



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI TRIESTE

Dipartimento di Fisica
CORSO DI LAUREA IN FISICA
TESI DI LAUREA

Open-Science: analisi e visualizzazione dei dati
di Onde Gravitazionali di LIGO-Virgo-KAGRA

Laureando:
Pietro Maggi

Relatore:
Prof.ssa Agata Trovato

Correlatore:
Dott. Giacomo Principe

Indice

Sommario	3
1 Introduzione alle onde gravitazionali	4
1.1 Introduzione teorica	4
1.2 Sorgenti di onde gravitazionali	5
1.2.1 L'espansione a multipolo	5
1.2.2 Sorgenti astrofisiche e cosmologiche	6
1.3 Segnale d'onda gravitazionale da coalescenza di oggetti compatti	7
1.4 La rivelazione di onde gravitazionali	8
2 Analisi dei dati di onde gravitazionali	10
2.1 Fonti e trattamento del rumore	10
2.1.1 Considerazioni generali	10
2.1.2 Analisi nel dominio delle frequenze	11
2.2 Parametri principali dei segnali CBC	13
2.3 Ricerca di segnali CBC nei dati	14
2.4 Rappresentazione in un grafico tempo-frequenza dei dati	15
3 Descrizione del funzionamento dell'applicazione	16
3.1 Get data	16
3.2 Plot data	17
3.3 GW events explorer	18
3.4 Esempio	19
4 Risultati	21
4.1 GW150914: Il primo evento rivelato	21
4.1.1 Analisi dei dati di strain	21
4.1.2 Analisi del Qscan	25
4.2 GW170817: Coalescenza di due stelle di neutroni	26
4.2.1 Analisi dei dati di strain	26
4.2.2 Analisi del Qscan	30
4.2.3 Cenni di astrofisica multimessaggera	32
4.3 GW190814: La coalescenza rivelata con la più grande asimmetria di massa	33
4.3.1 Analisi dei dati di strain	33
4.3.2 Analisi del Qscan	36
4.3.3 Masse nel "cimitero"stellare	38
4.4 Analisi di glitch di rumore	39
Conclusioni	43

Sommario

L'obiettivo di questa tesi triennale è di presentare i concetti fondamentali alla base della teoria delle onde gravitazionali e il funzionamento di un applicazione in fase di collaudo ideata con l'intento di semplificare la visualizzazione e lo studio dei dati raccolti dagli interferometri.

Quest'applicazione, realizzata nell'ambito del programma AHEAD2020, è stata utilizzata per la prima volta su un sistema operativo Windows proprio durante questo progetto di tesi. Questo ha fatto sì che prima di arrivare alla realizzazione dei grafici che verranno in seguito riportati e commentati dovesse risolvere diversi bug grafici e di esecuzione. Oltre a ciò, il collaudo dell'applicazione su segnali reali raccolti negli anni ha permesso di perfezionare diversi suggerimenti che verranno aggiunti alla schermata di plot per guidare l'utente meno esperto nella visualizzazione dei segnali.

Come accennato, nella seconda parte dell'elaborato sono riportati i risultati dell'analisi dei dati sperimentali raccolti negli interferometri LIGO negli USA e Virgo in Italia. Questi dati si riferiscono a tre dei principali eventi registrati dal 2015 ad oggi:

- **GW150914:** La prima coalescenza rivelata. Si trattava di un sistema binario di due buchi neri (BBH) [1];
- **GW170817:** La prima e unica coalescenza di due stelle di neutroni (BNS) a cui è seguita l'osservazione della controparte elettromagnetica [2];
- **GW190814:** La coalescenza rivelata con la più grande asimmetria di massa. Ha interessato un buco nero e una stella di neutroni (NSBH) [3].

Ho realizzato queste analisi con l'ausilio di codici Python scritti ad hoc e con le funzionalità dell'applicazione.

Infine, ho anche analizzato alcuni glitch di rumore che rappresentano una delle innumerevoli sfide tecniche che rendono la misurazione degli effetti delle onde gravitazionali estremamente difficoltosa.

1 Introduzione alle onde gravitazionali

1.1 Introduzione teorica

La teoria della gravitazione newtoniana predice che il campo gravitazionale prodotto da un corpo abbia sempre un andamento proporzionale all'inverso del quadrato della distanza dalla massa stessa, indipendentemente dallo stato di moto del corpo e dalla distanza alla quale stiamo considerando il campo. Questa azione istantanea non è compatibile con il concetto di causalità delle leggi fisiche e viene perciò corretta con la teoria della Relatività Generale di Einstein [4].

Sviluppando le equazioni di campo di Einstein attorno alla metrica di Minkowsky $\eta_{\mu\nu}$ si scopre immediatamente come la soluzione possa essere scritta sotto forma di una funzione d'onda che, con la scelta di un gauge appropriato, assume una forma estremamente semplice [5].

La generalizzazione relativistica della legge di gravitazione universale di Newton è riassunta nella seguente formula:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1)$$

nella quale:

- $R_{\mu\nu}$ rappresenta il *tenso di Ricci*;
- R rappresenta lo *scalare di Ricci*;
- $T_{\mu\nu}$ rappresenta il *tenso energia-momento*;
- G è la costante di Gravitazione Universale di Newton;
- c è la velocità della luce nel vuoto.

il tensore $g_{\mu\nu}$ rappresenta invece la metrica di Minkowski, una generalizzazione quadridimensionale della metrica euclidea classica, che descrive il rapporto fra quadrvettori nello spazio-tempo. Nella trattazione della Relatività Ristretta descrive uno spazio-tempo piatto, così sviluppato in forma matriciale:

$$\eta = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Nella più ampia trattazione della Relatività Generale bisogna invece tener conto anche della curvatura dello spazio-tempo causata dagli oggetti massivi. Questo effetto gravitazionale si ripercuote su una modifica della metrica di Minkowski che assume così una forma più generale $g_{\mu\nu}$. Come accennato precedentemente, per arrivare a una comprensione dell'origine teorica delle onde gravitazionali studiamo l'espansione delle equazioni di campo di Einstein attorno a una metrica piatta. Quella che viene qui di seguito implementata prende il nome di "teoria linearizzata" [5]. Per questo motivo viene sfruttata la seguente approssimazione:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (3)$$

in cui si assume che valga $|h_{\mu\nu}| \ll 1$.¹

¹Dal momento che i valori numerici del tensore dipendono dal sistema di riferimento scelto, quello che si sta facendo è assumere che esista un sistema in cui l'equazione 3 è valida in una regione di spazio sufficientemente grande [5].

Lo sviluppo della metrica di Minkowski attraverso un termine perturbativo $h_{\mu\nu}$ porta a una linearizzazione delle equazioni di campo non lineari di Einstein, semplificandone di molto la risoluzione. Inoltre, nella definizione del tensore $h_{\mu\nu}$ in questo limite di campo debole entra una notevole libertà di gauge. In particolare, esiste una scelta di gauge specifica in cui sia la trattazione matematica che il significato fisico diventano molto chiari. Questo gauge viene detto *gauge trasversale senza traccia* (o gauge TT) e in esso le coordinate sono individuate con le linee di mondo di masse di prova in caduta libera [4].

