

Aplicación de nuevas técnicas de filtrado a señales de ondas gravitacionales detectadas por la LIGO/Virgo Collaboration

Trabajo Especial de Licenciatura

FLORENCIA NOEL URRUTIA

DIRECTOR: OSVALDO M. MORESCHI

FACULTAD DE MATEMÁTICA, ASTRONOMÍA, FÍSICA Y
COMPUTACIÓN

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Julio de 2020



Aplicación de nuevas técnicas de filtrado a señales de ondas gravitacionales detectadas por la LIGO/Virgo Collaboration por Florencia Noel Urrutia se distribuye bajo una Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-CompartirIgual 4.0 Internacional.

Resumen

En este trabajo se presenta la aplicación de una técnica de preprocesado de señales para el evento de ondas gravitacionales GW170104. Este procedimiento se basa en el uso de filtros FIR, diferenciándose de otras técnicas de preprocesado. Posteriormente se analizaron los resultados obtenidos tras su aplicación, tanto en el dominio temporal como en el de frecuencias. Lo que nos permitió identificar posibles contribuciones de baja frecuencia a tiempos menores al tiempo del evento, así como también posibles contribuciones de alta frecuencia durante el tiempo identificado como la coalescencia del sistema binario y posterior al mismo.

Abstract

In this work we present the application of a pre-processing filtering techniques of signals to the gravitational wave event GW170104. This procedure is based on the use of FIR filters, differentiating itself from other pre-processing techniques. Afterwards we analyzed the results obtained after its application, in the time domain as well as in the frequency domain. This allows us to indentify possible contributions of low frequency at times before the time of the event, as well as possible contributions of high frequency during the time indentified as the merger of the binary system and after it.

Clasificación (PACS): 04.30.-w, 04.80.Nn, 95.75.Wx

Palabras clave: Ondas gravitacionales, detectores de ondas gravitacionales, filtros digitales.

Agradecimientos

Quisiera agradecer a todas aquellas personas que estuvieron conmigo durante la carrera. Primero que nada, a mi mamá por su confianza y amor infinito, es incondicional y la quiero más que a nadie en el mundo, si no fuera por su esfuerzo y perseverancia esto no sería posible. A mi familia, por apoyarme, creer en mí y visitarme cada vez que pudieron. A mis amigos más cercanos, Ro por ser increíble, no existe nada que ella no pueda lograr, Ale por ser la maravillosa persona que es y escuchar todas mis ideas, y a Nico por todo, por acompañarme en mis locuras y mis miedos fantasmales, por estar siempre, incluso cuando ni siquiera está para él. A mi gran compañero de estudio, Cesar, por los mates, las charlas y todo el estudio, por esperarme siempre para almorzar. A todos los profes que he tenido durante estos años y de los cuáles he aprendido más que física, especialmente a Clemar, por preocuparse por sus alumnos y ser un excelente docente, y al que no le gusta ser reconocido pero igual lo voy a mencionar, Guille, te agradezco inmensamente por escucharme, motivarme, aconsejarme y ayudarme en todo lo que he necesitado, más que un profe o un colega, un amigo. A mi director Osvaldo, por su ayuda tanto en el marco de este trabajo como en otros aspectos de la vida. Por último, a la Universidad Pública y otros organismos por haberme brindado esta increíble oportunidad.

Índice

1. Introducción	1
2. Un evento lejano y cómo empezar a analizarlo	3
2.1. Ondas gravitacionales y cómo detectarlas	3
2.2. Sobre la LIGO/Virgo Collaboration	5
2.3. Sistema astrofísico de dos agujeros negros en coalescencia	5
2.4. Técnicas de estudio: Densidad espectral y espectrogramas	6
2.5. Filtros digitales: <i>FIR-IIR</i>	7
2.6. Técnicas del preprocesado de las señales	9
3. Estudio preliminar del dato crudo	11
3.1. Espectrogramas del dato original	11
3.2. Amplitud de la densidad espectral inicial	12
3.3. Diagramas de fase del dato crudo	13
4. Esquema de filtrado	15
4.1. Primer filtrado pasabanda	15
4.2. Filtrado de frecuencias intrínsecas de los detectores	16
4.3. Comportamiento de la fase luego del filtrado	17
4.4. Estudio en el dominio temporal luego del filtrado	18
4.4.1. En el rango $[-0,1:0,025]$ s	18
4.4.2. En el rango $[-0,35:0,025]$ s	20
4.5. Espectrogramas de las señales filtradas	22
5. Comentarios finales	25
A. NumPy	27
B. h5py	29
C. Matplotlib	33
D. Implementación de filtros FIR	37
Bibliografía	38

Capítulo 1

Introducción

La medición directa de las ondas gravitacionales es uno de los fenómenos más extraordinarios observados por la Humanidad. La detección de las mismas requirió un avance importante en muchas áreas de la física para la construcción del sofisticado instrumental utilizado.

Este instrumento, un interferómetro de Fabry-Perot, es susceptible a captar diferentes ruidos por su extrema sensibilidad. Como además las ondas gravitacionales producen desplazamientos muy pequeños, se dificulta diferenciarlo en una primera instancia del ruido, tal y como se detalla en la sección 2.1; por lo tanto es muy importante el diseño de filtros para la eliminación de estas indeseables variaciones que no pertenecen al evento astrofísico.

La *LIGO/Virgo Collaboration* es una colaboración científica que tiene a disposición 3 detectores de ondas gravitacionales. Además de medir y publicar las mediciones grabadas, exponen una forma de preprocesar los datos, entre otros análisis. Hasta el momento ha habido más de diez detecciones de eventos asociados a colapso de sistemas binarios de agujeros negros o estrellas de neutrones [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]; pero el evento más analizado ha sido el GW150914 que ha sido el primer evento y el que tiene la mejor relación señal ruido; y en [10], [11] y [12] se publicaron distintas técnicas de preprocesado que se discuten en la sección 2.6.

En este trabajo aplicamos las técnicas de preprocesado introducidas en [12] al evento GW170104. Estas técnicas ofrecen una buena descripción del ruido y un buen comportamiento de las fases luego de haber aplicado el filtrado. Dichas técnicas se basan en usar un rango temporal extenso y filtros pasabanda y de rechazo de banda pertenecientes a la familia FIR. En la sección 3 se lleva a cabo un estudio preliminar en miras de la construcción de filtros adecuados para el preprocesamiento de la señal. La señal se estudia tanto en el dominio temporal como en el dominio de frecuencias, este último a través de la densidad espectral de amplitud y una combinación de ambos por medio de espectrogramas. Esto se aborda en la sección 4. Tanto la aplicación de los filtros como los gráficos presentes en este trabajo se realizaron usando el lenguaje de `python`, lo que se describe en los apéndices C y D.

Por medio de las técnicas de estudio aplicadas al evento GW170104 se logró identificar un posible intervalo de duración del evento más extenso que el propuesto por la *LIGO/Virgo Collaboration*, como así también posibles contribuciones de alta frecuencia producidas por el evento astrofísico. Estas técnicas se limitan a hacer un preprocesado de la señal, y por lo tanto no se puede

afirmar que tenga origen en un fenómeno físico. Para esto último se necesita un análisis diferente, que se planea realizar a futuro con las técnicas presentadas en [13].

Se han agregado apéndices con el objeto de aportar a una introducción para aquellos que proyecten analizar los datos de observatorios de ondas gravitacionales.

Capítulo 2

Un evento lejano y cómo empezar a analizarlo

2.1. Ondas gravitacionales y cómo detectarlas

La relatividad general predice la existencia de perturbaciones en la curvatura del espaciotiempo; las mismas deberían propagarse a la velocidad de la luz a través del espacio vacío. Estas perturbaciones son las ondas gravitacionales. Cualquier masa en movimiento acelerado es una fuente de ondas gravitacionales. Hay muchas fuentes importantes de ondas gravitacionales en el universo, tales como coalescencia de sistemas binarios, explosiones de supernova, colapso general de agujeros negros y el *big bang*. Las ondas gravitacionales proveen una nueva forma de explorar estos fenómenos astronómicos que es cualitativamente diferente de cualquier banda del espectro electromagnético.

Que la interacción gravitacional sea muy débil implica que las ondas gravitacionales no son fáciles de detectar. Por otro lado, el acoplamiento débil a la materia ayuda a que una vez que se producen las ondas gravitacionales la disipación sea tenue. Aún así, eventos muy energéticos, como la coalescencia de cuerpos compactos, agujeros negros y estrellas de neutrones, debido a la gran distancia a estos sistemas astrofísicos, producirían desplazamientos del orden de 10^{-21} m. Hasta el momento sólo han sido detectadas ondas gravitacionales producidas por este tipo de sistemas.

El cambio en la curvatura del espaciotiempo, producido por una onda que se propaga, se detecta a través del movimiento de cuerpos de prueba, que son cuerpos que se mueven a lo largo de geodésicas del espaciotiempo curvo pero cuyas masas son tan pequeñas que no producen un cambio significativo en su entorno. El movimiento de un sólo cuerpo de prueba no es suficiente para detectar una onda gravitacional. Tanto en ausencia como en presencia de una onda gravitacional una partícula de prueba libre, por definición, no sufre aceleraciones en un sistema de referencia inercial local [14]. Y se vuelve indistinguible del caso de una masa de prueba en el espaciotiempo plano, consistente con el principio de equivalencia. En consecuencia, se requiere el estudio del movimiento relativo de al menos dos cuerpos para detectar cambios en la curvatura del espaciotiempo [15].

Para medir estos pequeños desplazamientos se propuso usar interferometría. Los detectores de ondas gravitacionales interferométricos son instrumentos extremadamente sensibles y complejos

que se han construido para este fin. La extrema sensibilidad de los detectores necesaria para medir la señal de interés también es la culpable de captar muchas señales no deseadas (ruido). Estos instrumentos son notables por involucrar una gran cantidad de áreas de la física que son importantes para su construcción. Más aún, se trabaja a la vanguardia del desarrollo de lasers, pulido y recubrimiento de espejos, mediciones cuánticas, ciencia de materiales, aislamiento mecánico, diseño del sistema óptico, termodinámica y otros.

Los interferómetros usan la luz láser para comparar las longitudes de dos brazos perpendiculares. El diseño más simple, originado por Michelson para su famoso experimento sobre la velocidad de la luz, usa luz que pasa sólo una vez en un sentido y otra en el sentido opuesto de cada brazo, como se ve en la figura 2.1(a). Los espejos de este instrumento, de brazos idénticos, cuelgan de soportes de tal forma que pueden moverse horizontalmente en respuesta a una onda gravitacional. Si no hay onda, los brazos tienen la misma longitud, y la luz de uno de los brazos regresa exactamente en fase con la del otro. Cuando llega la onda, los dos brazos típicamente responden en forma diferente. Los brazos ya no tienen la misma longitud, y por lo tanto la luz que llega al centro por un brazo dejará de estar en fase con la que llega por el otro brazo. Esto producirá un cambio en las franjas de interferencia entre los dos haces. Este es el principio de detección.

Los detectores reales están diseñados para almacenar la luz en cada brazo por más de una reflexión (ver figura 2.1(b)). Es óptimo almacenar la luz por la mitad de un período de la onda gravitacional, para que en cada reflexión la luz gane un cambio de fase adicional. Los interferómetros de línea de retardo tipo Michelson almacenan la luz arreglando múltiples reflexiones. Mientras que los interferómetros de Fabry-Perot almacenan la luz en cavidades en cada brazo, permitiendo que sólo una pequeña fracción escape por la medición de interferencia (figura 2.1(c)).

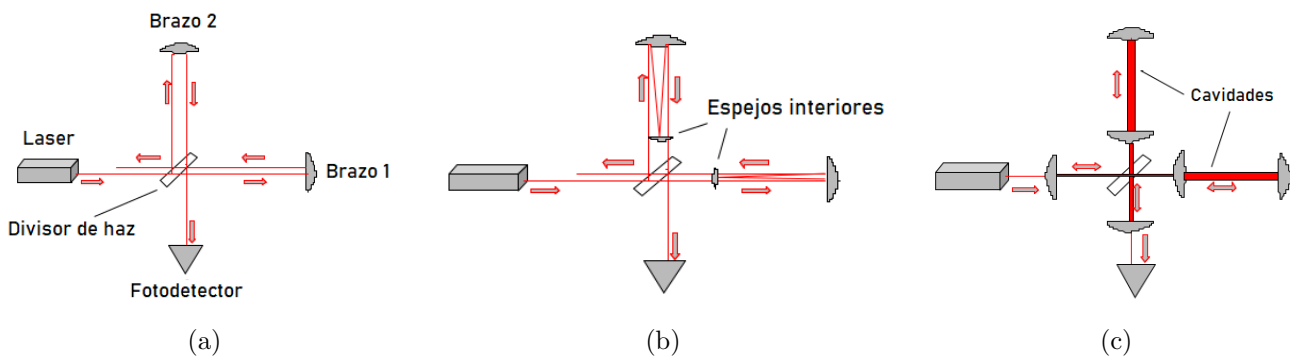


Figura 2.1: 2.1(a) El interferómetro de Michelson: notar que hay dos haces que retornan: uno hacia el fotodetector y el otro hacia el laser. 2.1(b) Línea de retardo: un Michelson con múltiples rebotes en cada brazo para mejorar la señal. 2.1(c) El interferómetro de Fabry-Perot: las líneas de retardo se convierten en cavidades con espejos interiores parcialmente espejados.

Una ventaja de usar interferómetros como detectores es que el corrimiento de fase de la luz inducida por la onda gravitacional se puede agrandar simplemente aumentando la longitud de los brazos [16].

2.2. Sobre la LIGO/Virgo Collaboration

LIGO es un observatorio de ondas gravitacionales por interferometría láser. Fue diseñado para abrir el campo de la astrofísica de ondas gravitacionales a través de la detección directa de las mismas. Este observatorio consiste de dos detectores, uno en Hanford, en el estado de Washington y otro en Livingston, en el estado de Louisiana, en Estados Unidos, que operan al unísono para detectar las ondas gravitacionales. Virgo es otro interferómetro ubicado cerca de Pisa, Italia que forma parte de una colaboración científica de 6 países (Italia, Francia, Países Bajos, Polonia, Hungría y España). Desde 2007, Virgo y LIGO acordaron compartir y analizar conjuntamente los datos grabados por sus detectores y publicar de manera conjunta.

Hasta el momento, la *LIGO/Virgo Collaboration* ha publicado 10 detecciones de coalescencia de agujeros negros ([9]) y 2 de estrellas de neutrones ([6] y [17]).

