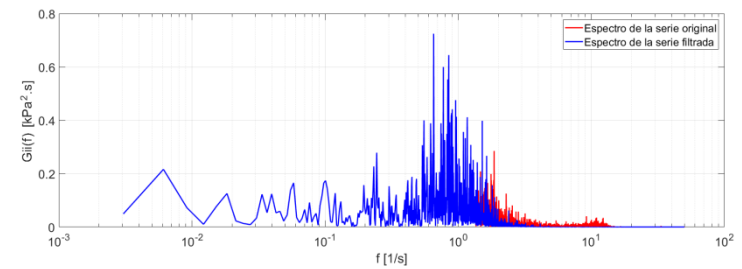
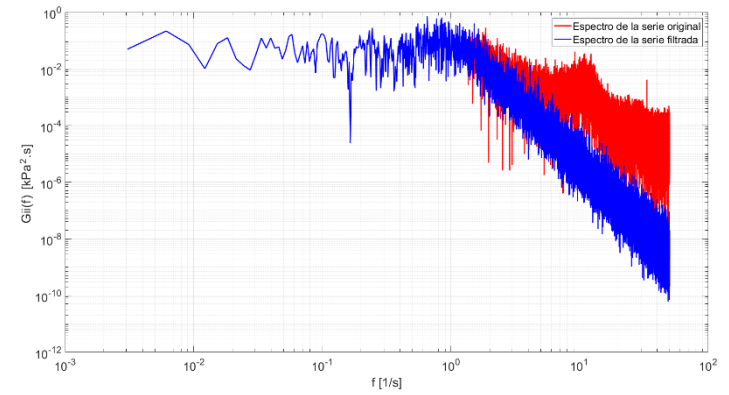
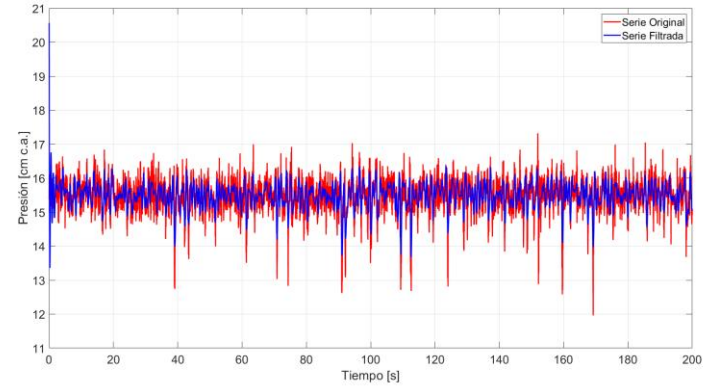
AZUD B ALTO - Toma 24