Con questa scelta di coordinate il limite di campo debole delle equazioni di campo di Einstein diventa un'equazione d'onda:

$$(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) h_{\mu\nu} = 0 \quad (4)$$

La perturbazione dello spazio-tempo piatto di Minkowski può quindi essere descritta come un'onda piana che si propaga in una data direzione $\hat{k} = \vec{k}/|\vec{k}|$ alla velocità della luce c .²

1.2 Sorgenti di onde gravitazionali

1.2.1 L'espansione a multipolo

Già nella fisica pre-relativistica erano emerse diverse analogie nella trattazione della gravitazione e dell'elettromagnetismo. La più eclatante è sicuramente la somiglianza fra la legge di Gravitazione Universale di Newton e la legge di Coulomb per l'interazione fra cariche puntiformi. Questa corrispondenza fra le due teorie sembra valere anche nella trattazione relativistica dove abbiamo ottenuto che il segnale gravitazionale si propaga nello spazio-tempo come un'onda che viaggia alla velocità della luce, situazione del tutto analoga alla trasmissione dei segnali elettromagnetici. Per questo motivo, è del tutto lecito pensare che i processi che portano alla generazione delle onde elettromagnetiche siano analoghi alle sorgenti di onde gravitazionali.

In elettrodinamica si è visto come nel limite in cui la grandezza della sorgente sia molto più piccola della lunghezza d'onda generata sia lecito utilizzare la cosiddetta *espansione a multipolo* [4]. Proprio come la legge di conservazione della carica in un sistema isolato impedisce variazioni temporali di cariche elettriche, la conservazione dell'energia impedisce la generazione di onde gravitazionali da parte di monopoli gravitazionali, ovvero masse isolate. Definiamo allora dei termini di dipolo gravitazionale, sempre in analogia a quanto fatto nel caso elettromagnetico ($\rho(\vec{r})$ rappresenta la densità di massa rispetto all'origine di un dato sistema di riferimento):

- $\vec{d}_g = \int dV \rho(\vec{r}) \vec{r}$ (l'equivalente gravitazionale del momento di dipolo elettrico);
- $\vec{\mu}_g = \int dV \rho(\vec{r}) \vec{r} \times \vec{v}$ (l'equivalente gravitazionale del momento di dipolo magnetico).

In queste scritture \vec{r} rappresenta la distanza del sistema gravitazionale dall'origine del sistema di riferimento mentre \vec{v} è la velocità dello stesso. A differenza però dei termini di dipolo elettromagnetici che generano con le loro variazioni temporali delle propagazioni ondulatorie, i termini gravitazionali devono sottostare ad ulteriori leggi di conservazione che ne impediscono la variazione temporale in sistemi isolati. Nello specifico, la derivata temporale del termine \vec{d}_g sarà nulla per la conservazione del momento lineare, mentre la derivata temporale del termine $\vec{\mu}_g$ sarà nulla per la conservazione del momento angolare. Di conseguenza saranno i termini superiori,

²La presenza della velocità della luce come velocità di propagazione delle onde gravitazionali è un risultato di come lo spazio e il tempo si combinano a formare lo spazio-tempo relativistico [4]

in particolare i termini di quadrupolo, a generare onde gravitazionali (la variazione temporale di questi momenti è permessa vista l'assenza di ulteriori leggi fondamentali di conservazione della Natura).

1.2.2 Sorgenti astrofisiche e cosmologiche

I momenti di quadrupolo di massa che risultano essere le principali sorgenti di onde gravitazionali sono originati principalmente da asimmetrie di massa in un sistema esteso. Di seguito vengono presentati alcuni dei casi più rilevanti dal punto di vista dell'interesse scientifico e della capacità di misurazione delle onde da loro generate (sono le uniche sorgenti note di onde misurabili con interferometri da terra):

- **Coalescenze di sistemi binari di oggetti compatti** (CBC): Questi sistemi orbitali sono alla base di tutti gli eventi di onde gravitazionali finora osservati. Si compongono di due oggetti compatti, originatisi al termine del ciclo vitale stellare, che orbitano attorno al comune centro di massa e progressivamente perdono energia per emissione di onde gravitazionali. Gli oggetti compatti in questione sono:
 1. **Stelle di neutroni** (NS): strutture supportate dalla pressione degenera dei neutroni che raggiungono densità di anche 10 volte quella del nucleo atomico. Riescono a confinare una massa di 1.4 masse solari in un raggio di soli 10 km;
 2. **Buchi neri** (BH): regioni dello spazio-tempo con un campo gravitazionale talmente intenso che né la materia, né la luce riescono a sfuggirgli.

Ad oggi sono stati registrati segnali riconducibili a sistemi binari di stelle di neutroni (BNS), di buchi neri (BBH), ma anche a sistemi misti, composti da un buco nero e da una stella di neutroni (NSBH);

- **Stelle di neutroni rotanti**: stelle di neutroni rotanti e isolate, con un'importante asimmetria di massa e periodi di rotazione nell'ordine di millisecondi, sono sorgenti promettenti di onde gravitazionali rivelabili con gli odierni interferometri terrestri. Questi oggetti emetterebbero onde gravitazionali a causa di deformazioni superficiali, causate da estremi campi magnetici interni, accrescimento da un'altra stella oppure deformazioni toroidali diffuse [6];
- **Esplosioni di supernovae**: le supernovae da collasso del nucleo, ovvero le esplosioni spettacolari di stelle massive, giocano un ruolo fondamentale nell'evoluzione dell'Universo, e anche nella formazione di onde gravitazionali. Infatti, entro un secondo dall'esplosione della supernova dei potenti getti asimmetrici si generano nella zona centrale, una regione spesso detta “il motore centrale della supernova”. Questi getti, oltre a giocare un ruolo fondamentale nell'alimentazione dell'esplosione, generano delle onde gravitazionali molto intense, con energie di anche $10^{46} - 10^{47}$ erg [7];
- **Background stocastico**: Questo background isotropico, non polarizzato e stazionario di onde gravitazionali è formato da due componenti:
 1. **Background astrofisico**: un insieme di onde gravitazionali derivanti principalmente dalla sovrapposizione di un gran numero di sorgenti costituitosi a partire dalle origini dell'attività stellare [8];
 2. **Background cosmologico**: onde gravitazionali di fondo generatesi nei primi istanti di vita del nostro Universo e che permeano tutto lo spazio-tempo. Se venissero rivelate fornirebbero moltissime informazioni dirette su quest'epoca primordiale, attualmente inaccessibile ai telescopi ottici.

1.3 Segnale d'onda gravitazionale da coalescenza di oggetti compatti

Attualmente tutti gli eventi associabili a onde gravitazionali che sono stati misurati sono riconducibili alla prima categoria, ovvero a coalescenze di sistemi binari di oggetti compatti. I dati associati a questi eventi seguono un andamento caratteristico, ricostruibile con modelli teorici in template che dipendono da numerosi parametri. In particolare, la serie di dati raccolti una volta graficata in funzione del tempo seguirà il seguente modello (vedi Figura 1):

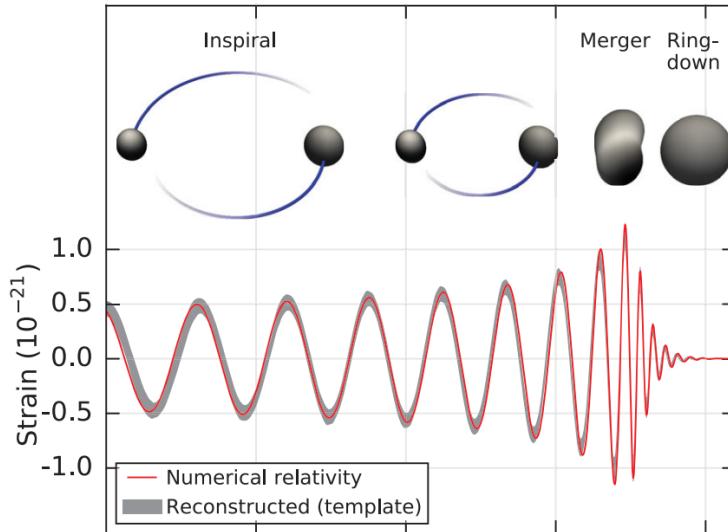


Figura 1: Modello onda gravitazionale generata da CBC [1].