El evento que se analizó en este trabajo corresponde al evento GW170104, que se produjo durante la segunda serie de observaciones para LIGO y la primera para Virgo, que comenzó el 30 de Noviembre de 2016 y terminó el 25 de Agosto de 2017. Como Virgo se unió a la observación el 1 de Agosto de 2017, sólo hay dos mediciones para el evento GW170104 que se corresponden con los detectores de LIGO <http://www.virgo-gw.eu>. A la secuencia temporal grabada por Hanford la llamaremos *H strain* y *L strain* a la grabada por Livingston.

2.3. Sistema astrofísico de dos agujeros negros en coalescencia

Los sistemas binarios aislados son objetos naturales en la búsqueda de agujeros negros estelares. La señal principal, que indica que tal sistema contiene un objeto compacto, viene de la observación de radiación gamma y X. Una estrella más masiva evoluciona más rápido. Si su masa es lo suficientemente grande, su vida estelar terminará como una estrella de neutrones o un agujero negro. Si ambas estrellas del sistema binario son lo suficientemente grandes, uno puede esperar la formación de un sistema binario aislado, con estrellas de neutrones o agujeros negros como sus componentes. Estos sistemas son muy interesantes para la búsqueda de ondas gravitacionales, ya que sus componentes tienen radios muy pequeños y su propia gravedad es grande, el efecto de marea en estos sistemas es pequeño y prácticamente no afecta a su evolución. El efecto principal es la emisión de radiación gravitacional del sistema.

La amplitud de la onda gravitacional producida por estos sistemas decae como la inversa de la distancia con respecto a la fuente. Cuando la onda gravitacional llega a la Tierra se vuelve tan débil que es casi imposible detectarlas. Por esta razón, la radiación liberada en la etapa final de la evolución de estos sistemas binarios es la más propensa a ser detectada. De hecho, debido a la pérdida de energía y momento angular, las componentes del sistema binario se acercan cada vez más la una a la otra, hasta que coalescen y forman un agujero negro. La emisión de ondas gravitacionales durante la coalescencia de objetos compactos es hasta ahora la única fuente de ondas gravitacionales que se ha detectado.

Como el evento que se analizó en este trabajo proviene de una coalescencia de agujeros negros, es relevante conocer las fases de la evolución de este sistema:

Inspiral: A medida que el sistema binario evoluciona la frecuencia y la amplitud de la onda gravitacional crece. Se espera que la radiación más potente ocurra en el momento justo antes de la coalescencia.

Coalescencia: Luego de alcanzar la última órbita estable los agujeros negros caen el uno en el otro. Como resultado de la coalescencia de los agujeros negros se forma un solo agujero negro rodeado por un horizonte.

Ringdown: El nuevo agujero negro está en su estado excitado. La relajación a su configuración estacionaria final también se combina con la emisión de ondas gravitacionales. Las frecuencias características de estas ondas están determinadas por el espectro de los modos cuasinormales.

Se mantiene la terminología en inglés de “inspiral” y “ringdown” ya que no hay traducciones fieles al castellano, y en la comunidad se han convertido en neologismos.

El aumento de la amplitud y frecuencia en la etapa inspiral refleja el efecto del encogimiento del radio de la órbita debido a la pérdida de energía gravitacional [18].

2.4. Técnicas de estudio: Densidad espectral y espectrogramas

Debido a que el ruido presente en la medición es algunos órdenes de magnitud más grande de lo que se intenta medir, en una primera instancia no se puede distinguir la señal en la que estamos interesados en el dominio temporal. Por este motivo se decide también trabajar en el dominio de frecuencias, usando la amplitud de la densidad espectral, ASD por sus siglas en inglés, y espectrogramas. El primero permite caracterizar el instrumento para tener información, que luego posibilita crear filtros, mientras que se espera con el segundo poder obtener información útil sobre la existencia del evento físico.

La densidad espectral es un concepto que tiene su origen en el estudio del análisis de Fourier de procesos estocásticos. La densidad espectral se define como la transformada de Fourier de la función de autocovariancia. Debido a que aparece con unidades de potencia, también se la llama densidad espectral de potencia (PSD por sus siglas en inglés). La amplitud de la densidad espectral se define como la raíz cuadrada de esta cantidad [19].

Como la medición se realiza cada cierto intervalo de tiempo, en vez de tener una función continua se tiene un vector de muestras de la misma. Como consecuencia se debe trabajar con la transformada discreta de Fourier (*DFT*). Para obtener la ASD, primero se estima la PSD a partir de una función que ofrece la biblioteca de *matplotlib* para ello (ver C) y luego se toma la raíz cuadrada de la *PSD*. Esta última se calcula usando el método del periodograma promedio de Welch. El mismo se basa en dividir al vector de muestra x en segmentos de longitud *NFFT*, calcular la *FFT* de cada segmento con una ventana (para nuestro caso se usa la ventana *Hanning*, ver figura 2.2(a)), luego promedia los términos al cuadrado y por último multiplica por un factor de escala [20]. Promediar sirve para caracterizar las frecuencias intrínsecas de los detectores, que

se espera que éstas no cambien a lo largo del tiempo. El uso de la ventana es optativo, pero en este caso se usa para mitigar el efecto que causa la gran cantidad de exceso de ruido a bajas frecuencias. A este procedimiento de cortar sucesivamente una función con una ventana y luego tomar la transformada de Fourier se le llama transformada de Fourier de tiempo reducido (*STFT*).

Por otro lado, un espectrograma es una representación visual de como varía el espectro de frecuencias de una señal en el tiempo. Para la realización del mismo se utiliza la *STFT*. Como la duración del evento es pequeña en comparación con el tiempo total de la medición, a diferencia del caso anterior no se tomará promedio y las ventanas a utilizar tendrán un soporte temporal menor (mencionamos que se implementa la ventana *blackman*, ver figura 2.2(b)).

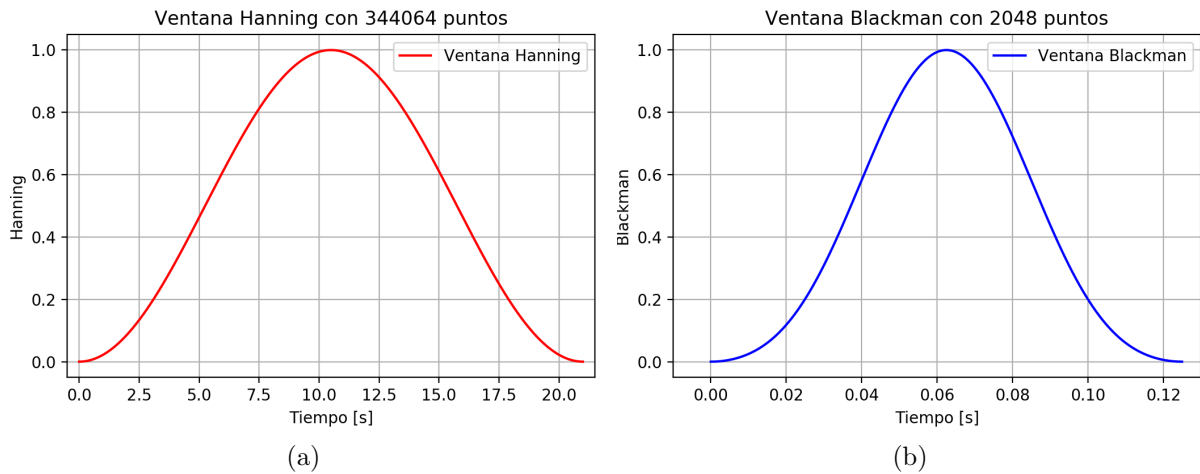


Figura 2.2: 2.2(a) Gráfico de la función ventana Hanning utilizada en el cálculo de la ASD de 21s. 2.2(b) Gráfico de la función ventana Blackman utilizada para la realización de espectrogramas, cuyo ancho es de 0,125s.

Resaltamos que la ASD es una función solo de la frecuencia y los espectrogramas muestran amplitudes para cada par tiempo-frecuencia. En este último se eligió graficarlos proyectando el módulo al cuadrado de la *STFT* sobre el plano tiempo-frecuencia, diferenciando sus valores a través de un mapa cromático.

2.5. Filtros digitales: *FIR-IIR*

La acción de filtrar es la de separar elementos que queremos conservar de un conjunto de elementos. Los filtros digitales separan las frecuencias deseadas de una señal de las no deseadas, o en otras aplicaciones no se eliminan completamente ciertas frecuencias sino que se reemplaza su contenido.

Una característica muy importante de un filtro es la *ganancia*. La misma es la relación entre la amplitud de la señal de salida y la de la señal de entrada (viendo así la variación en cada frecuencia). Si la ganancia del filtro es mayor que 1, entonces la señal de salida es más grande que la señal de entrada, mientras que si la ganancia es menor que uno, la salida es menor que la entrada. En muchas aplicaciones, la respuesta de la ganancia es muy pequeña en la banda de rechazo, que es la banda de frecuencias en la que se quiere atenuar su contenido. Por esta razón, típicamente, la ganancia es convertida a decibeles (dB), de la siguiente forma:

$$ganancia_{dB} = 20 * \log(ganancia) \quad (2.1)$$

Por ejemplo, la respuesta de la ganancia de un filtro en la banda de paso puede especificarse como 0,707 o como -3,0103dB, mientras que la ganancia en la banda de rechazo puede estar dada como 0,0001 o como -80,0dB.

Otra forma de dar esta información es a través de la *atenuación*, que es la inversa de la ganancia. Si se expresa la atenuación en decibeles, se encontrará que es el opuesto aditivo de la ganancia en decibeles.

Hay dos métodos con enfoques diferentes para el desarrollo de filtros digitales. Cada uno de estos produce distintas características generales en los filtros, haciendo que su elección dependa de la señal.

Uno de los métodos se basa en generar los filtros digitales a partir de los filtros analógicos. Los diseños de filtros que usan este método serán recursivos por naturaleza. Esto es, la salida del filtro dependerá tanto de valores previos de la salida, como de valores previos y actuales de entrada. Estos tipos de filtros, teóricamente, tienen respuestas de impulso que continúan por siempre y por lo tanto son comúnmente conocidos como filtros de respuesta infinita al impulso (*IIR*). Un ejemplo excelente de la implementación de este tipo de filtros es el uso de un filtro de rechazo de banda, llamado filtro *notch* a 60Hz, en equipos de mediciones sensibles. En Estados Unidos la red eléctrica usa 60Hz, por lo que los equipos electrónicos de medición usan una fuente de corriente alterna con entrada de 60Hz. Sin embargo, no es inusual que parte de la señal de 60Hz haga su camino dentro de las áreas de medición sensibles del equipo. Para eliminar esta frecuencia problemática, generalmente se usa este filtro *notch*.

El otro método se basa en construirlo a partir de la respuesta en frecuencia que se desea tenga el filtro, determinando directamente los coeficientes del filtro digital. Este tipo de filtros generalmente tienen una respuesta al impulso que contiene sólo un número finito de términos y por lo tanto se los llama filtros de respuesta finita al impulso (*FIR*). En particular son no recursivos, esto es, la salida sólo depende de los valores previos y actuales de la entrada.

Estos filtros tienen muchas ventajas sobre los de tipo *IIR*. Un filtro *FIR* siempre es estable, realizable, y provee una respuesta lineal en la fase bajo condiciones específicas. Sin embargo, la mayor desventaja de los filtros *FIR* es que el número de coeficientes que se necesitan para implementar un filtro determinado es a menudo mucho más grande que para diseños del tipo *IIR*. Considerando las ventajas y desventajas, en este trabajo se implementaron filtros *FIR*, y por lo tanto se hace mención a ciertas características importantes de los mismos.

La respuesta en frecuencia para estos filtros es periódica en el dominio de frecuencias con período igual a la frecuencia de muestreo. Como la respuesta es periódica, se puede describir por una serie de Fourier. Los coeficientes de esta suma son los coeficientes de la respuesta al impulso que describe al filtro digital *FIR*. A medida que se aumenta el número de coeficientes en la aproximación al filtro *FIR*, se puede ver una perturbación que se concentra cerca del borde de la frecuencia de corte. Esta variación no se puede eliminar aumentando el número de coeficientes de la respuesta al impulso; sencillamente se concentra en la transición. Este efecto se conoce como fenómeno de

Gibbs y resulta siempre que se modela una discontinuidad en una serie. Sin embargo, hay métodos que se pueden usar para reducir este efecto.

Cuando se consideran coeficientes simétricos y antisimétricos combinados con longitud del filtro par o impar, cuatro diferentes tipos de filtros *FIR* se pueden diseñar. Cada uno de los cuatro tipos tiene características únicas. Los filtros *FIR* tipo 1, que son los que tienen coeficientes simétricos y longitud impar, tienen una respuesta en la frecuencia con simetría par cerca de dos frecuencias críticas (una de ellas es cero y la otra la mitad de la frecuencia de sampleo). Esta simetría par permite que la respuesta tenga libertad para tomar cualquier valor en estas dos frecuencias críticas, y por lo que filtros pasabajo, pasaalto, pasabanda y de rechazo de banda se pueden implementar con este tipo *FIR*. El resto tienen ciertas condiciones que hacen que tengan otros usos. Con lo cual los filtros *FIR* de tipo 1 son los que se implementaron en este trabajo.

Los coeficientes del filtro no producirán un filtro causal. Esto significa que el sistema no se puede implementar en tiempo real. Entonces la salida se vuelve sólo función de los datos de entrada y no incluye valores previos de la salida como en el caso del filtro *IIR*.

Para implementar un filtro ideal se necesitaría incluir los infinitos coeficientes. Como esto no es posible, se reduce el número de coeficientes que se van a usar en base de las restricciones del diseño. Uno podría truncar los coeficientes más allá de ciertos índices $\pm M$ y quedarse con el resto. Este procedimiento puede ser comparado con ubicar una ventana de ancho $N=2M+1$ sobre todos los coeficientes ideales. Todos los coeficientes dentro de la ventana se mantienen y todos los que se encuentren fuera de la ventana se descartan. En efecto se ha hecho una función ventana rectangular, en la cual todos los coeficientes de la ventana con índices dentro de la misma tienen valor 1 y todos los otros coeficientes tienen valor 0. Los valores de los coeficientes del filtro que se retienen quedarán determinados por la multiplicación coeficiente a coeficiente de aquellos del filtro ideal y los de la ventana. Sin embargo, la truncación abrupta de los coeficientes del filtro tiene un efecto adverso en la respuesta en la frecuencia del filtro. Por lo tanto, se han propuesto otras funciones ventana que reducen los coeficientes a cero suavemente[21].