AZUD B ALTO - Toma 25



AZUD B ALTO - Toma 27

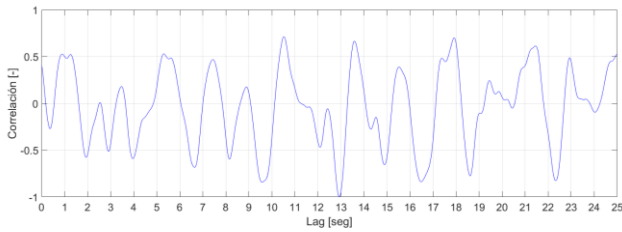


APENDICE B

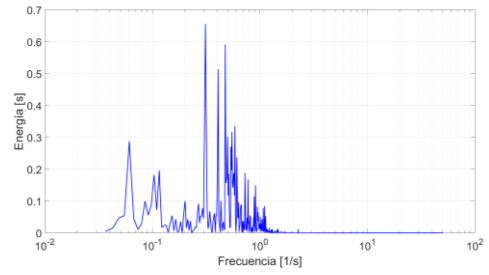
**CORRELACIONES
CRUZADAS**

Sin Azud

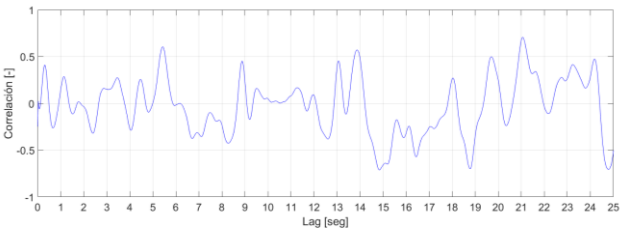
Tomas 20 y 23



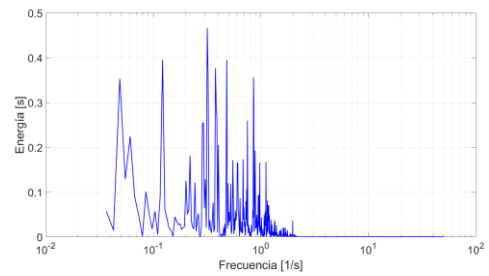
Espectro



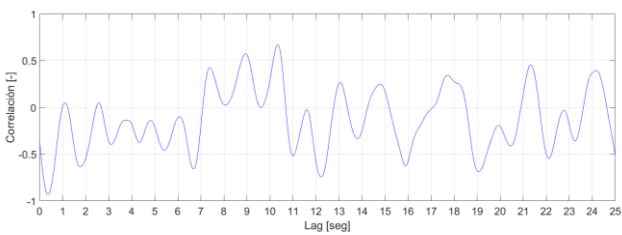
Tomas 23 y 26



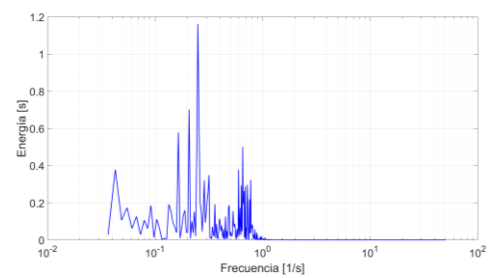
Espectro



Tomas 20 y 26

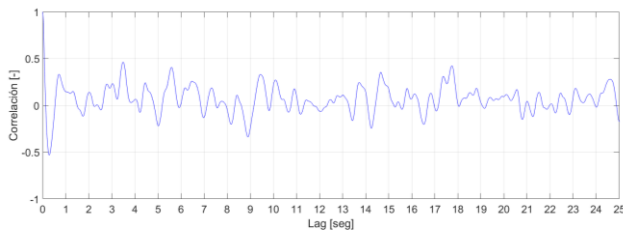


Espectro

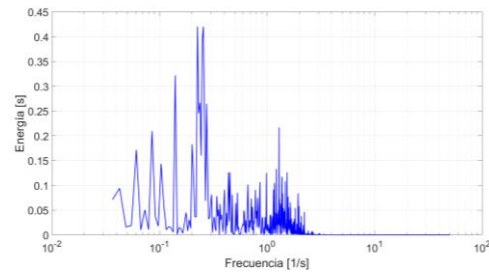


Azud A Bajo

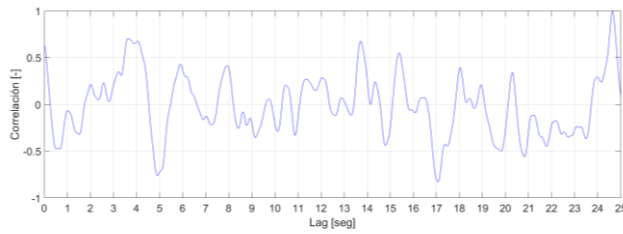
Tomas 20 y 23



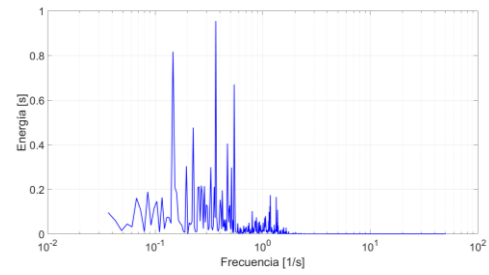
Espectro



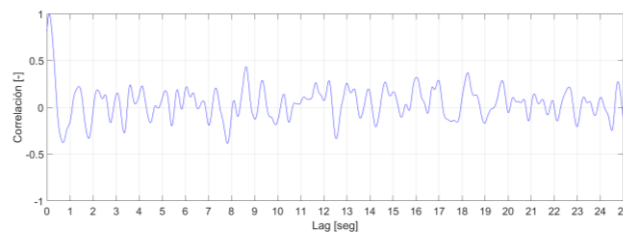
Tomas 23 y 26



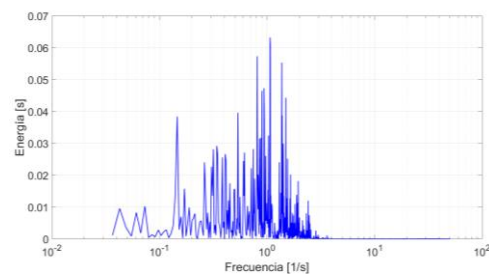
Espectro



Tomas 20 y 26

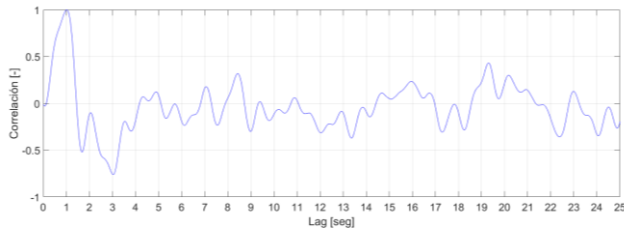


Espectro

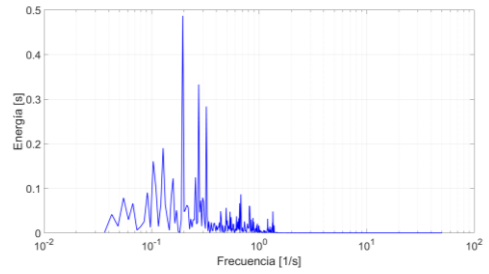


Azud A alto

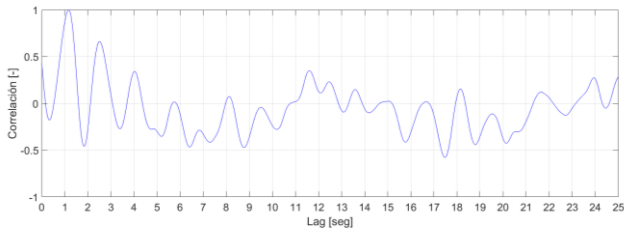
Tomas 20 y 23



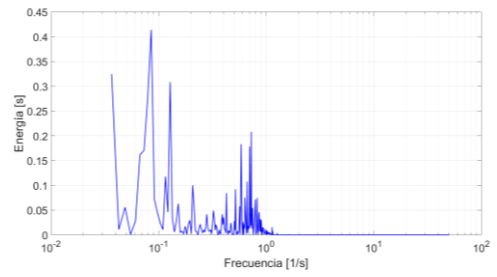
Espectro



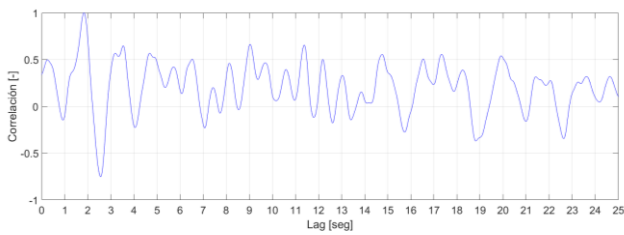
Tomas 23 y 26



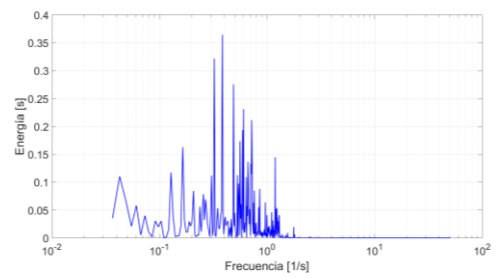
Espectro



Tomas 20 y 26

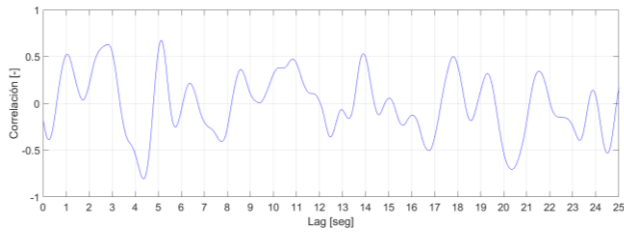


Espectro

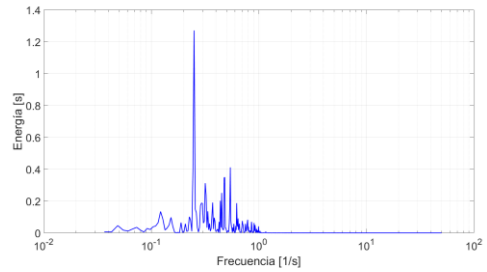


Azud B bajo

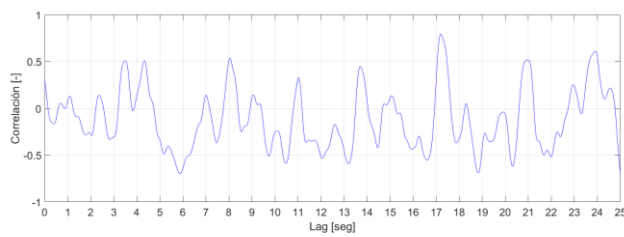
Tomas 20 y 23



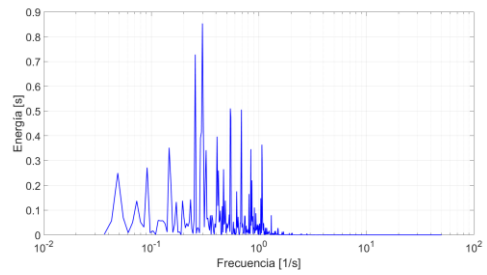
Espectro



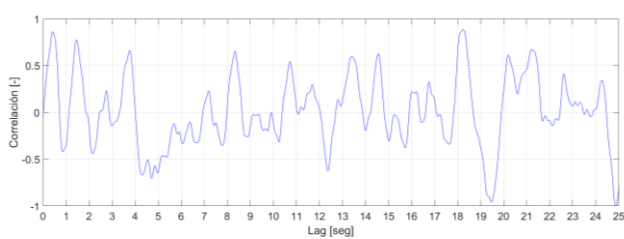
Tomas 23 y 26



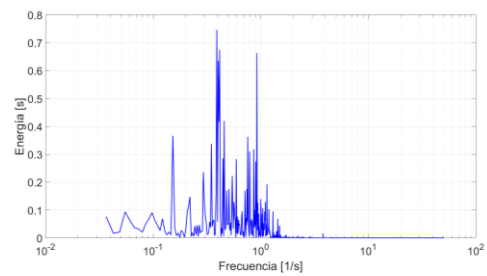
Espectro



Tomas 20 y 26

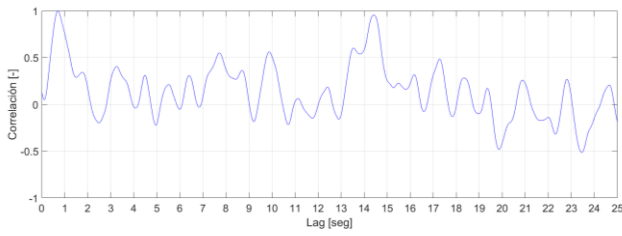


Espectro

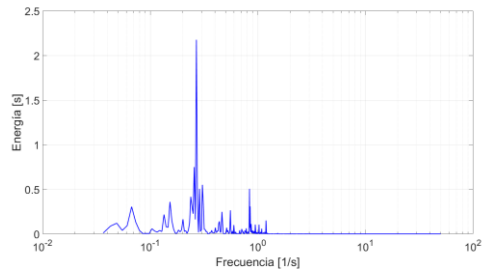


Azud B alto

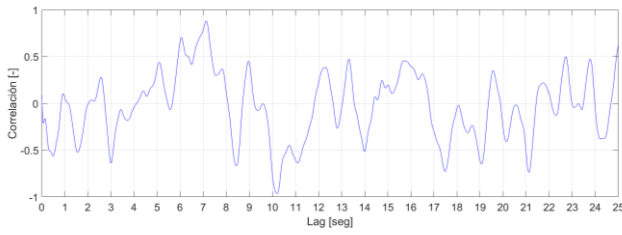
Tomas 20 y 23



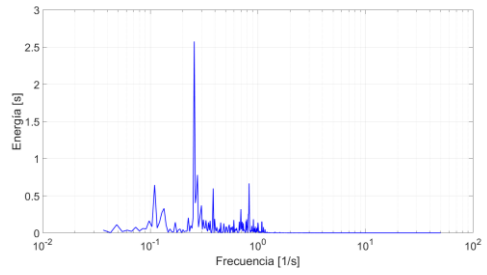
Espectro



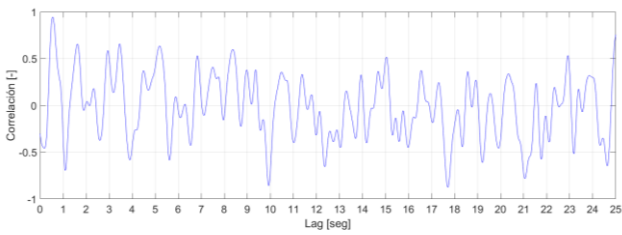
Tomas 23 y 26



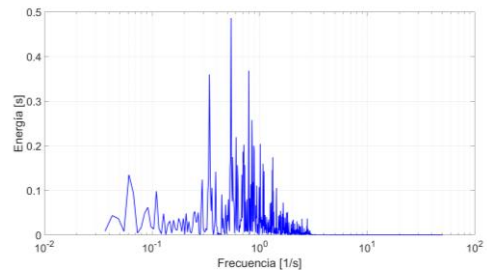
Espectro



Tomas 20 y 26



Espectro



APENDICE C

CÓDIGOS DE MATLAB Y PYTHON