Questi modelli teorici complicati sono ottenuti con la risoluzione delle equazioni di Einstein della Relatività Generale con metodi numerici e a livello grafico possono essere suddivisi in tre grandi sezioni:

- *Inspiral*: in questa regione si osserva un progressivo aumento sia nell'ampiezza che nella frequenza dell'onda. Questo comportamento non è compatibile con quello di un sistema perturbato che ritorna nella configurazione di equilibrio stabile, situazione che creerebbe frequenze circa costanti e ampiezze decrescenti [9]. Esso è spiegabile solo con degli oggetti in accelerazione che stanno progressivamente aumentando la frequenza orbitale avvicinandosi;
- *Merger*: In questa porzione di dati l'aumento in frequenza e in ampiezza termina, suggerendo che gli oggetti compatti in gioco abbiano concluso il loro moto orbitale fondendosi in un unico oggetto;
- *Ringdown*: Immediatamente dopo la coalescenza, l'oggetto originatosi è caratterizzato da un orizzonte molto distorto. Ciò fa sì che esso tenda a stabilizzarsi oscillando per un certo periodo di tempo attorno alla sua configurazione di equilibrio. Questo si ripercuote sul segnale d'onda sotto forma di perturbazioni linearizzate che seguono caratteristici “modelli quasi-normali” (QNMs), enumerati con vari indici determinati da fattori quali la massa dell'oggetto formatosi [9].

1.4 La rivelazione di onde gravitazionali

Lo sviluppo delle equazioni di campo di Einstein nell'ambito della “teoria linearizzata” ha permesso di descrivere le onde gravitazionali come una perturbazione $h_{\mu\nu}$ della metrica piatta di Minkowski $\eta_{\mu\nu}$ causata dalle variazioni temporali di momenti di quadrupolo di massa. Questa perturbazione, sfruttando il gauge TT, può essere descritta con una funzione d'onda. Infatti, considerata un'onda gravitazionale propagante lungo l'asse z, l'affermazione di essere nel gauge TT porta a scrivere la seguente perturbazione:

$$h = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & 0 \\ 0 & b & -a & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Questa scrittura permette di visualizzare l'onda come la somma di due componenti:

$$h = a\hat{h}_+ + b\hat{h}_\times \quad (6)$$

Le due componenti sono dirette lungo i tensori base \hat{h}_+ e \hat{h}_\times che rappresentano le due polarizzazioni ortogonali per onde gravitazionali propaganti lungo l'asse z. In particolare, la polarizzazione \hat{h}_+ momentaneamente allunga le distanze lungo l'asse x, rimpicciolandole lungo l'asse y, mentre la polarizzazione \hat{h}_\times ha il suo asse principale ruotato di 45° [4].

La rivelazione di onde gravitazionali si basa proprio sulla misurazione dell'entità di questi allungamenti in una direzione, corrispondenti ad accorciamenti nella direzione perpendicolare. Queste misure particolari vengono effettuate in strumenti di misura detti *interferometri di Michelson*, il cui schema è mostrato in Figura 2:

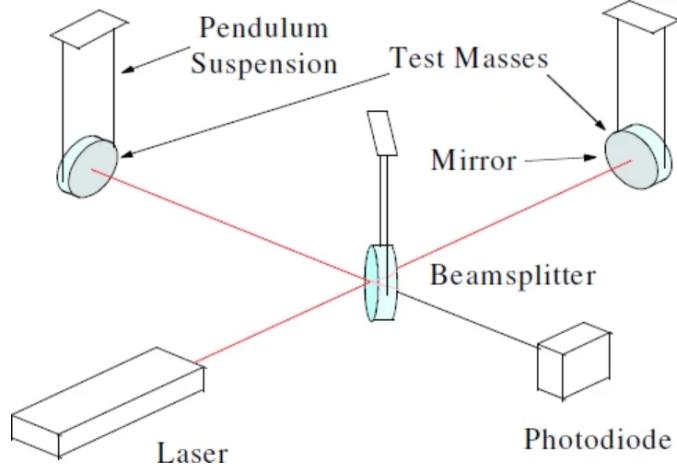


Figura 2: Schema di un interferometro di Michelson [10].

Nella sua forma più semplice un interferometro di Michelson si compone di una sorgente luminosa che genera un fascio diretto verso uno specchio semiriflettente. Questo specchio separa il fascio in due componenti che viaggiano ortogonalmente e vengono riflesse a loro volta da due specchi posti al termine di questi bracci. I due raggi riflessi si ricongiungono in corrispondenza del primo specchio semiriflettente e si sovrapppongono. A seconda delle caratteristiche del raggio

ricostituitosi in uscita si ricava se l'interferenza fra i due raggi è stata costruttiva o distruttiva, riuscendo a trarre delle conclusioni in merito allo spazio percorso dai fasci e quindi all'entità dell'allungamento indotto da un'onda gravitazionale.

Attualmente i principali rivelatori di onde gravitazionali sono gli interferometri su larga scala di seconda generazione che fanno parte della collaborazione internazionale LIGO-Virgo-KAGRA:

- LIGO consta di due interferometri siti negli Stati Uniti, uno a Hanford nello stato di Washington e uno a Livingston nello stato della Louisiana. Sono i primi interferometri gravitazionali di seconda generazione ad essere entrati in funzione, cominciando il primo run osservativo nel 2015 [11];
- Virgo è il risultato di una collaborazione europea e si compone di un rivelatore sito nel comune di Cascina in provincia di Pisa. La sua costruzione è terminata a fine 2015, entrando effettivamente in funzione con il secondo run osservativo il primo agosto 2017 [12];
- KAGRA è un interferometro di Michelson situato nelle miniere di Kamioka, nella prefettura di Gifu in Giappone. Il suo assemblaggio è terminato nel 2019, permettendo l'utilizzo di esso, seppur con una risoluzione inferiore rispetto agli altri interferometri, già durante il terzo run osservativo nel 2020 [13].

Gli interferometri utilizzati in questo nuovo ambito di ricerca sono sensibili agli allungamenti dello spazio-tempo indotti dal passaggio di onde gravitazionali, ma sono influenzati anche da forze terrestri equivalenti, come terremoti, che causano una variazione della lunghezza dei bracci. Le differenze in distanza relativa fra i due bracci generano delle variazioni di potenza nella luce in uscita, catturata da specifici fotodiodi, che rappresentano i dati principali per lo studio delle onde gravitazionali [14]. Questi dati sono poi interpretati come misure di *strain* h , ovvero di rapporto fra l'allungamento che ha interessato il braccio dell'interferometro Δl e la lunghezza l del braccio stesso. Visto che le onde gravitazionali inducono valori di h estremamente piccoli (solitamente nell'ordine di 10^{-21}), i bracci degli interferometri gravitazionali devono essere di lunghezze considerevoli. Per questo motivo i detector LIGO sono formati da due tubi a vuoto di lunghezza 4 km, mentre gli interferometri Virgo e KAGRA hanno bracci di 3 km. Inoltre, riflettendo più volte il laser all'interno della cavità si aumenta la lunghezza effettiva dei bracci fino a diverse centinaia di km [15].