2.6. Técnicas del preprocesado de las señales

En este trabajo se aplicarán las técnicas de preprocesado de las señales correspondientes al evento GW170104, grabadas por los detectores de LIGO. Estas señales tienen una buena relación señal ruido, por lo que resultan de gran interés para la aplicación de técnicas de filtrado.

En particular se implementará lo propuesto en la sección 3 del artículo [12], donde desarrolla un método de preprocesado para el evento GW150914. Esta técnica está pensada para obtener una buena descripción del ruido y un buen comportamiento de las fases luego de haber aplicado el filtrado. Trabajar con un *strain* de 256s alrededor del evento ayuda a lo primero y usar filtros *FIR* a lo segundo. El procedimiento se basa en aplicar primero un filtro *FIR* pasabanda de 22Hz a 1024Hz y luego filtros *FIR* de rechazo de banda para eliminar las líneas espectrales de los instrumentos. Los mismos se han aplicado a distintos segmentos temporales debido a los efectos de borde para obtener finalmente una serie temporal de 256s alrededor del evento. En el artículo se detalla que

la menor de las frecuencias de corte para el filtro pasabanda se debe elegir de acuerdo al estado del detector y a las características de la señal de la onda gravitacional.

Otras técnicas se presentan en los artículos [4], para el evento GW170104, y [11], para el evento GW150914. A pesar de que en este trabajo no se utilizan estas técnicas resulta ilustrativo mencionar sus aspectos generales.

El procedimiento elegido por la *LIGO/Virgo Collaboration* consta de dos pasos fundamentales. Primero aplican una función llamada *whitten* al strain. El objetivo de la misma es suprimir el ruido extra en bajas frecuencias y en las líneas espectrales. Más detalladamente, esta función divide al dato por la amplitud espectral del ruido y la normaliza en el dominio de Fourier. Como consecuencia la serie temporal resultante ya no tiene las mismas unidades que antes. Luego aplican un filtro *IIR* pasabanda (*Butterworth*) de 30-350Hz y filtros *IIR* de rechazo de banda para eliminar líneas espectrales instrumentales fuertes que no han sido suprimidas con el *whittening*. En la sección 2 del artículo [12], se muestran los efectos causados por el uso de este método en el evento GW150914, por medio de la ASD, y en la simulación numérica (*template*).

En el artículo [11] se presenta otro método para estudiar el evento GW150914, cuyo objetivo era demostrar la robusticidad de la detección sin suposiciones especiales sobre el origen físico de la fuente ni del ruido. En este análisis usan el *strain* de 32s alrededor del evento. Construyen la *FFT* para obtener una ASD que contenga picos muy estrechos y un fondo del ruido de banda ancha suave. Aplican filtros de rechazo de banda para la eliminación de las líneas espectrales. Luego usan el mismo tipo de filtro pasabanda que en el caso anterior, pero cambian las frecuencias de corte a 30Hz y 300Hz.

Una diferencia clave entre estos procedimientos es que en la técnica utilizada por la *LIGO/Virgo Collaboration* modifica notablemente la señal original debido al *whittening*, mientras que los otros métodos se limitan al uso de filtros pasabanda y de rechazo de banda sin mayores modificaciones a la señal. Esto último se vuelve claramente visible al comparar los gráficos de ASD obtenidos luego de aplicar cada proceso. También hay diferencias en cuanto al rango temporal que usan cada uno e incluso en la frecuencia de sampleo. Otra diferencia importante es el tipo de filtro: algunos casos usan filtros *IIR* y en otro *FIR*.

Capítulo 3

Estudio preliminar del dato crudo

En esta sección se presentan las principales características de los datos proporcionados por la *LIGO/Virgo Collaboration* alrededor del evento GW170104, con lo cual los datos no han sido filtrados aún. Los datos publicados se encuentran en dos versiones, una cuya frecuencia de muestreo es 4096 y la otra es de 16384. Aquí se ha trabajado con la mayor frecuencia de muestreo. Primero se presentan los espectrogramas de cada medición en un rango temporal de ± 4 segundos centrado en el tiempo del evento. Luego los gráficos de la amplitud de la densidad espectral y por último los diagramas de fase para ver si hay correlación en los datos.

3.1. Espectrogramas del dato original

El estudio de los espectrogramas provee información visual útil que permite un análisis preliminar de ese tramo de la medición en busca de una señal astrofísica. Para la realización de los espectrogramas que se muestran en la figura 3.1 se usa la función de *matplotlib specgram* (ver C), los siguientes valores se corresponden con el seteo de los argumentos de esta función: $NFFT = fs/8 = 2048$, $noverlap = NFFT * 15/16 = 1920$, $window = blackman(NFFT)$, $cmap = 'jet'$, $vmax = 20 * \log_{10}(max\{strain_H_32\}) - 68 = -427,20$, $vmin = vmax - 32 = -459,20$, $xextent = [-4, 4]$.

Tanto para el espectrograma de Hanford como el de Livingston se usa el mismo valor de $vmax$ para poder hacer una mejor comparación entre las señales. También se eligió calcularlo con los datos de Hanford debido a que en los resultados presentados por la *LIGO/Virgo Collaboration* en [4] ya se observa que de ambas señales la de Hanford es la más intensa. Otra característica de este parámetro es que se calcula usando un rango de 32s alrededor del evento para obtener una mejor representación del ruido.

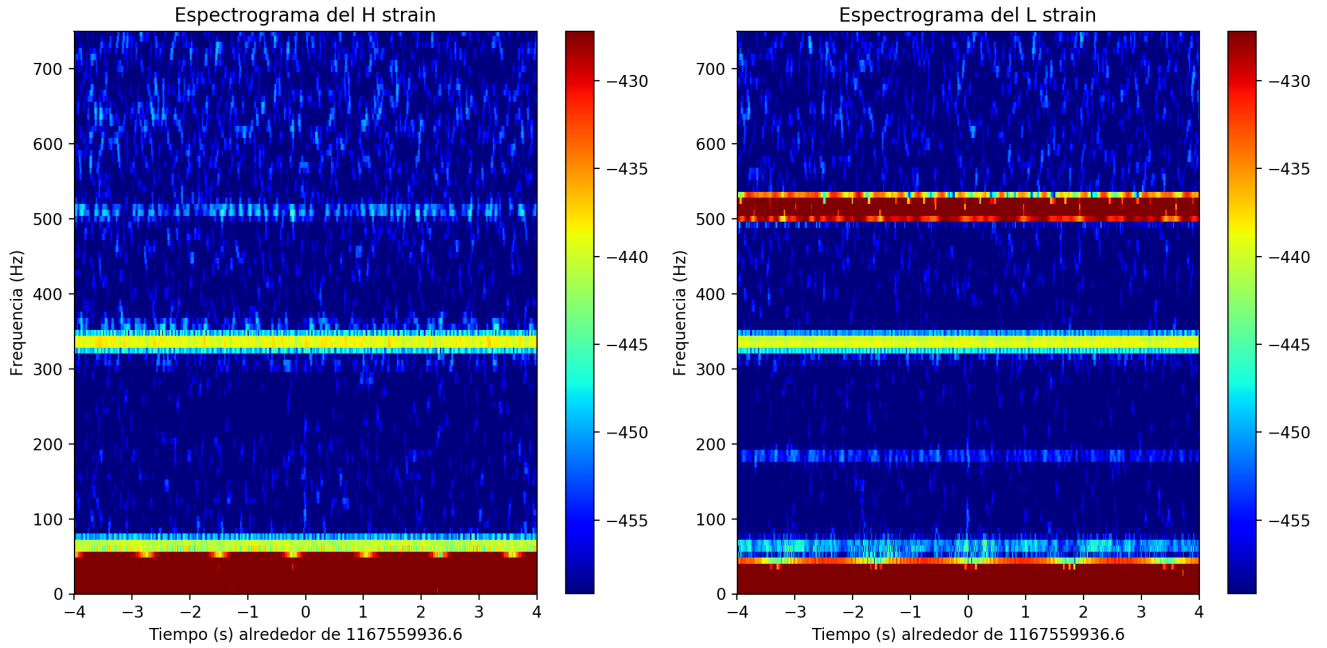


Figura 3.1: Espectrograma para el dato crudo de Hanford a la izquierda, y Livingston a la derecha; ± 4 segundos alrededor del tiempo del evento GW170104, en el rango de 0 a 750Hz.

Se puede apreciar en ambos espectrogramas una muy débil línea vertical alrededor del tiempo asignado al evento en un rango de frecuencias entre 50 y 250Hz aproximadamente. Que este comportamiento se aprecie en ambos detectores, a pesar de estar separados por una distancia de 3000km, indica que este evento probablemente es causado por un sistema astrofísico que se encuentra muy lejos de la Tierra.

3.2. Amplitud de la densidad espectral inicial

Con la amplitud de densidad espectral (ASD) se pretende obtener detalles de los ruidos intrínsecos de cada detector. Por esto último todo el estudio se hizo con una amplia extensión de datos de 256s alrededor del tiempo del evento. Trabajar con un intervalo de tiempo grande permite usar ventanas más amplias, que brindan más precisión en la determinación de frecuencias. A partir de la función `matplotlib.mlab.psd` (ver C), que calcula la densidad espectral de potencia (PSD) con el método del periodograma promedio de Welch, se obtiene la ASD tomando la raíz cuadrada. Se realizó un gráfico ASD vs. frecuencia para cada señal en escala logarítmica y con tres valores distintos para el ancho de la ventana, 4s, 21s y 90s, que se muestran en la figura 3.2.

En ésta se puede observar que a medida que se aumenta la amplitud de la ventana, la ASD muestra variaciones más amplias. Esto se debe a que también se aumenta la resolución en frecuencia.

Los picos que se observan en la figura 3.2 son las líneas espectrales de los detectores. Para poder eliminar estas contribuciones a la señal se debe saber cuales son estas frecuencias. Para esto se realizaron ampliaciones de los gráficos lo que permite identificar las frecuencias de los máximos de cada pico, y también se midió el ancho. Este último es determinante en la construcción de los

filtros.

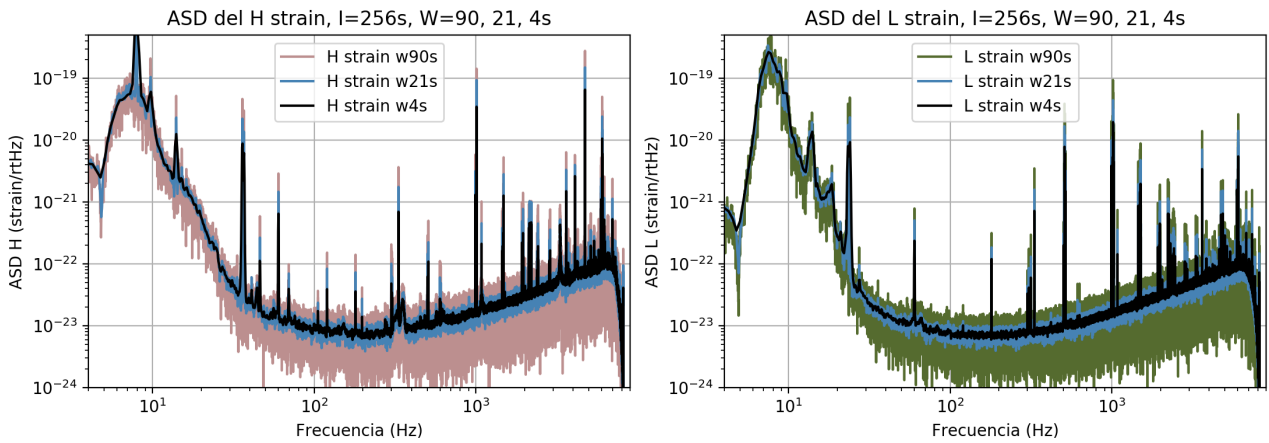


Figura 3.2: Amplitud de la densidad espectral para el dato crudo de Hanford a la izquierda, y Livingston a la derecha, en el rango de 4 a 9000Hz, para el intervalo de 256s alrededor del tiempo del evento con ventanas de 4s, 21s y 90s.

En la figura 3.3 se observan dos ejemplos de determinación de las frecuencias intrínsecas de los instrumentos. Para el primer caso vemos que son picos con frecuencias muy bien definidas y aisladas; y en el segundo caso hay muchos picos y muy cerca en frecuencia con lo cual en este último se lo marcó como un paquete.

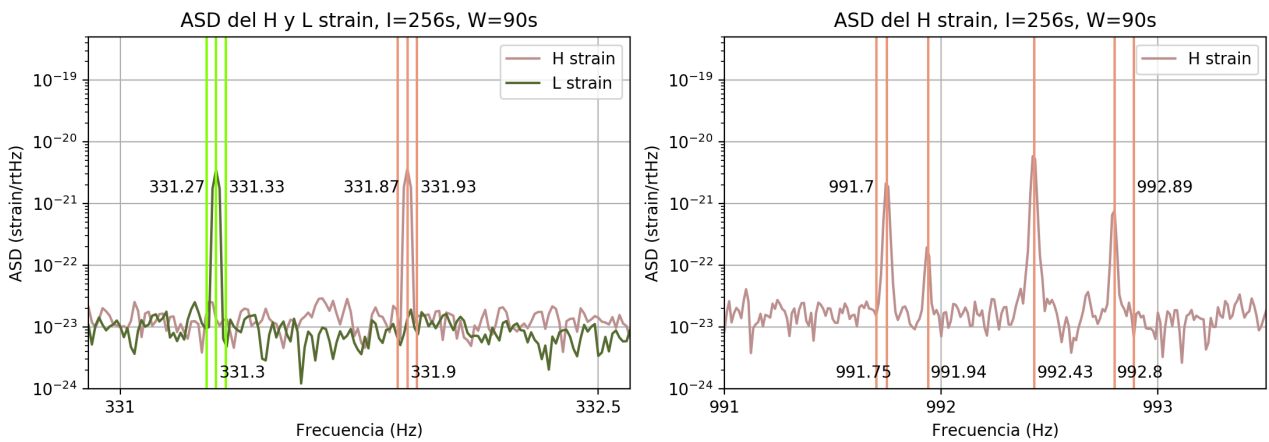


Figura 3.3: Amplitud de la densidad espectral para el dato crudo de Hanford y Livingston con una ventana de 90s, a la izquierda en un rango de 330,9 a 332,6Hz, y a la derecha solo para Hanford en un rango de 991 a 993,5Hz

3.3. Diagramas de fase del dato crudo

Se muestran los diagramas de fase del dato crudo de ambos detectores para 256s centrados al tiempo del evento hasta 500Hz en la figura 3.4. Estos estudios dependen mucho de la longitud del intervalo temporal y de la frecuencia de muestreo.