A continuación se presenta el código desarrollado en MATLAB y utilizado para el proceso de filtrado de los espectros de energía de la señales originales. Se ha usado como código base el desarrollado por el Dr. Marcelo García –Universidad Nacional de Córdoba–, denominado “*Band Pass Filter*”. Las líneas agregadas se pueden ver en **negrita**, mientras que las líneas originales cuentan con el formato original, incluido el idioma de los comentarios.

```
% Clean up
clear all

%-----
%I. INPUT: PARAMETERS
%-----

Zbase='Presiones_Los_Alazanes.csv';

%General parameters
fs=100;% Sampling frequency [1/paso de tiempo]
ff1= 0; % [units of the sampling frequency]. Lower frequency of the
filtered FFT component
ff2= 1000000; % [units of the sampling frequency]. Higher frequency of
the filtered FFT component

%----- INPUTS DEL FILTRO -----
Filtrar = 1; % Igual a 1 si se desea Filtrar.

%----- Modelo -----
Fr_m_inicial = 2; %Introducir la frecuencia inicial de la Banda Modelo
Fr_m_final = 6; %Introducir la frecuencia final de la Banda Modelo

%----- Filtrado -----
Fr_f_inicial = 6; %Introducir la frecuencia inicial a partir de la
cual comienza el rango filtrado.
Fr_f_final = 50; %Introducir la frecuencia final del rango filtrado.
El programa usará como máximo fs/2.

%----- Características del rango filtrado -----
Pendiente = -7/3; %Igual a 0 si se desea la pendiente de la Banda
Modelo. En caso contrario, introducir valor de pendiente.
Desvio = 0.65; %Igual a 1 si se desea el desvío de la Banda Modelo. En
caso contrario, introducir un coeficiente que lo multiplique.

%-----

%Lag of Moving average
lagmave= 1;

%-----
%II. EXTRACTING DATA FROM DATA FILE
%-----

fileread = Zbase;
```

```
% Filebase name of written files
filebasew = Zbase;

% Set constants
row_start = 8;% Header has 1 lines
col_start = 0;% Offset zero columns

% Read the file
data = dlmread([fileread '.csv'],';',row_start,col_start);

% Get the time serie
h = data(:,2);
ht=h';

% Zero mean time serie
meanh = mean(h);
varh = var(h);