Figura 3: Vista aerea dell'interferometro di Virgo.

Immagine tratta da: <http://public.virgo-gw.eu/virgo-in-breve/>

2 Analisi dei dati di onde gravitazionali

2.1 Fonti e trattamento del rumore

2.1.1 Considerazioni generali

Come accennato precedentemente uno dei principali ostacoli alla rivelazione degli effetti del passaggio di un'onda gravitazionale sta nella presenza di un'enorme quantità di fonti di rumore. Oltre al rumore sismico già presentato, che domina a basse frequenze, esistono ulteriori sorgenti, meno intuitive, come il rumore di rivelamento quantistico, dovuto all'incertezza intrinseca sulla posizione del fotone emesso dalla sorgente di luce. A queste si aggiungono eventi di rumore transiente, derivanti da fonti naturali e antropiche (condizioni atmosferiche, malfunzionamenti...) e rumori persistenti confinati a specifiche frequenze che si manifestano come picchi nel grafico del rumore in funzione della frequenza e per questo sono detti *linee spettrali* [14]. Questa moltitudine di sorgenti fa sì che la rivelazione di onde gravitazionali risulti efficace in un breve intervallo di frequenze che va da qualche decina al migliaio di Hz, riducendo di molto il numero di eventi che si riescono a rivelare. Questo fatto permette di capire immediatamente come la trattazione del rumore e la sua attenuazione siano uno degli ambiti di ricerca principali in questo settore.

La combinazione di tutte le sorgenti di rumore genera una serie temporale di dati $n(t)$ composta da componenti discrete $n_i = n(t_i)$ e che si può descrivere come un processo stocastico con proprietà statistiche date dalla distribuzione di probabilità congiunta $p(\vec{n})$. Una buona approssimazione del rumore rivelato negli interferometri segue una distribuzione normalizzata multivariata $p(\vec{n})$:

$$p(\vec{n}) = \frac{1}{\det(2\pi\vec{C})^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{1}{2} \sum_{ij} (n_i - \mu)(n_j - \mu) C_{ij}^{-1}} \quad (7)$$

dove:

- μ rappresenta il valore medio stimato a partire dai dati: $\mu = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i$;
- \vec{C} si riferisce invece alla matrice delle covarianze.

Formalmente la matrice delle covarianze non può essere stimata nella sua interezza senza fare assunzioni ulteriori. Supponiamo allora che il rumore, oltre ad essere gaussiano, sia anche stazionario, ovvero che sia influenzato solo dal ritardo $|t_i - t_j|$. In questa approssimazione, passando nel dominio delle frequenze con una trasformata di Fourier (le etichette t_i e t_j si riferiscono ora alle frequenze f_i e f_j), la matrice delle covarianze si riduce a una matrice diagonale $C_{ij} = \delta_{ij} S_n(f_i)$ che definisce la densità di potenza spettrale $S_n(f)$ (abbreviata in PSD). In Figura 4 viene riportato l'andamento della densità di ampiezza spettrale ASD (dove $ASD^2 = PSD$) in funzione della frequenza nei tre principali interferometri:

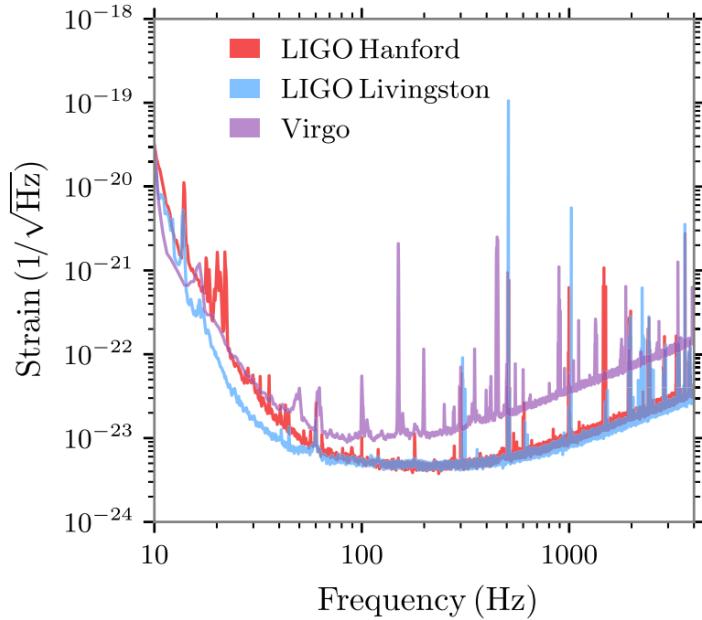


Figura 4: Rappresentazione della densità di ampiezza spettrale degli interferometri di LIGO e Virgo durante il terzo periodo di osservazione [16].

In questa rappresentazione grafica si osserva in maniera ottimale come le basse e le alte frequenze siano dominate da rumore stocastico di fondo e quindi siano meno significative per l'analisi dei segnali di onde gravitazionali. Come detto precedentemente le analisi più rilevanti sono implementate nel range che va dalle decine al migliaio di Hz, zona in cui il rumore di fondo raggiunge il minimo. Infine, sono facilmente individuabili una serie di linee spettrali che incrementano enormemente il rumore in intervalli strettissimi di frequenze.

Data quindi ora una sorgente di onde gravitazionali, il rumore, descritto dalla sua PSD, governa il rapporto segnale-rumore (SNR), uno dei principali parametri di analisi dei dati raccolti [14].

2.1.2 Analisi nel dominio delle frequenze

Il rumore di fondo che caratterizza gli interferometri di LIGO e Virgo è ben approssimabile come stazionario e gaussiano ed è quindi più facile da caratterizzare nel dominio delle frequenze. Tuttavia, come già visto nelle sezioni precedenti, questo rumore di fondo non è bianco, ovvero non è costante su tutte le frequenze (si utilizza il termine bianco in analogia alla luce bianca che ha la stessa intensità a tutte le frequenze visibili). Una procedura abbastanza standard per tener conto della diversa intensità del rumore al variare delle frequenze è il “whitening”, ovvero una sorta di ripesatura dei dati in funzione dell'entità del rumore per ogni data frequenza.

Per procedere con il metodo del whitening bisogna però prima di tutto trasformare i dati temporali raccolti in dati nel dominio delle frequenze. Per far ciò si opera una trasformata di Fourier. Quest'operazione non viene però implementata direttamente su tutta la sequenza di punti che costituiscono i dati (si ricorda che la serie temporale è discreta, con i dati che vengono raccolti

con una frequenza caratteristica di 16384 Hz), perchè questo implicherebbe di mediare nel tempo, operazione sconsigliata visto che le caratteristiche dei dati possono variare di molto durante un run osservativo. Il procedimento standard prevede di dividere i dati in intervalli temporali di una certa durata e in ognuno applicare il metodo della *Fast Fourier Transform* o FFT [17]. Questo metodo assume implicitamente che la stringa di dati da trasformare sia temporalmente periodica mentre i dati raccolti così campionati presentano normalmente brusche discontinuità ai bordi. Per evitare fenomeni di dispersione spettrale, ovvero la comparsa di segnali a frequenze inattese causata da queste discontinuità, vengono applicate delle finestre che fanno cambiare più dolcemente il segnale ai bordi [14].