La fase y la frecuencia correspondiente se calculan usando las funciones de la biblioteca *numpy* *fft.rfftfreq*, *fft.rfft*, y *angle* (ver <https://numpy.org/devdocs/reference/routines.html>) del lenguaje *python*, el argumento de esta última es el resultado que se obtiene de aplicar *fft.rfft* al *strain*.

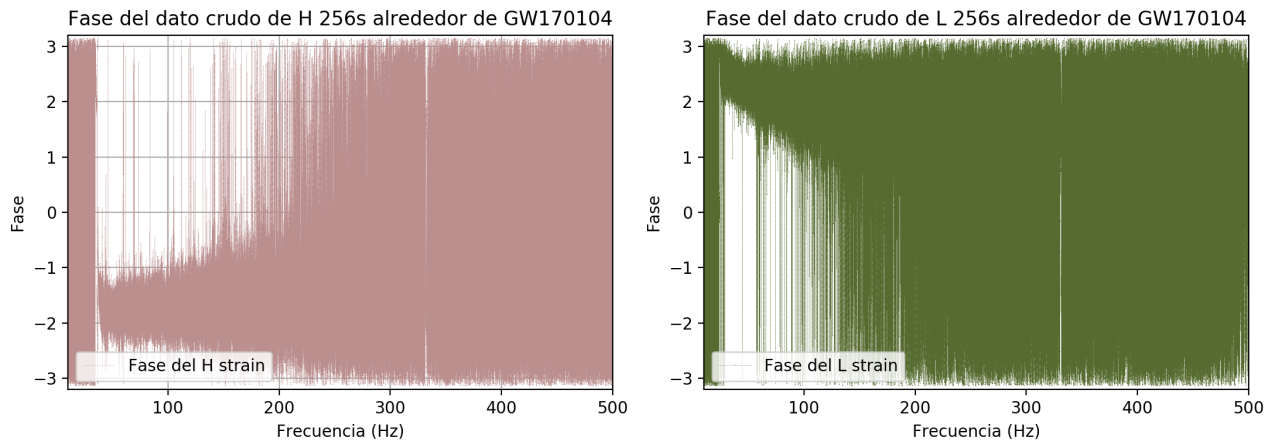


Figura 3.4: Diagramas de fase como función de la frecuencia para el dato crudo usando 256s alrededor del tiempo del evento, de 27Hz a 500Hz; a la izquierda Hanford y a la derecha Livingston.

En estos diagramas se puede ver que hay una fuerte correlación lo que implica serios problemas con el ruido. Se refuerza la interpretación de que en el dato crudo el ruido no es Gaussiano.

Capítulo 4

Esquema de filtrado

En esta sección se presentan las técnicas de filtrado que se han aplicado a las mediciones y se expone el comportamiento de las fases, la señal en el dominio temporal y los espectrogramas de los datos que se obtienen tras haber usado estas técnicas.

4.1. Primer filtrado pasabanda

Lo que se pretende hacer al usar un filtro pasabanda es acotar el rango de frecuencias al que uno espera que se encuentre señal astrofísica. Para realizar esto tenemos varios criterios. Uno de ellos es que los instrumentos no están calibrados por debajo de 10Hz ni por encima de 5KHz. Otro de los criterios se deriva de la presencia del exceso de ruido hasta los 20Hz. Se eligió que el rango sea de 27 a 1003Hz, el cual difiere del propuesto en [12], ya que la señal de Hanford presenta mucho ruido hasta los 27Hz.

Este filtro pasabanda se construyó a partir de un filtro pasaalto y uno pasabajo pertenecientes a la familia de filtros *FIR*. Su implementación se describe en el apéndice D. Como estamos interesados en estudiar 256s alrededor del tiempo del evento, y debido a que estos filtros producen efectos de borde, se usa el dato con 288s y luego se lo recorta para realizar los gráficos presentes en la figura 4.1.

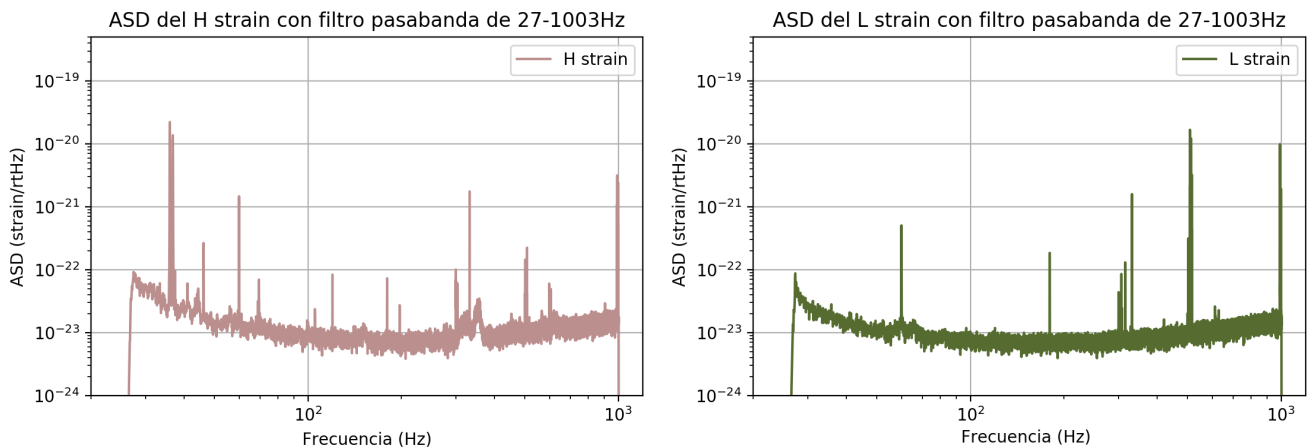


Figura 4.1: Amplitud de la densidad espectral en un rango de frecuencias de 20Hz a 1200Hz de los datos luego de aplicar el filtro *FIR* pasabanda de 27Hz a 1003Hz. Hanford a la izquierda y Livingston a la derecha.

En esta figura se puede observar el efecto de los filtros pasaalto y pasabajo, atenuando a partir de aquellas frecuencias elegidas. A su vez, se observa que en la curvatura inicial a bajas frecuencias la de Hanford es un poco más pronunciada que la de Livingston.

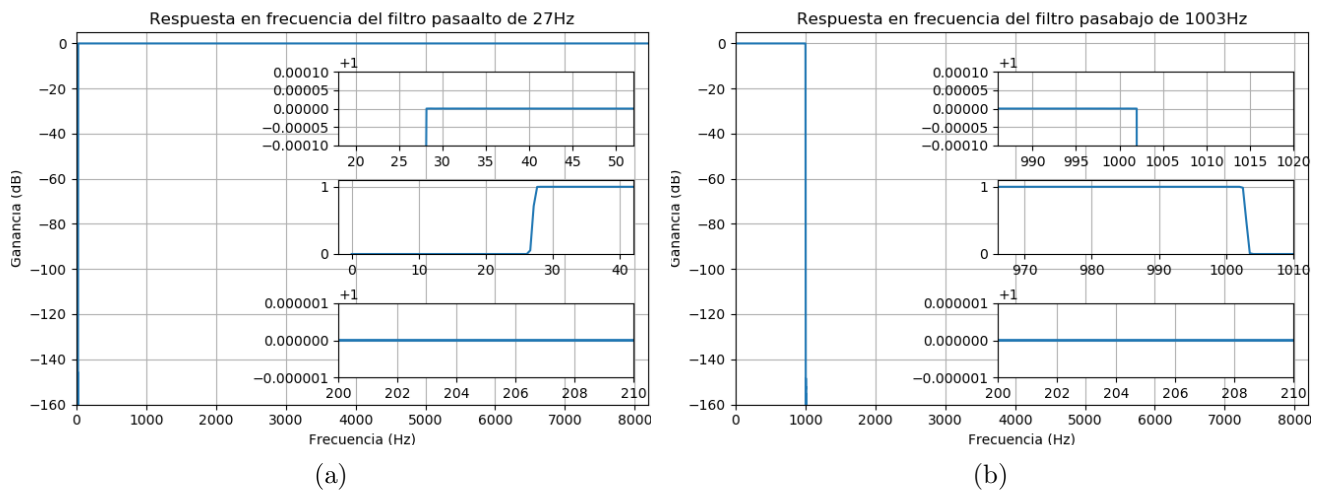


Figura 4.2: Respuesta en la frecuencia de los filtros pasaalto 4.2(a) y pasabajo 4.2(b).

En la figura 4.2 se muestra la respuesta en la frecuencia para los filtros pasaalto y pasabajo que se han utilizado para la construcción del filtro pasabanda. Estos muestran el comportamiento deseado para estos tipos de filtros. De hecho se puede ver que no hay presencia del fenómeno de Gibbs, mencionado en 2.5, confirmando que el uso de ventanas que reducen los coeficientes del filtro suavemente a cero eliminan este efecto.

4.2. Filtrado de frecuencias intrínsecas de los detectores

Para filtrar las frecuencias intrínsecas de los detectores se usan los filtros de rechazo de banda, que atenúan a muy bajos niveles en un rango específico de frecuencias y deja el resto inalterado. En esta etapa de filtrado es donde se usan las frecuencias que se han marcado en el análisis preliminar de la ASD. Este filtrado se realiza sobre los *strain* en un rango temporal de 272s. El cálculo de los mismos se describe en el apéndice D.

En la figura 4.3 se observa la ASD luego de haber aplicado el filtro de rechazo de banda a las mediciones de cada detector. En la misma se ve que las líneas espectrales han desaparecido, que es justo lo que se esperaba del uso de este filtro. A su vez, se aprecia un comportamiento casi plano, excepto por la curvatura inicial a baja frecuencia, que puede estar relacionado con el ruido de color, y por la elevación en los datos de Hanford entre 300Hz y 400Hz, que por su extensión de frecuencias no está contemplado en el diseño de estos filtros. La idea detrás de la decisión de no filtrar las bajas frecuencias en esta etapa es permitir la posibilidad de observar la señal física en esta franja inicial del espectro.

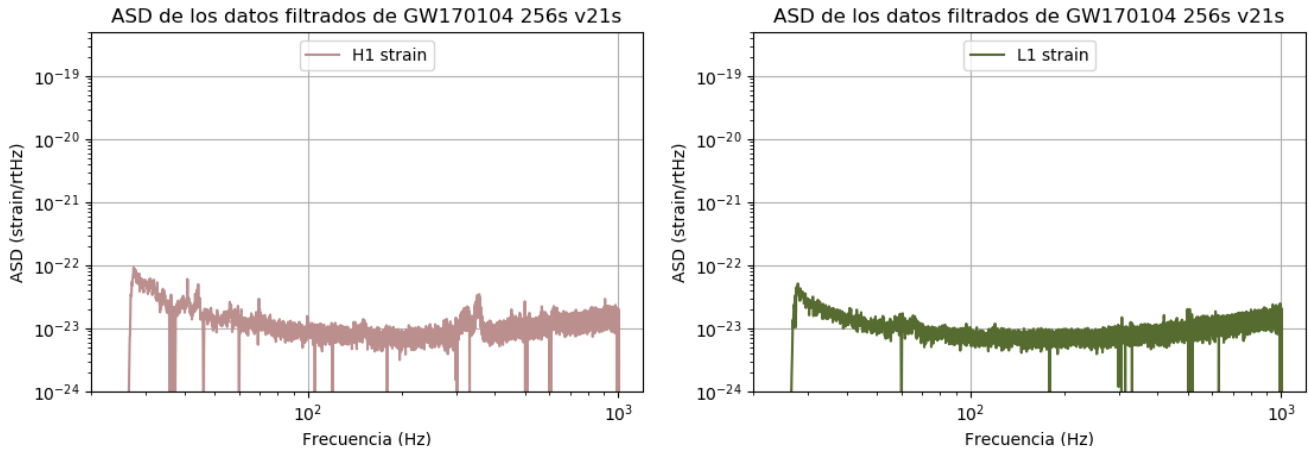


Figura 4.3: Amplitud de la densidad espectral en un rango de frecuencias de 20Hz a 1200Hz de los datos luego de los filtros *FIR* pasabanda de 27Hz a 1003Hz y de rechazo de banda. Handford a la izquierda y Livingston a la derecha.

En la figura 4.4 se presenta la ASD luego de aplicar los filtros de rechazo de banda en intervalos de frecuencia idénticos a los de la figura 3.3. Esto se muestra para observar el efecto del filtro alrededor de las frecuencias intrínsecas.

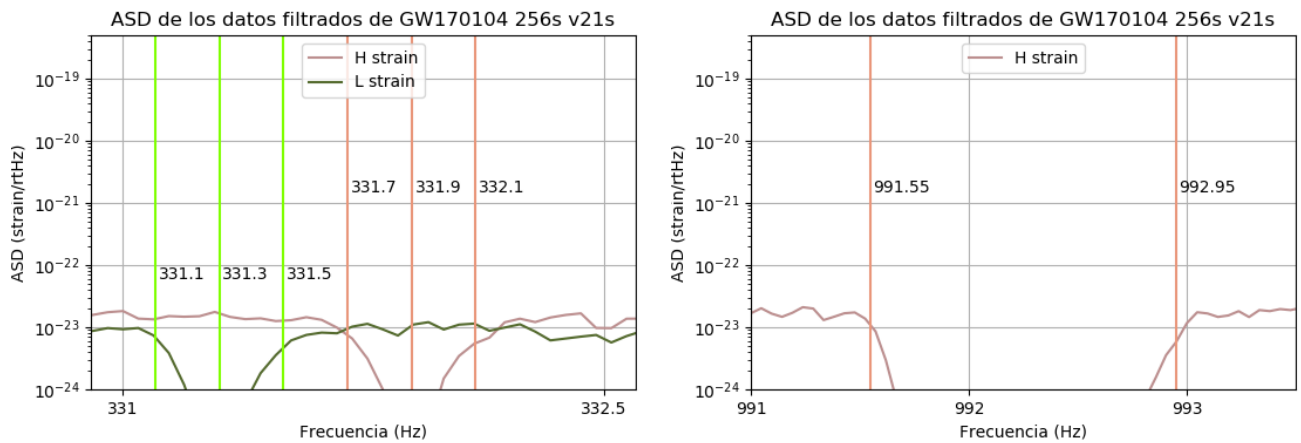


Figura 4.4: Amplitud de la densidad espectral para los datos luego de los filtros de rechazo de banda con una ventana de 21s; a la izquierda en un rango de 330,9 a 332,6Hz para Hanford y Livingston, y a la derecha solo para Hanford en un rango de 991 a 993,5Hz.

A su vez en estos gráficos se marcan las frecuencias utilizadas para la realización del filtro. Además en 4.4(a) se mantuvieron las frecuencias correspondiente a los máximos de los picos para visualizar su ubicación.