zh=h-mean(h);

%-----
%III. COMPUTATION
%-----

nv=length(h);
dt=1/fs;
t= (1:nv).*dt;
L=t(nv);

%-----
%III.b. Zero padding
%-----
%Add zeros in the series to complete a length  $N = 2^q$ 

zh0=zh;

q=0;
N2 = 2;
while N2 < nv
    q=q+1;
    N2=2^q;
end
indxe0=(nv+1:N2);
zh0(indxe0)=0;

Nc1= (N2*ff1/fs);% number of Lower frequency filtered components in
the spectrum (minimun = 2)
Nc2= (N2*ff2/fs);% number of high frequency filtered components in the
spectrum (minimun = 2)

%-----
%III.c. Computation of power spetrum in the frequency domain
%-----

%Power spectrum in frequency domain
FFTzh0 = fft(zh0); %Fast Fourier Transform
FFTzh0_original = FFTzh0; % Guardado del espectro original.
[Pho,fx] = periodogram(zh0,[],'onesided',N2,fs); %Power spectra for
recorde signal
```

```
% ----- FILTRO -----
if Filtrar == 1

    %El espectro obtenido mediante la FFT posee doble resolución que
    la del espectro obtenido por el periodograma. Se crea una variable
    fx_new que tenga en cuenta esta relación.

    fx_new = fx(1)*2;
    for i=1:2*length(fx)-3
        if (fx(2)/2)*i*1<fx(length(fx))
            fx_new = [fx_new; (fx(2)/2)*i*2];
        end
    end

    %Se busca en el espectro de energía obtenido de la FFT la energía
    asociada a las frecuencias inicial y final de la Banda Modelo
    introducida por el usuario al comienzo.

    posicion_inicial = 0;
    posicion_final = 0;

    for i = 1:(length(FFTzh0))/2-1
        if (fx_new(i)) > Fr_m_inicial
            if posicion_inicial == 0
                posicion_inicial = i;
                energia_inicial_modelo = (FFTzh0(i));
            end
            if (fx_new(i)) > Fr_m_final
                if posicion_final == 0
                    posicion_final = i;
                    energia_final_modelo = (FFTzh0(i));
                end
            end
        end
    end

    %Se genera una Banda Modelo con un cambio de coordenadas.

    Banda_Modelo = zeros(1,2);