Terminato questo processo i dati sono riportati nel dominio dei tempi con un'antitrasformata di Fourier e solitamente filtrati in una banda di frequenze caratteristiche dove si osserva l'evento in maniera ottimale [14]. Un esempio di come appaiono i dati nei passaggi appena descritti è mostrato in Figura 5.

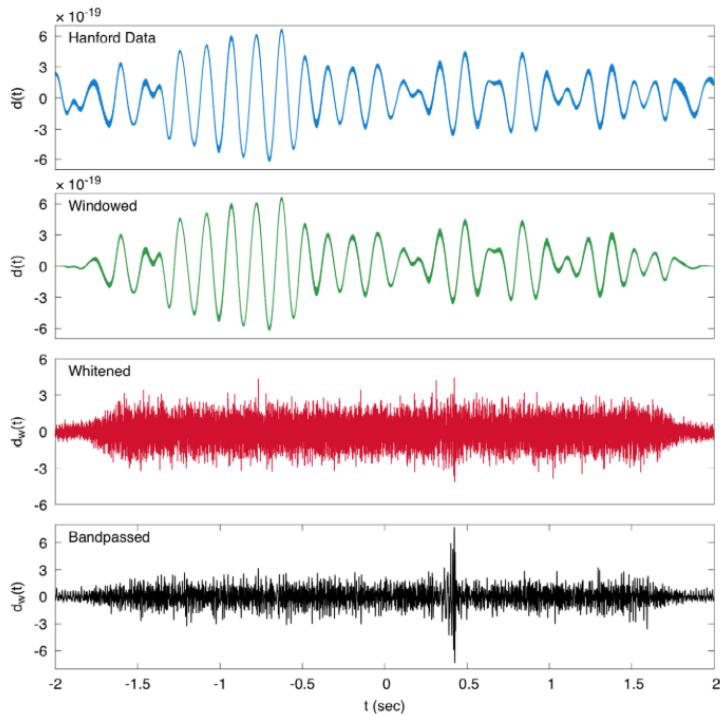


Figura 5: Sequenza dei processi di calibrazione dei dati raccolti dall'interferometro di Hanford. Figura tratta da [14].

Questa trattazione non è applicabile nel caso di comportamenti non stazionari. Questi sono caratteristici di due tipi di eventi:

- Derive adiabatiche lente e continue nello spettro di potenza di durata variabile fra i minuti e le diverse ore;
- Rumori transienti di breve durata tipicamente localizzati in tempo e frequenza, con forme caratteristiche, che prendono il nome di *glitches*.

I primi possono essere considerati come rumori localmente stazionari e quindi analizzati con il metodo proposto, mentre i secondi devono essere caratterizzati a parte (nelle sezioni successive si approfondirà questo aspetto).

2.2 Parametri principali dei segnali CBC

Grazie alle approssimazioni discusse precedentemente si può assumere il rumore di fondo degli interferometri come stazionario e gaussiano. A questo punto il metodo più efficiente per l'individuazione di un segnale di origine astrofisica nei dati è conoscere la forma d'onda di tale segnale e verificare, con il metodo di matched filtering, se tale segnale è presente nei dati (verrà spiegato meglio in seguito in cosa consiste il matched filtering). Il modello che meglio approssima i dati di strain derivanti dal passaggio di un'onda gravitazionale generata da un CBC dipende da 15 parametri nel caso più semplice di coalescenza di due buchi neri. Essi sono [18]:

- *Parametri intrinseci*:
 - Le masse m_1 e m_2 degli oggetti coinvolti;
 - I vettori di spin $\vec{\chi}_1$ e $\vec{\chi}_2$;
- *Parametri estrinseci*:
 - La distanza di luminosità d_l ;
 - L'ascensione retta e la declinazione del sistema binario nella volta celeste;
 - L'angolo polare ι e l'angolo di polarizzazione ψ dell'orientazione del sistema rispetto alla linea di vista dell'osservatore;
 - il tempo di coalescenza t_c ;
 - la fase del segnale ϕ_c al momento della coalescenza.

Viene di seguito riportato come le masse e la distanza influenzano il segnale. Le masse degli oggetti compatti influenzano la frequenza orbitale del sistema binario, che si ripercuote direttamente nella frequenza dell'onda generata (la frequenza dell'onda corrisponde a due volte la frequenza orbitale). La prima massa m_1 e la seconda massa m_2 entrano in gioco sotto forma di una loro combinazione particolare che prende il nome di *massa di chirp* così definita:

$$M = \frac{(m_1 m_2)^{\frac{3}{5}}}{(m_1 + m_2)^{\frac{1}{5}}} \quad (8)$$

Nella fase di inspiral sufficientemente lontana dalla coalescenza la dinamica del sistema binario può ancora essere approssimata con le equazioni del moto di Newton. Con questa approssimazione si ottiene una relazione diretta fra la frequenza dell'onda e la massa di chirp [9]:

$$f_{GW}^{-\frac{8}{3}}(t) = \frac{(8\pi)^{\frac{8}{3}}}{5} \left(\frac{GM}{c^3}\right)^{\frac{5}{3}} (t_c - t) \quad (9)$$

Dalla formula riportata si vede chiaramente come all'aumentare della massa di chirp del sistema la frequenza dell'onda gravitazionale generata diminuisca.

Invece, aumentando la distanza fra lo strumento di misura e il sistema binario di oggetti compatti che sta generando la perturbazione si riduce l'ampiezza dell'onda generata. Questo è dovuto al fatto che l'onda gravitazionale generata da un sistema binario coalescente si può ben descrivere

con un'onda sferica. Per questo tipo di onde l'intensità I , definita come la quantità di energia ΔE che fluisce nell'unità di area S in un'unità di tempo Δt , risulta direttamente proporzionale al quadrato dell'ampiezza A dell'onda stessa e, per garantire la conservazione dell'energia, inversamente proporzionale al quadrato della distanza dalla sorgente r :

$$I = \frac{\Delta E}{S\Delta t} = \frac{\Delta E}{\Delta t 4\pi r^2} \quad (10)$$

2.3 Ricerca di segnali CBC nei dati

Facendo progressivamente variare tutti e 15 i parametri elencati precedentemente all'interno di domini ragionevoli si possono creare numerosissimi modelli teorici applicabili a segnali di onde gravitazionali generati da CBC. Questi vanno a creare una cosiddetta *template bank* che rappresenta il punto di partenza per l'analisi del segnale. Infatti, la procedura più utilizzata prevede di implementare un metodo con il quale si cerca il modello teorico che meglio approssima i dati raccolti. Questo metodo prende il nome di *matched filtering* ed è il filtro ottimale per l'individuazione di forme d'onda note in un rumore stazionario gaussiano. Per capire il procedimento si consideri un rumore $n(t)$ con le proprietà descritte e una PSD $S_n(f)$, e una stringa di dati $s(t)$. Questi dati potrebbero contenere solo rumore ($s(t) = n(t)$), oppure anche un segnale ($s(t) = n(t) + h(t)$). Il matched filtering con un modello d'onda $h_{template}(t)$ si basa su questa funzione:

$$x(t_c = 0) = \langle s(t), h_{template}(t) \rangle = 4Re \int_0^{+\infty} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{h}_{template}^*(f)}{S_n(f)} df \quad (11)$$

Infatti il modello d'onda che massimizza questa funzione rappresenterà la migliore stima del segnale presente nei dati $s(t)$ [19]. Siccome questo processo deve essere implementato per tutti i modelli nella template bank la stima dei parametri dei segnali di onde gravitazionali risulta molto lunga e complessa. Quest'analisi andava oltre gli obiettivi di questo progetto di tesi per cui, alfine di ottenere comunque una buona interpolazione dei dati, si è deciso di utilizzare i parametri pubblicati nel database GWOSC.org (Gravitational Wave Open Science Center)³ e nei diversi paper per gli eventi analizzati.