4.3. Comportamiento de la fase luego del filtrado

En la figura 4.5 se muestra cómo las fases se distribuyen a través del rango de frecuencia de 27 a 500Hz, de los 256s de los datos de ambos detectores, luego de que se hayan aplicado los filtros *FIR* pasabanda y de rechazo de banda.

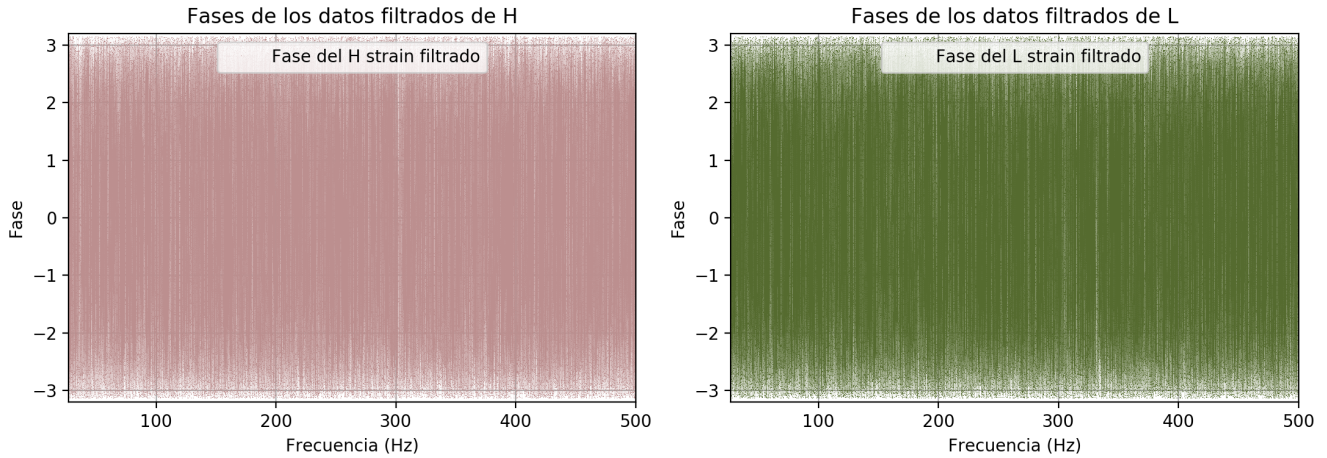


Figura 4.5: Diagramas de fase como función de la frecuencia para los datos filtrados usando 256s alrededor del tiempo del evento, de 27Hz a 500Hz, a la izquierda Hanford y a la derecha Livingston.

Se puede observar que las fases se distribuyen equitativamente en el rango de frecuencias de interés, mostrando un comportamiento del ruido casi Gaussiano. Ésta es una fuerte indicación de que se puede suprimir la correlación de fase inicial en el dato crudo, y también que esta correlación se debía a las excitaciones intrínsecas de los detectores.

4.4. Estudio en el dominio temporal luego del filtrado

Luego de haber aplicado los filtros, es necesario trabajar en el dominio temporal para ver los resultados obtenidos. Como los detectores están distanciados espacialmente, el tiempo en el que detectan la señal no será el mismo. Por este motivo, lo primero que se debe hacer es determinar esta diferencia en el tiempo. Para ello seguimos lo implementado por la *LIGO/Virgo Collaboration* en [4]. Que consiste en mantener fija la medición de Hanford, invertir la medición de Livingston para dar cuenta de las diferentes orientaciones de los detectores y moverla hasta hacer coincidir los picos de máxima amplitud. En este trabajo se usa el mismo origen temporal que el empleado en la publicación de la *LIGO/Virgo Collaboration*; por lo que de esta manera el máximo para Hanford ocurre a los $-7,6\text{ms}$. Al proceder a hacer coincidir los máximos de los dos datos se obtiene que el desfase temporal es de $2,75\text{ms}$. A continuación se presenta el estudio en dos rangos temporales: uno de $-0,1\text{s}$ a $0,025\text{s}$ y otro un poco más extenso de $0,35\text{s}$ a $0,025\text{s}$.

4.4.1. En el rango $[-0,1;0,025]\text{s}$

Primeramente estudiaremos el rango analizado en la publicación de la *LIGO/Virgo Collaboration* [4]. Las figuras 4.6 y 4.7 contienen gráficos de los datos filtrados de Hanford y Livingston con distintas frecuencias de corte para el filtro pasabajo: 1003Hz, 900Hz, 700Hz, 500Hz, 350Hz, 200Hz, 100Hz y 35Hz. En 4.6(a) se observa que los mínimos del pico máximo están por encima del cero, y esto deja de verse a medida que se filtra la alta frecuencia, sugiriendo que hay señal de alta frecuencia montada en baja frecuencia. Además en los gráficos de 4.6 parece haber una señal

común en ambos datos, alrededor de 0,00195s, con contribuciones de alta frecuencia, mientras que en 4.7 se empiezan a desfazar y al mismo tiempo la amplitud desciende.

Entonces se obtienen dos resultados importantes. Por un lado en el máximo local, alrededor del tiempo -0,0076s, parece haber superpuesta una señal de alta frecuencia que no aparece en la figura 1 de la publicación [4]. Además, comparando el gráfico 4.6(a) con el que aparece en la publicación de la *LIGO/Virgo Collaboration*, vemos que en el primero hay una coincidencia sorprendente entre las señales grabadas por ambos detectores, alrededor del tiempo 0,0019s; que demuestran concordancia de amplitud, frecuencia y fase para al menos un ciclo completo, muy cerca temporalmente del tiempo nominal del evento; esto es a -0,0076s, mientras que en la segunda ha sido suprimida en su totalidad. La cercanía temporal sugiere estudiar este fenómeno en detalle con el objeto de ver si se puede descartar que esta concordancia se deba a simple aleatoriedad.

En todos los gráficos de la figura 4.6, e incluso en los dos primeros gráficos de 4.7, se observa una gran coincidencia en prácticamente todo el intervalo temporal, incluso luego del tiempo 0 (que se corresponde con el tiempo 1167559936.6 GPS). Mientras que las figuras 4.7(c) y 4.7(d) muestran un pequeño desfase, insinuando un tiempo de corrimiento distinto para bajas frecuencias.

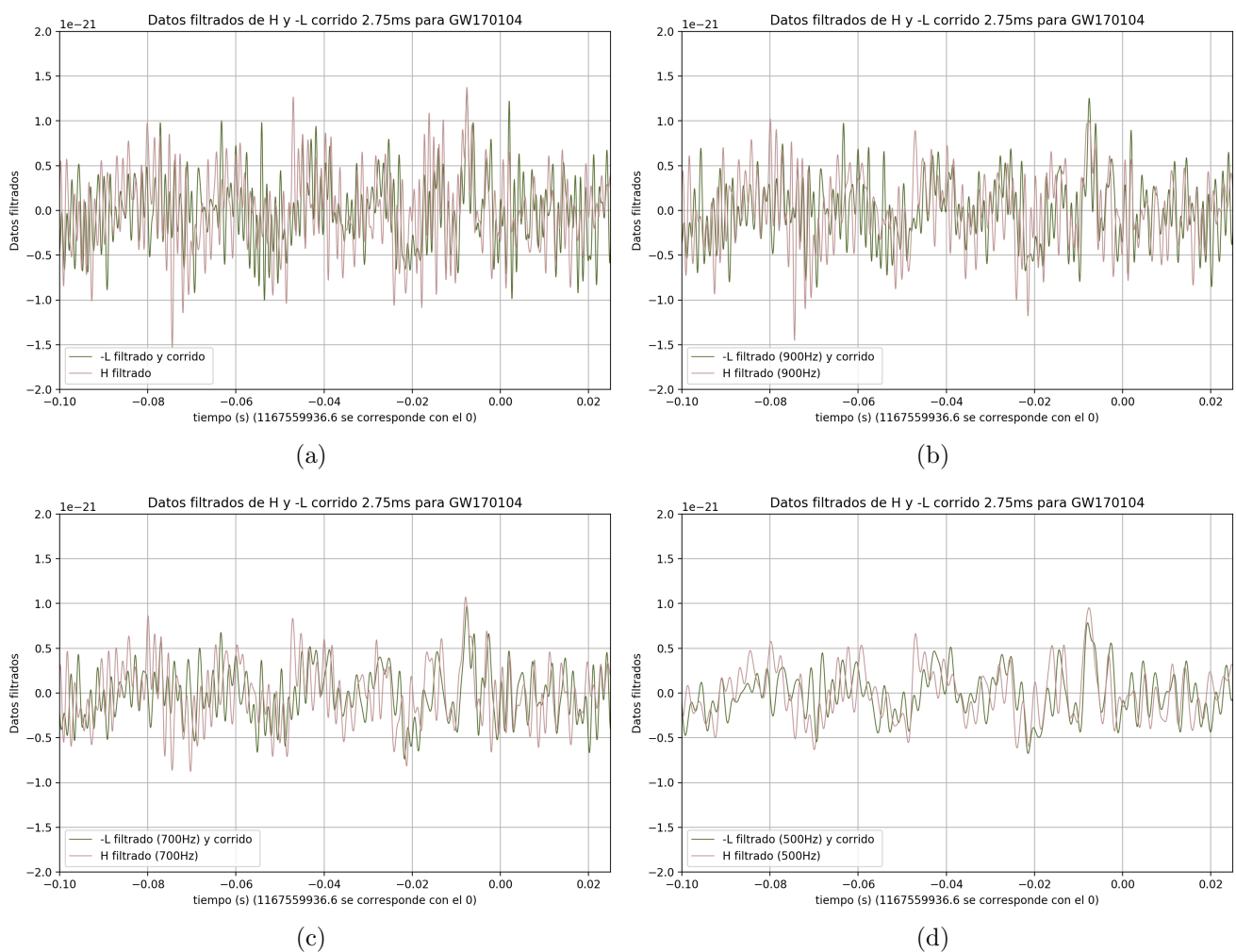


Figura 4.6: H y L strain filtrados en un rango temporal de -0,1 a 0,025s para distintas frecuencias de corte para el filtro pasabajo. En 4.6(a) la frecuencia de corte es 1003Hz, 4.6(b) es 900Hz, 4.6(c) es 700Hz y 4.6(d) es 500Hz.

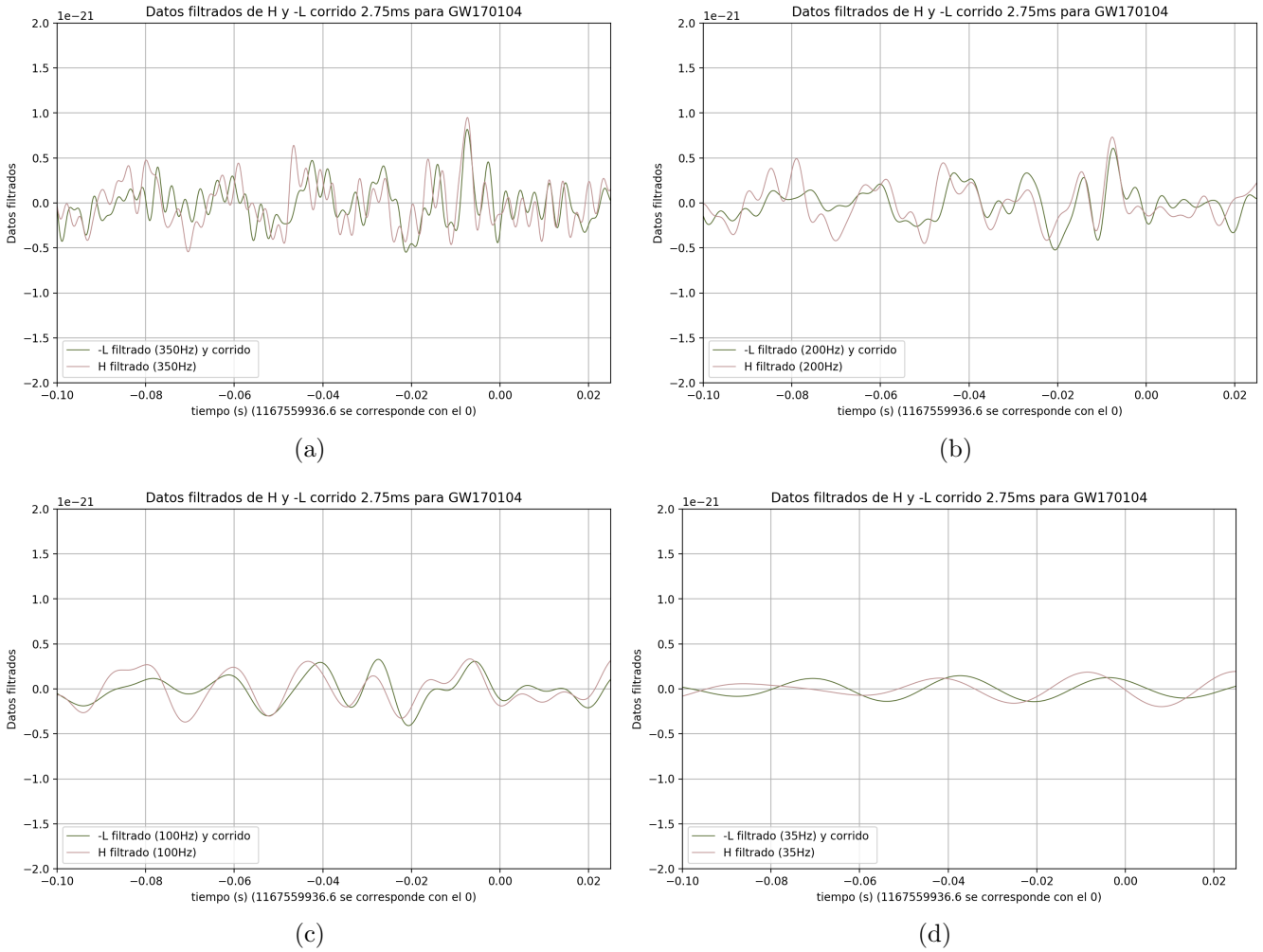


Figura 4.7: H y L strain filtrados en un rango temporal de $-0,1$ a $0,025$ s para distintas frecuencias de corte para el filtro pasabajo. En 4.7(a) la frecuencia de corte es 350Hz, 4.7(b) es 200Hz, 4.7(c) es 100Hz y 4.7(d) es 35Hz.