    Banda_Modelo(1,2) = log10(fx_new(posicion_inicial));
    Banda_Modelo(1,1) = log10(energia_inicial_modelo);

    for i = posicion_inicial+1:posicion_final
        Banda_Modelo = [Banda_Modelo; [log10(FFTzh0(i)),
log10(fx_new(i))]];
    end

    %----- AJUSTE DE LA BANDA MODELO -----
    %Por regresión lineal se obtiene la pendiente y la ordenada de la
    recta de ajuste de la Banda Modelo. La pendiente será usada más
    adelante en el caso que el usuario no desee introducir un valor de
    pendiente al comienzo.

    recta_ajuste = polyfit(Banda_Modelo(:,2),Banda_Modelo(:,1),1);
    if Pendiente == 0
        pendiente_recta_ajuste = (recta_ajuste(1,1));
    end
end
```

```
else
    pendiente_recta_ajuste = Pendiente;
end
ordenada_recta_ajuste = (recta_ajuste(1,2));

%Cálculo de la constante y la potencia de la función de ajuste.
constante_funcion_potencial = (10^ordenada_recta_ajuste);
potencia_funcion_potencial = (pendiente_recta_ajuste);

%Para agregarle cierto ruido lognormal, caracterizado por una
media y un desvío calculados de la Banda Modelo una vez remodiva su
tendencia.

Banda_Modelo_sinTendencia = zeros(1,2);
Banda_Modelo_sinTendencia(1,2) = Banda_Modelo(1,2);
Banda_Modelo_sinTendencia(1,1) = -
1*pendiente_recta_ajuste*Banda_Modelo(1,2) + Banda_Modelo(1,1);

for i = 2:length(Banda_Modelo)
    Banda_Modelo_sinTendencia = [Banda_Modelo_sinTendencia; [-
1*pendiente_recta_ajuste*Banda_Modelo(i,2) + Banda_Modelo(i,1),
Banda_Modelo(i,2)]];
end

desvio_modelo_sintendencia =
std((Banda_Modelo_sinTendencia), 'omitnan');
promedio_modelo_sintendencia = mean((Banda_Modelo_sinTendencia),
'omitnan');

Espectro_Resultante=zeros(1,2);
Espectro_Resultante(1,2)=(fx_new(1));
Espectro_Resultante(1,1)=(FFTzh0(1));

Lognormal_Noise = real(lognrnd(promedio_modelo_sintendencia(1,1),
desvio_modelo_sintendencia(1,1)*Desvio, length(fx_new),1));
Lognormal_Log_Noise = log10(Lognormal_Noise);