Una volta trovato il modello che meglio approssima i dati raccolti si devono allineare le due stringhe di dati. Ciò deve essere fatto con una stima del tempo di coalescenza t_c . Per ottenere la stima di questo parametro si calcolano i valori di Signal-to-Noise Ratio SNR sfruttando il modello teorico e si isola il valore massimo. Questo corrisponderà alla migliore stima del tempo di coalescenza.

Se il rumore di fondo dei rivelatori fosse esattamente stazionario e gaussiano, allora il test del SNR dovrebbe restituire sempre le informazioni migliori per possibili segnali di onde gravitazionali nei dati raccolti dato che, come detto, il matched filtering rappresenta il filtro ottimale per l'individuazione di forme d'onda note in dati con le caratteristiche dette. Nella realtà, rumori transienti e altre fonti non stazionarie producono anomalie nel SNR che impongono analisi ulteriori. Una di queste è un test del χ^2 il quale verifica che l'evoluzione dei dati corrisponda al modello d'onda. Se così non fosse il picco di SNR registrato sarebbe da attribuire a un rumore transiente. Il test è costruito in modo che valga $\chi^2 \sim 1$ per un segnale reale e sia maggiore per un rumore transiente. Nel caso in cui $\chi^2 \geq 1$ il SNR viene riscalato in questo modo:

$$\hat{\rho} = \frac{\rho}{[1 + (\chi^2)^3]^{\frac{1}{6}}} \quad (12)$$

³<https://gwosc.org/>

Dove $\hat{\rho}$ rappresenta il SNR riscalato e ρ il SNR di partenza [20].

2.4 Rappresentazione in un grafico tempo-frequenza dei dati

Un'analisi ulteriore dei dati raccolti dagli interferometri viene fatta seguendo l'andamento di essi in un grafico tempo-frequenza, detto *Qscan* (un esempio è riportato in Figura 6). Questo grafico si basa su un parametro, detto fattore di qualità Q , che raccoglie le informazioni in merito alle dimensioni degli intervalli in tempo e in frequenza in cui si va a valutare la PSD. In particolare [21]:

- $Q \propto \Delta t$;
- $Q \propto \frac{1}{\Delta f}$

Di conseguenza, bassi valori di Q corrispondono a finestre con un intervallo temporale piccolo e un Δf più consistente, caratteristico di eventi che variano molto la frequenza in un breve lasso di tempo (segnali derivanti da coalescenza di oggetti massivi), mentre alti valori di Q fanno valutare la PSD in blocchi con piccola variazione in frequenza e grande Δt , ottimo per eventi in cui la frequenza varia più lentamente (segnali generati da coalescenza di oggetti meno massivi come stelle di neutroni).

Il fattore di qualità Q entra direttamente in gioco nel calcolo della funzione che viene effettivamente graficata nel Qscan. Essa viene detta *Q Transform* e rappresenta una modifica della trasformata di Fourier standard in cui la grandezza dell'intervallo in cui essa viene valutata varia proprio in funzione di Q [22]. Questa trasformata è così definita:

$$X(t, f, Q) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau s(\tau) g(\tau; t, f, Q) e^{-2\pi i f t} \quad (13)$$

Dove la funzione g è:

$$g(\tau; t, f, Q) = \left(\frac{8\pi f^2}{Q^2} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-\left(\frac{2\pi f(\tau-t)}{Q} \right)^2} \quad (14)$$

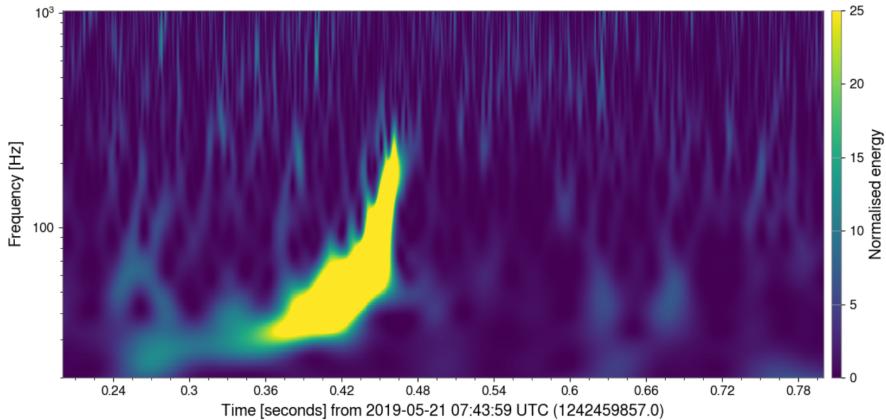


Figura 6: Rappresentazione in un grafico tempo-frequenza dei dati dell'evento GW190521_074359 rivelati sull'interferometro LIGO-Livingston.

Immagine tratta da GWOSC.org ⁴.

⁴https://gwosc.org/static/images/thumbnails/new_thumbs/GWTC-2/GW190521_074359-v1-L1-qscan.png

3 Descrizione del funzionamento dell'applicazione

L'analisi dati presentata nel capitolo precedente è stata eseguita con l'utilizzo di codici Python scritti appositamente e ha portato a dei risultati che verranno presentati nell'ultima sezione di questa tesi. Tuttavia, prima di passare all'analisi dei risultati ottenuti è necessario introdurre l'ultima parte di questo progetto di tesi. Essa consisteva nell'utilizzo e nel collaudo di un'applicazione, chiamata "GW_Data_Plotter" ancora in fase di sviluppo, progettata per semplificare l'analisi di dati raccolti da interferometri per la ricerca e lo studio di segnali di onde gravitazionali.

Questo software, realizzato nell'ambito del progetto AHEAD2020, si pone come obiettivo quello di avvicinare il mondo delle onde gravitazionali al grande pubblico, permettendo di scaricare, analizzare e graficare i dati raccolti dai principali interferometri mondiali con una semplice applicazione. Questo progetto di tesi aveva come obiettivo quello di testare le capacità di questa applicazione, trovandone eventuali difetti e bug e ampliarne le potenzialità aggiungendo la possibilità di esplorare nuovi eventi di origine astrofisica e glitch di rumore. Nelle sezioni successive verrà illustrato il funzionamento dell'applicazione.