4.4.2. En el rango $[-0,35;0,025]$ s

Aquí se extiende el estudio de la señal a un rango que incluye datos a tiempos menores al considerado en la publicación de la *LIGO/Virgo Collaboration*. Las figuras 4.8 y 4.9 contienen gráficos de los datos filtrados con las mismas frecuencias de corte que en el análisis anterior pero con el rango temporal extendido. Las mismas sugieren que hay coincidencia en un intervalo temporal más grande que en el rango mostrado anteriormente. De ser así, es de esperar que provenga de las contribuciones de baja frecuencia de la fase en espiral de la evolución del sistema binario de agujeros negros que se describió en la sección 2.3. Ésta fue la principal motivación de haber elegido una frecuencia de corte para el filtro pasabajo menor que la utilizada en otros trabajos. Así como también de aplicar filtros pasabajo con frecuencias de corte bajas, como las presentadas en la figura 4.9. Contribuyendo a una mejor visualización del comportamiento de la señal a bajas frecuencias.

Los gráficos se presentan aquí de tal forma que el lector pueda visualizar los cambios en la señal a medida que se baja la frecuencia de corte de manera progresiva. En los gráficos de la figura 4.8 y 4.9(a) se debe prestar especial atención a la mejoría en la concordancia a tiempos menores y a

su vez, a que la señal está gobernada por una onda de baja frecuencia. Luego para los strains con los filtros pasabajo de 200Hz, 100Hz y 35Hz, que se exponen en las figuras 4.9(b), 4.9(c) y 4.9(d) respectivamente, se debe observar cómo se van desfasando las señales cada vez más. Esto, al igual que en el análisis anterior, implicaría un tiempo de corrimiento diferente para bajas frecuencias.

Además en la última se vuelve visible que hay una contribución a baja frecuencia con mayor amplitud en la señal de Hanford. Si la misma tuviese origen en un proceso estocástico, entonces podría ser explicada observando que en la figura 4.3 la densidad de amplitud espectral de Hanford es mayor que la de Livingston alrededor de los 29Hz. Sin embargo, la figura 4.9(a) nos muestra una gran concordancia, incluso en las bajas frecuencias, hasta tiempos tempranos alrededor de $-0,26$ s. Esto invita a realizar un estudio más profundo para ver si existe una señal física, de origen común, en el rango $[-0,26 : 0,02]$ s alrededor del tiempo nominal del evento GW170104. Se planea llevar a cabo este estudio mediante las herramientas introducidas en [13].

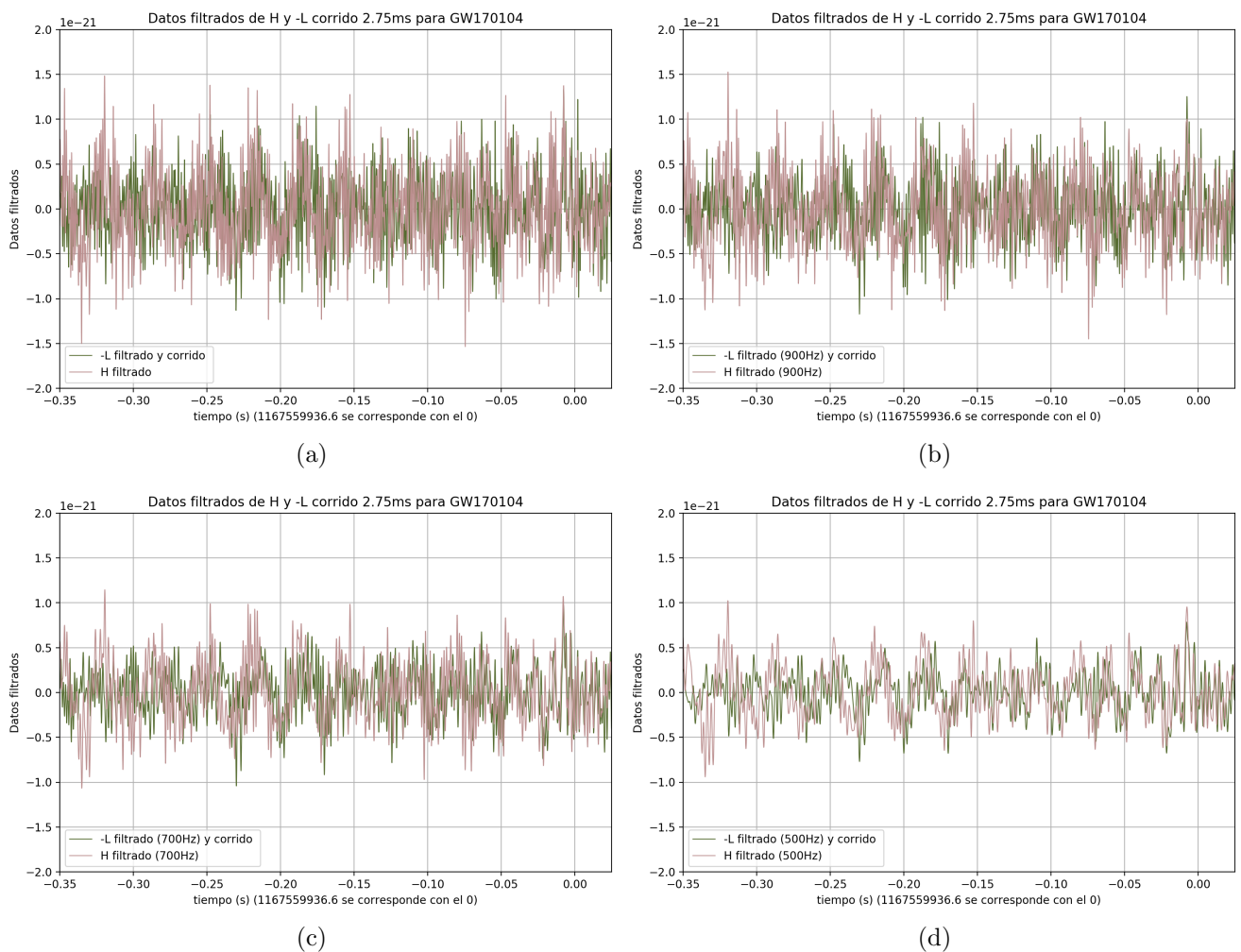


Figura 4.8: H y L strain filtrados en un rango temporal de $-0,35$ a $0,025$ s para distintas frecuencias de corte para el filtro pasabajo. En 4.8(a) la frecuencia de corte es 1003Hz, 4.8(b) es 900Hz, 4.8(c) es 700Hz y 4.8(d) es 500Hz.

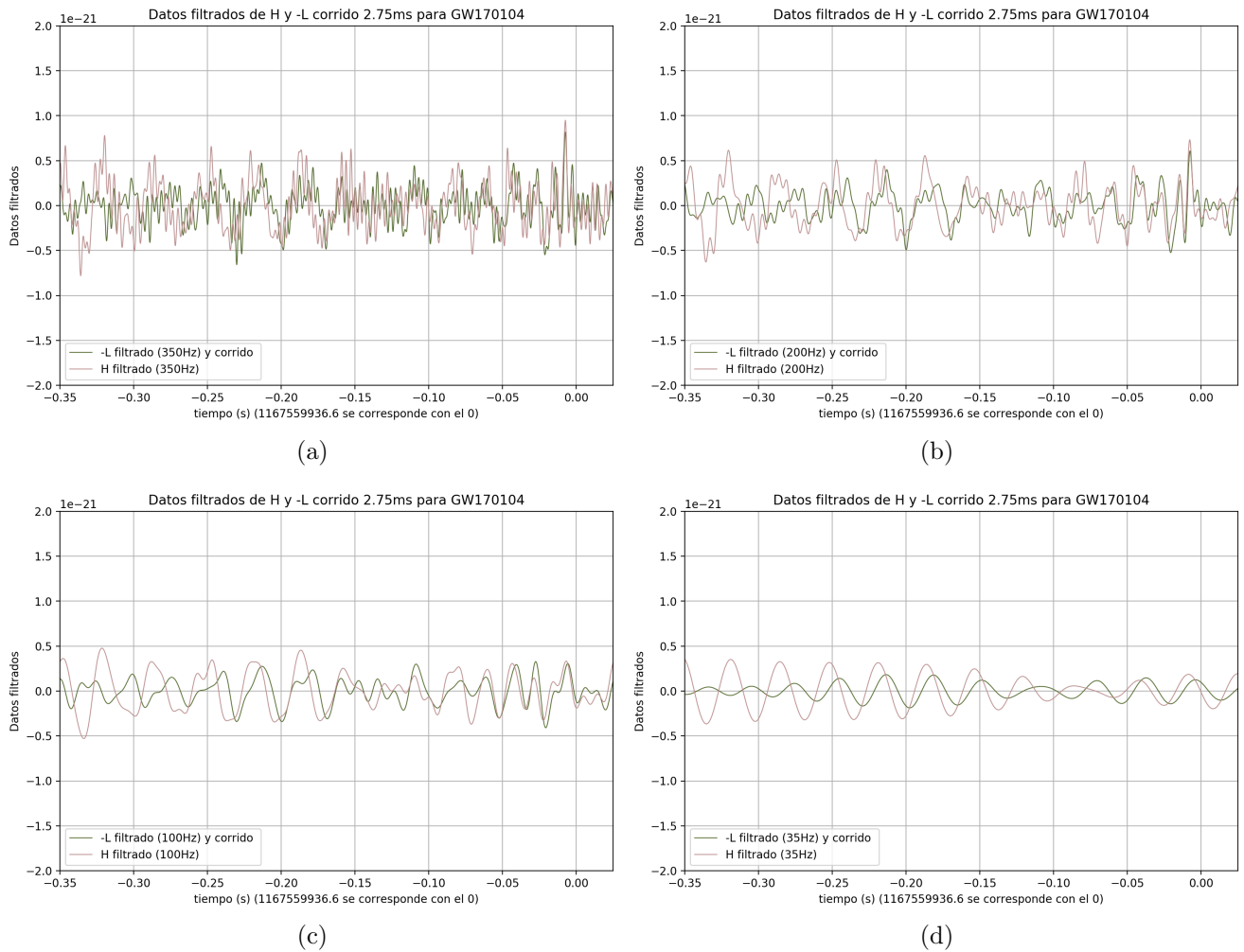


Figura 4.9: H y L strain filtrados en un rango temporal de -0,35 a 0,025s para distintas frecuencias de corte para el filtro pasabajo. En 4.9(a) la frecuencia de corte es 350Hz, 4.9(b) es 200Hz, 4.9(c) es 100Hz y 4.9(d) es 35Hz.

4.5. Espectrogramas de las señales filtradas

En la figura 4.10 se presentan los gráficos correspondientes a los espectrogramas luego de aplicar los filtros a los strain. En estos se observa un aumento en la frecuencia que llega hasta aproximadamente los 250Hz en la medición de Hanford (ver 4.10(a)), y apenas un poco más de 200Hz en los de Livingston (ver 4.10(b)). También en la figura 4.10(c) se muestra el espectrograma de la media de ambos strain. Para el cálculo de la media al dato de Livingston se lo invirtió y se lo corrió como se indica en la sección 4.4. Esto puede hacerse debido a que las direcciones elegidas para los brazos de los detectores de LIGO conducen a que sean sensibles a casi la misma componente de la polarización de la señal.

Para la realización de los espectrogramas se setearon los argumentos de la función *specgram* con los siguientes valores: $NFFT = f_s/8 = 2048$, $noverlap = NFFT * 15/16 = 1920$, $window = np.blackman(NFFT)$, $cmap = 'jet'$, $xextent = [-4, 4]$ para la figura 4.10 y $xextent = [-0,3, 0,3]$ para la figura 4.11, para los H y L strain se usaron los mismos valores de $vmax$ y $vmin$, siendo $vmax = -441,24$ y $vmin = -458,24$, mientras que para la media los valores usados son $vmax = -445,37$ y

$v_{\min} = -460,37$.

Se observa en la figura 4.10(a) alrededor de los 350Hz un ruido considerable, que si vemos la figura 4.3 se relaciona con la elevación que tiene lugar entre 300Hz y 400Hz. Por la naturaleza del mismo, no es posible aplicar el tipo de filtro que se ha elegido para la realización de este trabajo. Se observa que la gráfica 4.10(c) muestra una reducción apreciable del ruido.

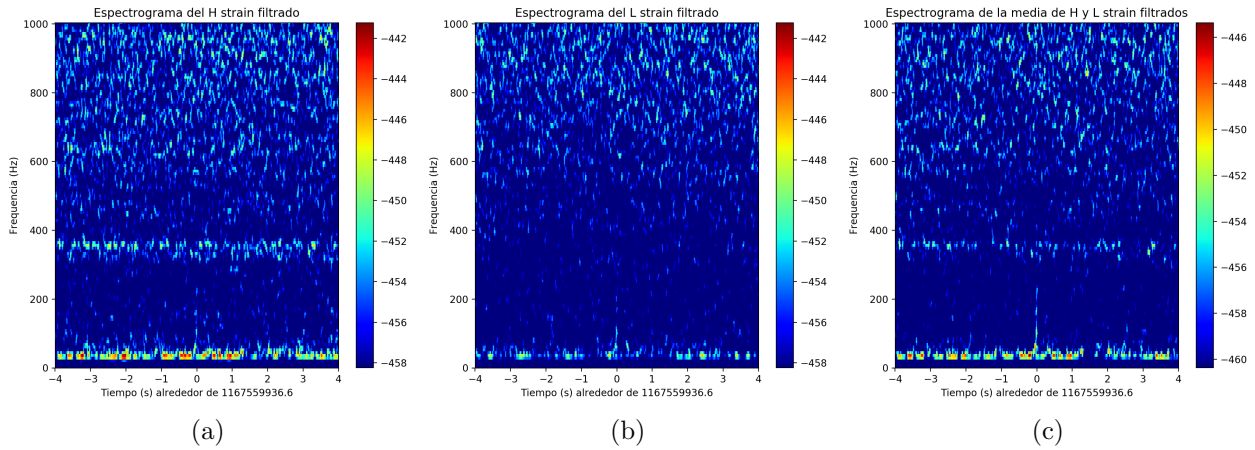


Figura 4.10: Espectrograma para los datos filtrados; ± 4 segundos alrededor del tiempo del evento GW170104, en la rango de 0 a 1003Hz. En 4.10(a) Hanford, en 4.10(b) Livingston y en 4.10(c) la media entre ambas mediciones.