Recta= zeros(length(fx_new),2);

%Generación de la recta (en escala logarítmica) y suma de ruido
lognormal.

for i = 1:length(Recta)
    for j=1:2
        if j == 1
            Recta(i,j) = log10(fx_new(i));
        else
            Recta(i,j) = (real(ordenada_recta_ajuste) +
real(pendiente_recta_ajuste)*Recta(i,1)) + Lognormal_Log_Noise(i) -
mean(real(Lognormal_Log_Noise));
        end
    end
end

%Acoplamiento del Espectro Original y la recta filtrada hasta la
mitad de la frecuencia de muestreo.
```

```

for i=2:length(FFTzh0)/2+1
    if fx_new(i)<Fr_f_inicial
        Espectro_Resultante = [Espectro_Resultante; [(FFTzh0(i)),
(fx_new(i))]];
    else
        if fx_new(i)<Fr_f_final
            Espectro_Resultante =
[Espectro_Resultante; [10^Recta(i,2), (fx_new(i))]];
        else
            i_final = i;
            if fx_new(i)<fs/2+fx(2)/2
                Espectro_Resultante = [Espectro_Resultante;
[(FFTzh0(i)), (fx_new(i))]];
            end
        end
    end
end
end

%Espejado de la parte real y conjugado de la parte imaginaria del
Espectro obtenido hasta aquí (Espectro_Resultante) para poder realizar
correctamente la IFFT.

Espectro_Primeros = Espectro_Resultante(:,1);
Espectro_Espejo = flip(Espectro_Primeros(:,1));

for j=1:(length(FFTzh0)/2)-1
    Espectro_Resultante = [Espectro_Resultante;
[real(Espectro_Espejo(j+1)) + ((-1i)*imag(Espectro_Espejo(j+1))),
(fx_new(j+i_final))]];
end

%Corrección del valor de energía para la frecuencia fs/2.
Espectro_Resultante(length(FFTzh0)/2+1,1) =
(Espectro_Resultante(length(FFTzh0)/2+2,1) +
Espectro_Resultante(length(FFTzh0)/2,1))/2;

disp('FILTRAR');
FFTzh0 = Espectro_Resultante(:,1);
end

%-----
%III.d. Band pass filtering
%-----

s=1:N2;
kalow=s;
FFTzh0low= FFTzh0;

indlow = find(kalow < Nc1);%One sided
indlowp1=max(indlow)+1;% maximum indlow plus one
indlowf=N2+1-indlow;%Two sided

FFTzh0low(indlow)=0;
FFTzh0low(indlowf)=0;
FFTzh0low(indlowp1)=0;

kahigh=s;