3.1 Get data

Dopo l'apertura dell'applicazione appare la schermata in Figura 7 in cui si possono scaricare le serie temporali corrispondenti a determinati eventi:

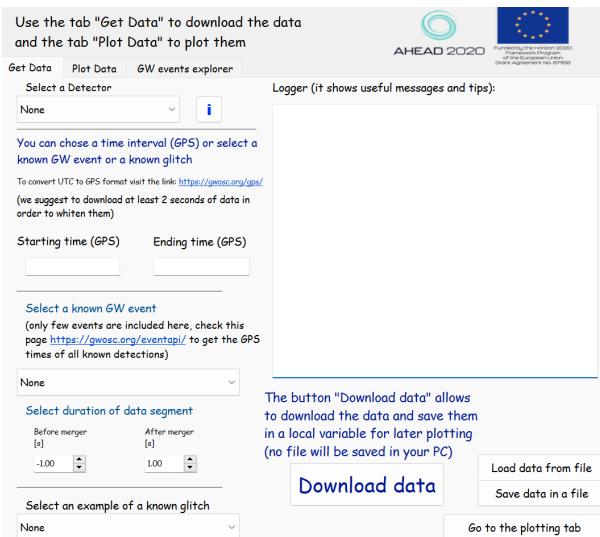


Figura 7: Prima schermata - Get Data.

L'utente può utilizzare questa schermata in due modi principalmente. Dopo aver selezionato il detector desiderato dal menù in alto a sinistra può scaricare i dati di strain di eventi noti dal menù a tendina corrispondente, modificando la durata temporale con i due bottoni posti immediatamente sotto, oppure selezionare un glitch noto con il menù in basso a sinistra. In alternativa può andare manualmente a inserire i tempi di start e di stop della serie temporale che vuole scaricare nelle due celle corrispondenti. I tempi inseriti devono essere in formato GPS, un formato particolare utilizzato nello studio delle onde gravitazionali che corrisponde al numero di

secondi passati dalla mezzanotte del 6 gennaio 1980. Dopo aver seguito una delle due procedure può passare al download della serie temporale con il corrispondente bottone “Download data”.

3.2 Plot data

Dopo che l'applicazione ha confermato che il download dei dati è andato a buon fine facendo apparire il testo “Done!” nella finestra bianca denominata “Logger” della scheda Get Data, l'utente è pronto per passare alla scheda successiva, ovvero Plot Data (la schermata corrispondente è riportata in Figura 8):



Figura 8: Seconda schermata - Plot Data.

In questa schermata l'utente potrà graficare i dati scaricati sotto forma dei due principali grafici utilizzati nell'analisi dei dati di segnali di onde gravitazionali:

- Il grafico della *strain*, ovvero dei dati raccolti in funzione del tempo. Questo grafico restituisce informazioni in merito all'andamento dell'ampiezza e della frequenza del segnale in funzione del tempo;
- Il grafico del *Qscan*, una rappresentazione grafica particolare che permette di seguire l'andamento dei dati in un grafico tempo-frequenza (maggiori informazioni nella sezione 2.4).

Questi grafici sono generati automaticamente dall'applicazione cliccando sui bottoni corrispondenti. L'utente può però modificare i parametri dei grafici, variando i valori di frequenza del filtro passa-banda o dell'intervallo temporale che verrà graficato.

Un particolare parametro che l'utente può modificare è l'intervallo di valori in cui l'applicazione va a cercare il valore ottimale di *Q* e oltre a ciò l'utente può anche selezionare un massimo di energia che venga graficato nel plot del *Qscan*.

3.3 GW events explorer

L'ultima scheda, che si occupa dell'esplorazione degli eventi di onde gravitazionali finora pubblicati, ha la struttura riportata in Figura 9:

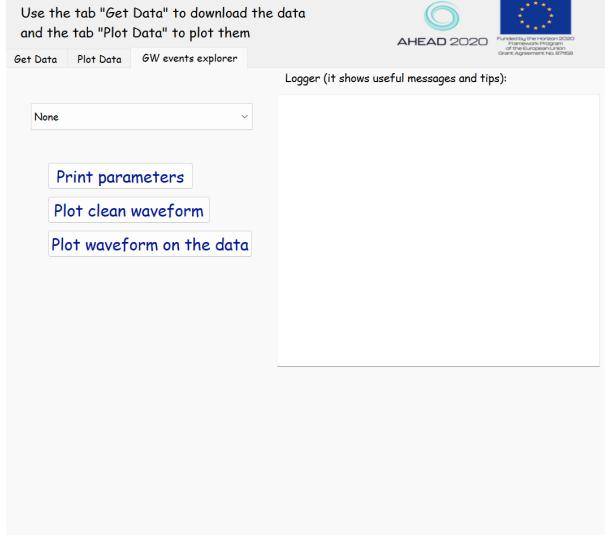


Figura 9: Terza schermata - GW events explorer.

Essa non è stata testata direttamente nell'ambito di questo progetto di tesi a causa di alcuni problemi nell'esecuzione in sistemi operativi Windows.

Di conseguenza, ho scritto dei codici in Python per realizzare una semplice analisi di questi eventi e mostrare i grafici previsti per questa schermata. Tali codici verranno utilizzati come base per il miglioramento di questa scheda dell'applicazione. In particolare, questi codici sono stati sviluppati con alcune librerie Python largamente utilizzate nell'analisi di dati provenienti dalla collaborazione LIGO-Virgo-KAGRA. Queste librerie permettono di eseguire ordinatamente tutte le fasi di analisi, dalla selezione dei dati fino alla realizzazione dei grafici, e sono ben illustrate nei tutorial pratici presenti sul sito GWOSC.org già riportato. Di seguito vengono brevemente presentate queste librerie:

- **GWOSC**: questa libreria rappresenta un'interfaccia Python all'archivio del database di GWOSC.org;
- **GWPY**: questo pacchetto fornisce moltissimi metodi per lo studio dei dati degli interferometri. Con essi si possono scaricare, analizzare e graficare le stringhe di valori raccolti [23];
- **PyCBC**: questa è la libreria che è stata maggiormente utilizzata nell'analisi dei segnali presentati in questo elaborato. Essa è stata sviluppata specificatamente per lo studio di dati connessi a coalescenze di sistemi binari di oggetti compatti e permette di eseguire tutta l'analisi, dalla selezione dei dati alla loro rappresentazione grafica. Con questa libreria si può anche eseguire la lunga stima dei parametri che come detto non è stata realizzata nell'ambito di questa tesi [24].

3.4 Esempio

Viene di seguito presentato un semplice esempio di utilizzo dell'applicazione.