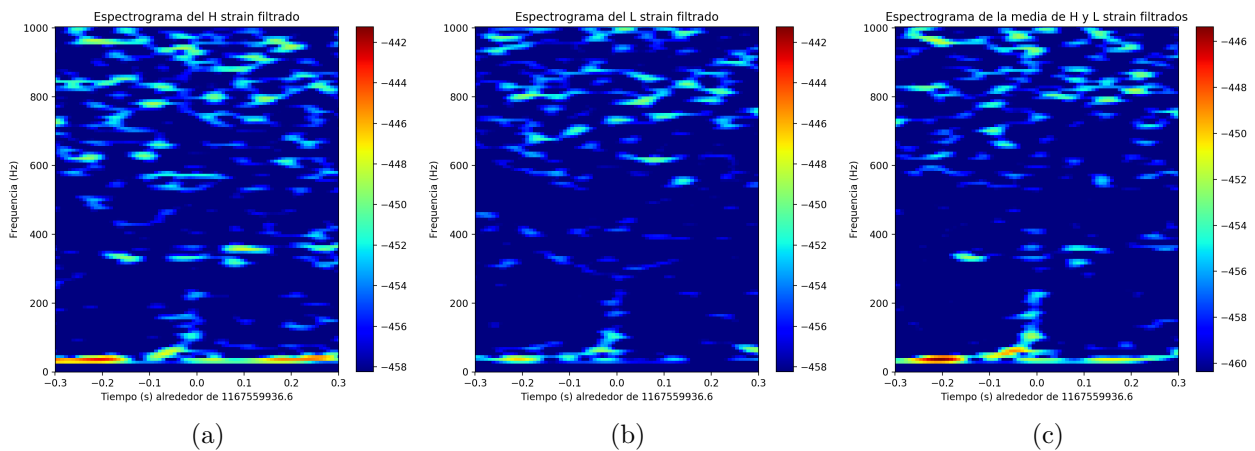


Figura 4.11: Espectrograma para los datos filtrados; $\pm 0,3$ segundos alrededor del tiempo del evento GW170104, en la rango de 0 a 1003Hz. En 4.11(a) Hanford, en 4.11(b) Livingston y en 4.11(c) la media entre ambas mediciones.

Debido a que la señal es muy débil, para una mejor visualización se presentan los gráficos de la figura 4.11; que muestran los espectrogramas en un intervalo temporal de $\pm 0,3$ s alrededor del tiempo del evento. En 4.11(a) y 4.11(b) se distingue mejor cómo aumenta la frecuencia con el tiempo. Por otro lado, en 4.11(c), se expone la media de ambas señales, en la cual se aprecia una reducción considerable del ruido por debajo de los 600Hz y no tanto por encima de esta frecuencia. Sin embargo parece haber señal a frecuencias por encima de los 250Hz, que es hasta donde se observa señal en los otros espectrogramas. Este gráfico nos sugiere que hay señal en el dominio de frecuencias hasta casi los 450Hz.

Más aún, al ver en detalle la parte superior central del gráfico 4.11(c), que corresponde a tiempos cercanos al tiempo nominal del evento y a altas frecuencias, se observa un grupo de coincidencias que podrían ser asignadas a las concordancias observadas en los gráficos en el dominio temporal de las dos señales de los detectores de LIGO. La aparición de otras concordancias en esta figura del espectrograma de la media, que podrían ser estocásticas, impiden realizar una conclusión definitiva al respecto.

Capítulo 5

Comentarios finales

En este trabajo se usaron las técnicas de preprocesado de señales introducidas en [12] para aplicarlas al evento GW170104. Estas técnicas permiten una buena descripción del ruido y un buen comportamiento de las fases luego de haber aplicado el filtrado, además de prácticamente no distorsionar la señal en el rango de frecuencias principal.

En el análisis realizado en la primera parte de la sección 4.4 se obtienen dos resultados importantes. Uno de ellos es que alrededor del tiempo $-7,6\text{ms}$, donde se ubica el máximo local, hay señal de alta frecuencia montada en baja frecuencia de forma similar en ambos strain. A partir de los gráficos de la figura 4.6 se concluye que la frecuencia de esta señal se encuentra entre 700Hz y 1003Hz . Debido a que la *LIGO/Virgo Collaboration* usa un filtro pasabajo de 350Hz no es posible apreciar ese comportamiento en el gráfico presentado en la publicación [4]. Se sugiere estudiar con mayor detalle esta concordancia de ondas de alta frecuencia, ya que insinúa la posibilidad de la existencia de señal astrofísica. Otro resultado, derivado de lo mismo, es el hallazgo de una coincidencia sorprendente entre las señales de ambos detectores, alrededor del tiempo $1,95\text{ms}$, observada en el gráfico 4.6(a); esta concordancia es en amplitud, frecuencia y fase para al menos un ciclo completo. Al igual que en el caso anterior, la frecuencia estaría entre 700Hz y 1003Hz , ya que desaparece desde el gráfico 4.6(d) en adelante. Debido a la cercanía temporal con el tiempo nominal del evento se sugiere estudiar este fenómeno en detalle con el objetivo de verificar que esta concordancia no se daba a factores aleatorios y por lo tanto se pueda inferir su procedencia de un fenómeno astrofísico. En caso de que esta coincidencia fuera parte de la señal astrofísica pertenecería a la fase del ringdown, descrita en la subsección 2.3.

En la segunda parte de la sección 4.4, en la cual se estudió un rango temporal más extenso que el propuesto en [4], se logró identificar una concordancia que estaría gobernada por una onda de baja frecuencia. Como esta coincidencia ocurre a tiempos menores que el tiempo elegido como inicio del evento, se extendería la duración de la señal astrofísica. Esto se observó en los gráficos de las figuras 4.8 y 4.9. Esta concordancia fue mejorando a medida que se bajaba la frecuencia de corte hasta que a partir de la frecuencia de corte de 200Hz las señales muestran un pequeño desfasaje. Esto último también se vió en el análisis anterior, con lo cual se podría estudiar con mayor detalle la relación entre el tiempo de corrimiento y la frecuencia de la señal. Si esta coincidencia a tiempos menores se corrobora, es de esperar que la misma provenga de las contribuciones a baja frecuencia de la fase

en espiral de la evolución de la coalescencia de agujeros negros, que se describió en la sección 2.3. El hallazgo de esta concordancia era la principal motivación de haber elegido una frecuencia de corte para el filtro pasaalto menor que la utilizada en otros trabajos. Así como también de aplicar filtros pasabajo con frecuencias de corte bajas. Lo que contribuyó a una mejor visualización del comportamiento de la señal a bajas frecuencias.

De este análisis también se vuelve visible que hay una contribución a baja frecuencia con mayor amplitud en la señal de Hanford. Si la misma tuviese origen en un proceso estocástico, entonces podría ser explicada observando que en la figura 4.3 la densidad de amplitud espectral de Hanford es mayor que la de Livingston alrededor de los 29Hz. Sin embargo, la figura 4.9(a) muestra una gran concordancia, incluso en las bajas frecuencias, hasta tiempos tempranos alrededor de -0,26s.

Estos resultados están directamente relacionados con la técnica de filtrado propuesta, en parte por usar una frecuencia de corte más chica en el filtro pasaalto y en parte por no modificar el contenido de frecuencias a bajas frecuencias.

Todas estas observaciones inducen a considerar la realización de un estudio más profundo para corroborar la existencia de una señal astrofísica, de origen común, en el rango $[-0.26:0.02]$ s alrededor del tiempo nominal del evento GW170104. Se sugiere proceder este estudio aplicando las herramientas propuestas en [13].

El estudio de los espectrogramas de las señales filtradas en la sección 4.5 proporcionó otra forma de visualizar las coincidencias entre las señales de Hanford y Livingston. Comparando los espectrogramas del dato inicial presentados en 3.1 con los de la señal filtrada en 4.10, se puede observar que la línea vertical sigue siendo muy débil en ambos detectores. Pero en el espectrograma de la media de ambas señales se puede distinguir un poco mejor. Esto último se debe a la reducción del ruido.

Como la señal sigue siendo débil luego del filtrado se presentaron los espectrogramas en un rango temporal de $[-0,3; 0,3]$ s en 4.11. En ésta se distingue mejor cómo aumenta la frecuencia en el tiempo. A su vez, en la media de ambas señales, se ve una reducción considerable del ruido por debajo de los 600Hz y no tanto por encima de esta frecuencia. A pesar de que no parece haber señal a frecuencias mayores a los 250Hz en los espectrogramas de Hanford y Livingston, la media de ambas señales indica que podría encontrarse señal hasta los 450Hz. A pesar de la observación de las concordancias en la parte superior central del espectrograma de la media, que podrían estar relacionadas con las coincidencias de alta frecuencia observadas en el análisis del dominio temporal, la aparición de otras concordancias en esta figura impiden la conclusión definitiva al respecto. Reforzándose así la iniciativa de proseguir el análisis con otras técnicas.

Esto completa el estudio de aplicar las técnicas de pre-procesamiento desarrolladas en [12] al caso de los datos de ondas gravitacionales asociadas al evento GW170104.

Apéndice A

NumPy

NumPy es una biblioteca de Python, que le agrega mayor soporte para vectores y matrices, constituyendo una biblioteca de rutinas y funciones matemáticas de alto nivel para operar con esos vectores o matrices. Para importar la extensión se lo hace de la siguiente forma:

```
>>> import numpy as np
```

Debajo se explica como crear arreglos y se explicitan algunas rutinas y funciones, que son las utilizadas en los programas principales del trabajo.

Creando arreglos

Un arreglo multidimensional es una tabla de elementos, todos del mismo tipo, indexado por una tupla de enteros no negativos. En NumPy las dimensiones se llaman ejes, y a un arreglo se lo llama `ndarreglo`. Los atributos más importantes de un objeto `ndarreglo` son:

- `ndarreglo.ndim`
el número de ejes del arreglo.
- `ndarreglo.shape`
una tupla de enteros que indican el tamaño del arreglo en cada eje. Para una matriz con n filas y m columnas, esto devolverá (n,m) . La longitud de la tupla será el número de ejes, `ndim`.
- `ndarreglo.size`
el número total de elementos del arreglo. Que es igual al producto de los elementos de `shape`.
- `ndarreglo.dtype`
es un objeto que describe el tipo de los elementos en el arreglo.

Para crear arreglos existen varias formas. Una de ellas es usar la función `array`, el tipo del arreglo resultante se deduce del tipo de los elementos en la secuencia, aunque se puede especificar. Para entender como se usa, se ejemplifican los siguientes dos arreglos:

```

>>> a = np.array([2,3,4])
>>> a
array([2, 3, 4])
>>> a.dtype
dtype('int64')
>>> b = np.array([(1.5,2,3), (4,5,6)], dtype=float64)
>>> b
array([[ 1.5,  2. ,  3. ],
       [ 4. ,  5. ,  6. ]])

```

En estos ejemplos, a es un arreglo de un eje (1-D) de longitud 3 y b es un arreglo de dos ejes (2-D).

Para crear secuencias de números, NumPy provee dos funciones *arange* y *linspace* para hacer esto, con la diferencia es que en la primera uno especifica el paso mientras que en la segunda la cantidad de elementos que se quiere. Cuando en *arange* se usa un número de paso de tipo punto flotante, no es posible predecir el número de elementos que tendrá el arreglo y por lo tanto en esos casos es mejor usar la función *linspace*.

```

>>> np.arange( 10, 30, 5 )           # números de 10 a 30 con pasos de a 5
array([10, 15, 20, 25])
>>> np.arange( 0, 2, 0.3 )
array([ 0. ,  0.3,  0.6,  0.9,  1.2,  1.5,  1.8])

>>> np.linspace( 0, 2, 9 )           # 9 números desde 0 a 2
array([ 0. ,  0.25,  0.5 ,  0.75,  1. ,  1.25,  1.5 ,  1.75,  2. ])

```

<https://numpy.org/devdocs/user/quickstart.html>

Apéndice B

h5py

La biblioteca h5py brinda funciones para crear, leer y modificar archivos que se encuentran en formato HDF5. Un archivo HDF5 contiene dos tipos de objetos: datasets, que son colecciones de tipo arreglo de datos, y grupos, que son contenedores tipo carpeta que contienen datasets y otros grupos. Lo más importante a recordar cuando usamos h5py es que los grupos trabajan como diccionarios y los datasets trabajan como arreglo de NumPy.

<http://docs.h5py.org/en/stable/quick.html>.

Lectura de archivo HDF5

Para leer un archivo HDF5 lo primero que se debe hacer es abrirlo, supongamos que el archivo se llama *mytestfile.hdf5* :

```
>>> import h5py
>>> f = h5py.File('mytestfile.hdf5', 'r')
```

Para saber que ha sido almacenado en este archivo, recordemos que *h5py.File* es como un diccionario de Python por lo que podemos chequear las keys:

```
>>> list(f.keys())
['mydataset']
```

Con lo cual solo hay un conjunto de datos en el archivo llamado *mydataset*. Podemos examinar este conjunto de datos como un objeto dataset, pero este objeto no es un arreglo sino un HDF5 dataset, al igual que en los arreglos NumPy, los datasets tienen un tamaño y un tipo de dato:

```
>>> dset = f['mydataset']
>>> dset.shape
(100,)
>>> dset.dtype
dtype('int32')
```

Para leer los datos contenidos en el dataset se lo reescribe como arreglo NumPy de la siguiente forma:

```
>>> dset=dset[:]
```

Escritura de archivo HDF5

Para crear un archivo se cambia el seteo del modo a *'w'* cuando el objeto File se inicializa. Existen otros modos como por ejemplo *'a'* que permite leer, escribir y crear, y *'r+'* para leer y escribir.

```
>>> import h5py
>>> import numpy as np
>>> f = h5py.File("mytestfile.hdf5", "w")
```

Para crear un dataset con un dado tamaño y tipo se usa el método *create_dataset*, antes de eso se crea el conjunto de datos que queremos almacenar como un arreglo NumPy.

```
>>> b = np.array([(1.5,2,3), (4,5,6)], dtype=float64)
>>> dset = f.create_dataset("mydataset", data=b, dtype='float64')
```

También se puede hacer de la siguiente manera:

```
>>> import h5py
>>> import numpy as np
>>> b = np.array([(1.5,2,3), (4,5,6)], dtype=float64)
>>> with h5py.File("mytestfile.hdf5", "w") as f:
>>>     dset = f.create_dataset("mydataset", data=b, dtype='float64')
```

Para crear grupos dentro del archivo, se puede crear cada grupo manualmente:

```
>>> grp = f.create_group("subgroup")
>>> dset2 = grp.create_dataset("another_dataset", data=a, dtype='f')
```

o especificar toda la ruta en la creación del dataset:

```
>>> dset3 = f.create_dataset('subgroup2/dataset_three', data=c, dtype='i')
```

donde a y c son dos arreglos NumPy que se quieren almacenar en el archivo HDF5.