```

```
indhigh = find(kahigh <= Nc2);%One sided
indhighp1=max(indlow)+1;% maximum indlow plus one
indhighf=N2+1-indhigh;%Two sided

%just long waves
FFTzh0band(s)=0;
FFTzh0band(indhigh)=FFTzh0low(indhigh);
FFTzh0band(indhighf)=FFTzh0low(indhighf);
FFTzh0band(indhighp1)=FFTzh0low(indhighp1);
zhband=real(fft(FFTzh0band));

inxx=1:nv;
zhbandfinal(inxx)=zhband(inxx);
hbandfinal= zhbandfinal+meanh;

%-----
%IV. POWER SPECTRUM COMPUTATION
%-----

%ESPECTROO DE LA NUEVA SERIE FILTRADA

[Phoband,fx] = periodogram(zhband,[],'onesided',N2,fs); %Power spectra
for the low frequency component of the filtered signal

% CORRECCIÓN DE LOS ESPECTROS ORIGINAL (Pho) Y FILTRADO (Phoband)

Ph=Pho*N2/nv;
Phband=(Phoband*N2/nv);
zhband_final=real(fft(Phband));

% PLOTEO DE RESULTADOS

figure(1);clf
fig1=plot(t,h,'r',t,(hbandfinal),'b');
set(fig1,'LineWidth',2)
grid on;
xlabel('Tiempo [s]');
ylabel('Presión [cm c.a.]');
legend('Serie Original', 'Serie Filtrada')
ax = gca;
ax.FontSize = 20;

figure(2);clf
fig2=loglog(fx,Ph,'r', fx,Phband,'b');
set(fig2,'LineWidth',2)
grid on;
xlabel('f [1/s]');
ylabel('Gii(fi) [kPa2/s]');
legend('Espectro de la serie original', 'Espectro de la serie filtrada
');
hband_tr = hbandfinal.';
ax = gca;
ax.FontSize = 20;

figure(3);clf
fig3=semilogx(fx, Ph, 'r', fx,Phband,'b');
set(fig3,'LineWidth',2)
grid on;
```



```
xlabel('f [1/s]');
ylabel('Gii(fi) [kPa2/s]');
hl = legend('Espectro de la serie original', 'Espectro de la serie
filtrada ');
ax = gca;
ax.FontSize = 20;

if Filtrar == 1
    figure(4)
    fig4 = loglog(fx_new, FFTzh0band, 'y', fx_new, FFTzh0_original, 'r',
10.^Banda_Modelo(:,2),
10.^Banda_Modelo(:,1), 'c', Espectro_Resultante(:,2),
constante_funcion_potencial*(Espectro_Resultante(:,2).^potencia_funcio
n_potencial), 'b', (Espectro_Resultante(:,2)),
(Espectro_Resultante(:,1)), 'g');
legend('Para IFFT', 'Espectro Original', 'Banda Modelo', 'Recta de
Ajuste', 'Espectro Resultante')
    xlabel('f = frequency [1/s]');
    ylabel('Gii(fi) [kPa2/s]');
    grid on;
end

%VARIANZAS
varhband= var(zhband);
disp('-----');
disp(['Varianza original: ', num2str(var(zh0)*N2/nv)]);
disp(['Varianza filtrada: ', num2str(varhband*N2/nv)]);
disp(['Integral del espectro de la serie filtrada: ',
num2str(trapz(fx, Phband))] );
disp('-----');
disp(['Relación entre las varianzas(%): ',
num2str(varhband/varh*100*N2/nv)]);
disp('-----');

disp('END OF RUNNING');
```

Por último, transcribe el código en Python brindado por el Dr. Wernher Brevis Vergara –Universidad Católica de Chile–, usado en este trabajo para comparar el espectro de energía resultante con el obtenido a través del código en Matlab.

```
import matplotlib.pyplot as plt
import numpy as np
import matplotlib.mlab as mlab

freq=1
filenameout='signal.npz'

print '--> Reading pressure file ##'
data =
np.genfromtxt("Presiones_Los_Alazanes.csv",skip_header=0,delimiter=',',
,usecols=(0,1))

time=data[:,0]
pressure=data[:,1]
del data

print '--> Saving signal in python format'

np.savez(filenameout,time=time,pressure=pressure)
# The file is read as data=np.load(fileoutnpz); npzfile.files : to see
elements; npzfile['x'] to see element with lable x

mean_pressure=np.mean(pressure)
std_pressure=np.std(pressure)
autocorr_pressure=np.correlate(pressure,pressure,mode='same')
print '--> The mean pressure is: '
print mean_pressure
print '--> The pressure standard deviation is: '
print std_pressure
#print '--> The pressure autocorrelation function is: '
#print autocorr_pressure

plt.figure(1)
plt.plot(time,pressure)
plt.xlabel(r'Time',fontsize=20)
plt.ylabel(r'Pressure',fontsize=20,rotation='vertical')
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.minorticks_on()
fileout=methodname+'_'+coeff+'_mode'+str(nmode)+'.png'
plt.savefig('Pressure_signal.png',dpi=300)

(Pxx, freqs)=mlab.psd(pressure, NFFT=2048, Fs=freq)

plt.figure(2)
plt.loglog(freqs,Pxx)
plt.xlabel(r'Frequency',fontsize=20)
plt.ylabel(r'Energy',fontsize=20,rotation='vertical')
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.minorticks_on()
plt.savefig('pressure_spectra.png',dpi=300)
plt.show()
```