Esta última opción es posible debido a que todos los objetos contenidos en el archivo tienen un nombre y están arreglados según una jerarquía separados por */*. A raíz de esto podemos obtener el nombre de la ruta de cada dataset o grupo:

```
>>> f.name
u'/'
>>> dset.name
u'/mydataset'
>>> dset2.name
u'/subgroup/another_dataset'
>>> dset3.name
u'/subgroup2/dataset_three'
```

También para obtener todos los miembros de un grupo se puede usar el siguiente algoritmo:

```
>>> for name in f:
...     print name
mydataset
subgroup
subgroup2
```

Para recuperar un objeto se puede lograr de la siguiente forma:

```
>>> dataset_three = f['subgroup2/dataset_three']
```

Atributos

Una de las mejores características de HDF5 es que uno puede almacenar metadata junto con los datos que describe. Esta opción esta tanto para grupos como para datasets y se llaman atributos. El siguiente algoritmo describe como asignar un atributo y como leerlo:

```
>>> dset.attrs['temperature'] = 99.5
>>> dset.attrs['temperature']
99.5
```

Para listar todos los nombres de los atributos asignados a un dataset o grupo se usa la siguiente expresión:

```
>>> list(dset.attrs.keys())
[u'temperature']
```


Apéndice C

Matplotlib

Matplotlib es una biblioteca que permite realizar gráficos a partir de datos contenidos en listas o arreglos. Se presentan dos algoritmos con las funciones más usadas para hacer un gráfico de datos y un espectrograma, junto con una explicación de los argumentos a usar, se supone que los datos a graficar se encuentran en una parte anterior al algoritmo.

Para un gráfico de datos:

```
>>> import matplotlib.pyplot as plt
>>> plt.figure(figsize=(9,6))
>>> plt.plot(x,y,color='green', marker='o', linestyle='dashed',
label='data')
>>> plt.axis([xmin, xmax, ymin, ymax])
>>> plt.xticks([x1,x2,x3,x4,x5],('x1','x2','x3','x4','x5'))
>>> plt.axvline(x=xline, color='blue')
>>> plt.text(xpos,ypos,s='text')
>>> plt.grid('true')
>>> plt.ylabel('y')
>>> plt.xlabel('x')
>>> plt.legend(loc='ubicación')
>>> plt.title('title')
>>> plt.savefig('ruta del nombre de la figura',dpi=200)
```

La función *figure* crea una nueva figura y algunos de sus argumentos son: num que es un número que sirve para referenciar la figura y poder llamarla si ya existia, es un argumento opcional; figsize es para definir lo ancho y alto de la imagen en ese orden, dpi que es para la resolución de la figura si no se especifica el valor predeterminado es 100.

La función *plot* plotea y vs x como líneas o con marcadores, x e y en el ejemplo son los arreglos a graficar, uno puede determinar el color, el marcador y el estilo de línea por separado como se ve en el ejemplo o en el formato fmt que su equivalente del ejemplo será *'go-*', en el argumento label se le asigna lo que uno quiere que aparezca en la leyenda del gráfico. Esta función se puede

cambiar por *loglog* para hacer un ploteo con escala logarítmica tanto en el eje x como en el eje y, los argumentos son idénticos a los de *plot*.

La función *axis* es para determinar el rango en x e y del gráfico.

En este ejemplo se introdujo la función *xticks* que es por si uno quiere marcar en el gráfico valores en el eje x, se puede realizar lo mismo en el eje y usando *yticks*.

Lo mismo pasa para la función *axvline* que crea una línea vertical en la posición x elegida, y el rango en la vertical que 0 representa el ymin y 1 el ymax, también tiene argumentos adicionales para detallar color, la forma de la línea, etc. El análogo para crear una línea horizontal es *axhline*.

La función *text* es por si uno quiere añadir un texto en el gráfico, xpos e ypos son los valores de la ubicación, s contiene el texto, que para expresiones matemáticas se usa el lenguaje de LaTeX, admite argumentos para especificar propiedades del texto.

La opción *grid* es para configurar las líneas de grilla, el mostrar las líneas de la grilla se determina con un argumento tipo bool, se puede elegir en que eje aplicar la grilla, si no se hace el valor predeterminado es en ambas, admite los argumentos adicionales para elegir forma y color de las líneas.

Para setear las etiquetas de x e y se utiliza *xlabel* e *ylabel*, respectivamente. Su argumento es el texto que irá en la etiqueta y opcionalmente la configuración del mismo.

Para setear la leyenda se usa *legend*, que cuando uno realiza varios ploteos se debe especificar la asignación de la leyenda a cada uno de los ploteos, una alternativa es usando la etiqueta en *plot* como se muestra en este ejemplo, a través del argumento *loc* uno setea la ubicación.

Para añadir el título al gráfico se usa *title* donde el argumento es el título y las opciones de texto son las mencionadas anteriormente.

Para guardar la imagen se usa *savefig* donde en los argumentos se incluye la ruta del archivo, y opciones para el formato de salida de la imagen, si no se indica toma los valores que se establecieron en *figure*.

Para un gráfico de espectrograma:

```
>>> plt.figure(figsize=(9,6))
>>> spectrum, freqs, bins, im = plt.specgram(x, NFFT=NFFT, Fs=fs,
      window=window, vmin=vmin,vmax=vmax, noverlap=NOVL, cmap=spec_cmap,
      xextent=[-deltat,deltat])
>>> plt.ylabel('y')
>>> plt.xlabel('x')
>>> plt.colorbar()
>>> plt.axis([xmin, xmax, ymin, ymax])
>>> plt.title('title')
>>> plt.savefig('ruta del nombre de la figura',dpi=200)
```

La función *specgram* calcula y plotea un espectrograma de datos en x (que es un arreglo 1-D), los datos son separados en segmentos de longitud NFFT y se calcula el espectro de cada sección, la función ventana es aplicada a cada segmento y la cantidad de superposición de cada uno de ellos

se establece en el argumento `noverlap`; el espectrograma se plotea como un mapa de color usando la función `imshow`. Los argumentos de la función `specgram` que se especifican (algunos se dejan con el valor predeterminado) son: `x` que es el arreglo 1-D que contiene los datos; `NFFT` que es el número de puntos de los datos que se usan en cada bloque para la transformada rápida de Fourier; `Fs` que es la frecuencia de muestreo y se usa para calcular las frecuencias de Fourier; `window` que es una función o un vector de longitud `NFFT` que toma el segmento de datos como argumento y devuelve la versión pasada por la ventana del mismo; `vmin` y `vmax` definen el rango de datos que cubre el `colormap`; `noverlap` es el número de puntos que se superponen entre los bloques; `cmap` es para elegir el mapa de color registrado que se utiliza para mapear datos a colores ; `xextent` es la extensión de la imagen a lo largo del eje x. Esta función devuelve 4 objetos: `spectrum` que es un arreglo 2-D cuyas columnas son los periodogramas de segmentos sucesivos; `freqs` que es un arreglo 1-D que contiene las frecuencias correspondientes a las filas en `spectrum`; `bins` que es un arreglo 1-D que son los tiempos correspondientes a los puntos medios de los segmentos; `im` que es la imagen creada por `imshow` que contiene el espectrograma. En este ejemplo vemos que se agregó la opción `colorbar` que es para que aparezca la barra de colores junto al gráfico, todos los argumentos son opcionales para elegir en donde ubicarlo y establecer el formato.

Matplotlib contiene algunas funciones espectrales en `mlab`, como por ejemplo `specgram` que ya se definió en el párrafo anterior. Otra función que es de gran utilidad en este trabajo es la que calcula la densidad espectral de potencia (`matplotlib.mlab.psd`), los argumentos que definimos son `x`, `NFFT` y `fs` al igual que en la función `specgram`. Se puede asignar una ventana pero en caso de no hacerlo el valor predeterminado es la ventana Hanning.

<https://matplotlib.org/3.1.1/users/index.html>

Apéndice D

Implementación de filtros *FIR*

Aquí se explica como se han usado los filtros pasabanda y de rechazo de banda. El primero se obtiene de aplicar un filtro pasaalto y luego un filtro pasabajo, ambos se realizan con la función de *scipy signal.firwin*, usando el mismo tipo de ventana y el mismo orden del filtro, este último hace referencia al número de coeficientes. El filtro pasaalto se ha implementado a través del siguiente comando:

```
taps = signal.firwin(N, 27.0/nyq, window=('kaiser',beta),pass_zero=False))
filtered_L1d_hp27 = signal.fftconvolve(strain_L1_288, taps, mode='same')
filtered_H1d_hp27 = signal.fftconvolve(strain_H1_288, taps, mode='same')
```

Donde los valores de los argumentos de la función *signal.firwin* son: $N = 5 * fs + 1$, $nyq = 0,5 * fs$ y $beta = 14$, con fs la tasa de muestreo que en este caso es $fs = 16384$. Para la función *signal.fftconvolve* se eligió que el argumento *mode* sea *'same'* para que el arreglo que devuelve sea del mismo tamaño que del inicial.

Similarmente para el filtro pasabajo:

```
taps = signal.firwin(N, 1024.0/nyq, window=('kaiser', beta))
filtered_L1d = signal.fftconvolve(filtered_L1d_hp27, taps, mode='same')
filtered_H1d = signal.fftconvolve(filtered_H1d_hp27, taps, mode='same')
```

Estos filtros se aplicaron a los datos que contienen 288s alrededor del tiempo del evento. Antes de seguir se recortaron los extremos de los datos obteniendo 272s alrededor del tiempo del evento. Esto es para eliminar los efectos de borde introducidos durante el proceso de filtrado.

Para el filtro de rechazo de banda se aumenta el orden del mismo a $N = 21 * fs + 1 = 344045$ pero se mantiene el tipo de ventana. En vez de tener una frecuencia de corte, se tiene un arreglo con las frecuencias que fueron obtenidas del estudio de la densidad espectral de amplitud antes del filtrado. A continuación se muestra el comando usado para uno de los detectores:

```
todos = signal.firwin(N, cutoff = frecuencias, window=('kaiser', beta))
filt11d_L1_272 = signal.fftconvolve(strain_L_272_f00, todos, mode='same')
```

Luego de haber aplicado ambos filtros se vuelve a recortar los extremos del dato obteniendo la longitud deseada de 256s alrededor del evento.

Bibliografía

- [1] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger,” *Phys. Rev. Lett.* **116** no. 6, (2016) 061102, arXiv:1602.03837 [gr-qc].
- [2] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “Properties of the Binary Black Hole Merger GW150914,” *Phys. Rev. Lett.* **116** no. 24, (2016) 241102, arXiv:1602.03840 [gr-qc].
- [3] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence,” *Phys. Rev. Lett.* **116** no. 24, (2016) 241103, arXiv:1606.04855 [gr-qc].
- [4] **VIRGO, LIGO Scientific** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “GW170104: Observation of a 50-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence at Redshift 0.2,” *Phys. Rev. Lett.* **118** no. 22, (2017) 221101, arXiv:1706.01812 [gr-qc].
- [5] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “GW170814: A Three-Detector Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Coalescence,” *Phys. Rev. Lett.* **119** no. 14, (2017) 141101, arXiv:1709.09660 [gr-qc].
- [6] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral,” *Phys. Rev. Lett.* **119** no. 16, (2017) 161101, arXiv:1710.05832 [gr-qc].
- [7] **LIGO Scientific, Virgo, Fermi GBM, INTEGRAL, IceCube, AstroSat Cadmium Zinc Telluride Imager Team, IPN, Insight-Hxmt, ANTARES, Swift, AGILE Team, 1M2H Team, Dark Energy Camera GW-EM, DES, DLT40, GRAWITA, Fermi-LAT, ATCA, ASKAP, Las Cumbres Observatory Group, OzGrav, DWF (Deeper Wider Faster Program), AST3, CAASTRO, VINROUGE, MASTER, J-GEM, GROWTH, JAGWAR, CaltechNRAO, TTU-NRAO, NuSTAR, Pan-STARRS, MAXI Team, TZAC Consortium, KU, Nordic Optical Telescope, ePESSTO, GROND, Texas Tech University, SALT Group, TOROS, BOOTES, MWA, CALET, IKI-GW Follow-up, H.E.S.S., LOFAR, LWA, HAWC, Pierre Auger, ALMA, Euro VLBI Team, Pi of Sky, Chandra Team at McGill University, DFN, ATLAS Telescopes, High Time Resolution Universe Survey,**

- RIMAS, RATIR, SKA South Africa/MeerKAT** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger,” *Astrophys. J.* **848** no. 2, (2017) L12, [arXiv:1710.05833](#) [astro-ph.HE].
- [8] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “GW170608: Observation of a 19-solar-mass Binary Black Hole Coalescence,” *Astrophys. J.* **851** no. 2, (2017) L35, [arXiv:1711.05578](#) [astro-ph.HE].
- [9] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs,” [arXiv:1811.12907](#) [astro-ph.HE].
- [10] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “Observing gravitational-wave transient GW150914 with minimal assumptions,” *Phys. Rev.* **D93** no. 12, (2016) 122004, [arXiv:1602.03843](#) [gr-qc].
- [11] P. Naselsky, A. D. Jackson, and H. Liu, “Understanding the LIGO GW150914 event,” *JCAP* **1608** no. 08, (2016) 029, [arXiv:1604.06211](#) [astro-ph.CO].
- [12] O. M. Moreschi, “Convenient filtering techniques for LIGO strain of the GW150914 event,” *JCAP* **1904** (2019) 032, [arXiv:1903.00546](#) [gr-qc].
- [13] O. M. Moreschi, “A new measure for the comparison of signals without templates and the detection of gravitational polarization in the GW150914 event,” [arXiv:2003.02568](#) [gr-qc].
- [14] O. M. Moreschi, *Fundamentos de la Mecánica de Sistemas de Partículas*. editorial Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, 2000.
- [15] J. B. Hartle, *Gravity: An introduction to Einstein’s General Relativity*. 2003.
- [16] I. Ciufolini, V. Gorini, U. Moschella, and P. Fré, *Gravitational waves*. Institute of Physics Publishing, 2001.
- [17] **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “GW190425: Observation of a Compact Binary Coalescence with Total Mass $\sim 3,4M_{\odot}$,” [arXiv:2001.01761](#) [astro-ph.HE].
- [18] V. P. Frolov and A. Zelnikov, *Introduction to Black Hole Physics*. Oxford University Press, 2011.
- [19] C. W. Helstrom, *Statistical theory of signal detection*. Pergamon Press, second ed., 1975.
- [20] J. S. Bendat and A. G. Piersol, *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*. John Wiley & Sons, Inc., USA, 4th ed., 2010.
- [21] L. Thede, *Practical analog and digital filter design*. Artech House, Inc, 2004.