Dopo aver selezionato dal menù a tendina degli eventi l'evento “GW150914 (First BBH Detection)” e scelto come detector “LIGO-Hanford” si clicca sul bottone Download Data. Fatto questo nel Logger apparirà un testo che descrive i dati che si stano scaricando (intervallo di tempo, rivelatore e nome dell'evento). Terminato il download apparirà la parola “Done!”. A questo punto si passa alla scheda successiva. Dato che si sta analizzando un evento catalogato l'applicazione fornisce alcuni suggerimenti per graficare in modo ottimale i dati scaricati (per visualizzare i suggerimenti nel riquadro cliccare su “plot strain” e spostare il grafico che appare in modo che non si sovrapponga alla schermata dell'applicazione). Seguendo i consigli forniti si opera un “whitening” dei dati spuntando la box corrispondente, si filtrano i dati fra 30 Hz e 400 Hz, e si taglia 0.1 s agli estremi per eliminare effetti di bordo. Così facendo si ottiene il grafico dei dati riportato in Figura 10:

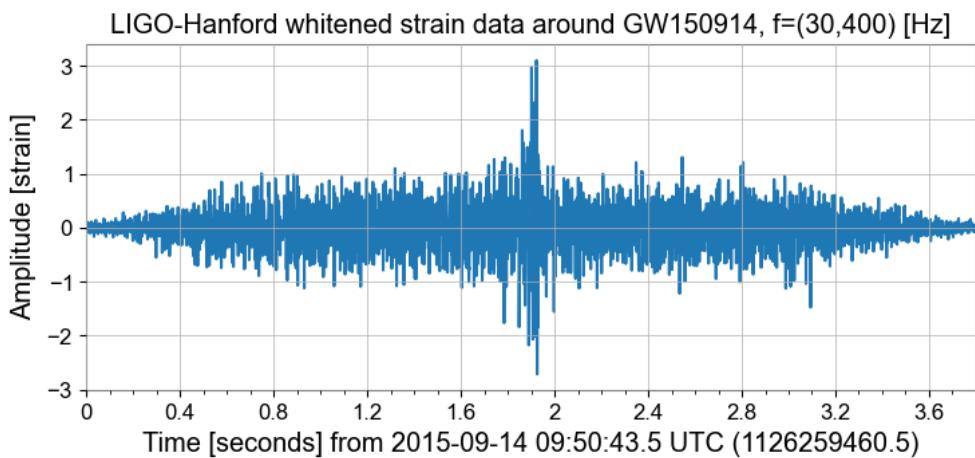


Figura 10: Plot della strain nell'intorno dell'evento GW150914 per il rivelatore LIGO-Hanford ottenuto con l'applicazione GW_Data_Plotter.

Con questo filtro passa-banda si osserva chiaramente il rapido incremento in frequenza e ampiezza corrispondente alla coalescenza fra i due oggetti compatti che compongono il sistema binario.

Per graficare il Qscan si aumenta il range in frequenza ponendolo fra 20 Hz e 1000 Hz per avere una migliore rappresentazione in scala logaritmica (scala solitamente utilizzata nei grafici di Qscan e ottenibile con l'applicazione spuntando l'apposito box). Inoltre, si riduce il range temporale tra -0.2 s e 0.2 s e si setta come intervallo di Q 4-20 (si sta analizzando la coalescenza di due buchi neri massivi, quindi il valore di Q risulta piuttosto basso). Per ultimo si pone come limite di energia 200. L'andamento è riportato in Figura 11:

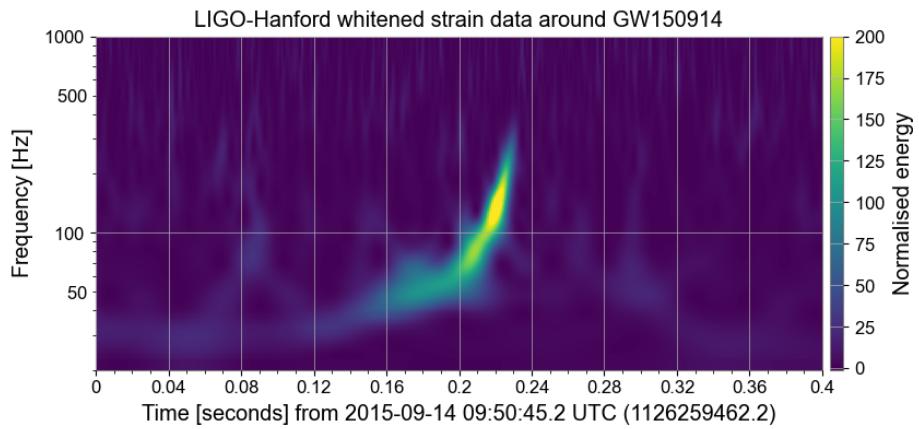


Figura 11: Plot del Qscan nell'intorno dell'evento GW150914 per il rivelatore LIGO-Hanford ottenuto con l'applicazione GW_Data_Plotter.

Con questa rappresentazione si osserva immediatamente l'aumento in frequenza e in ampiezza (legata al valore di ASD e quindi di energia) in corrispondenza della coalescenza.

4 Risultati

Nell'ultima sezione di questo elaborato verranno presentati i risultati grafici ottenuti dall'analisi di tre dei principali eventi di coalescenza di oggetti compatti che hanno originato onde gravitazionali. Si sono ottenuti i grafici presentati in questo capitolo sia con l'ausilio di codici Python che con l'utilizzo dell'applicazione descritta. Infine, saranno presentate anche le principali caratteristiche di alcuni dei glitch più ricorrenti.

4.1 GW150914: Il primo evento rivelato

GW150914 [1] è il primo segnale di onda gravitazionale confermato che sia mai stato rivelato. Si riferisce ad una coalescenza di due buchi neri, rispettivamente di 34.6 masse solari (MS) e 30.0 masse solari, avvenuta a una distanza di circa 470 Mpc da noi. Anche se si tratta del primo evento rivelato è ancora uno dei più significativi, con un SNR di network⁵ di 26.0 [26].

I dati riportati si riferiscono solo agli interferometri LIGO negli Stati Uniti, gli unici in funzione al tempo.

4.1.1 Analisi dei dati di strain

In Figura 12 e 13 sono riportati i grafici di strain corrispondenti all'evento rivelato dai due interferometri LIGO:

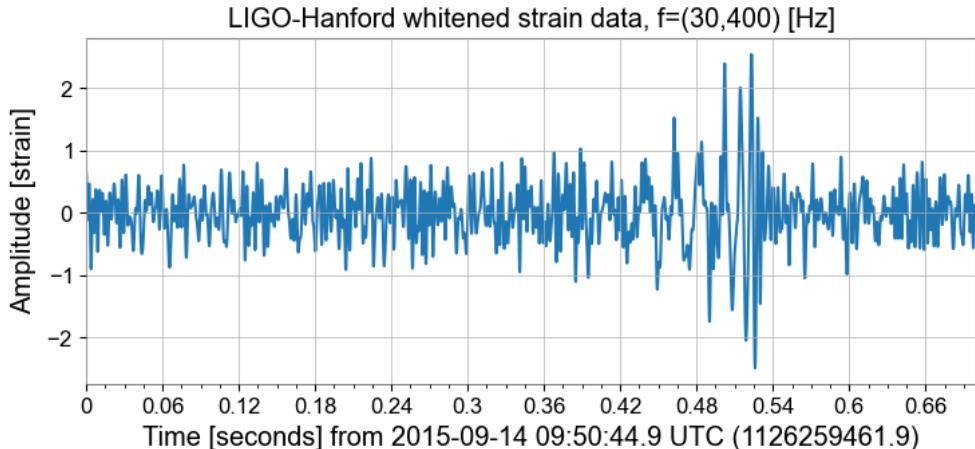


Figura 12: Dati di strain rivelati dall'interferometro LIGO-Hanford graficati in funzione del tempo. Gli stessi dati sono rappresentati in Figura 10 ma con un diverso zoom temporale.

⁵Il SNR di network rappresenta la radice della somma in quadratura dei valori di SNR dei singoli interferometri. Esso si definisce in questo modo: $SNR_{network} = \sqrt{\sum_{i=1}^N (SNR_i)^2}$ [25].

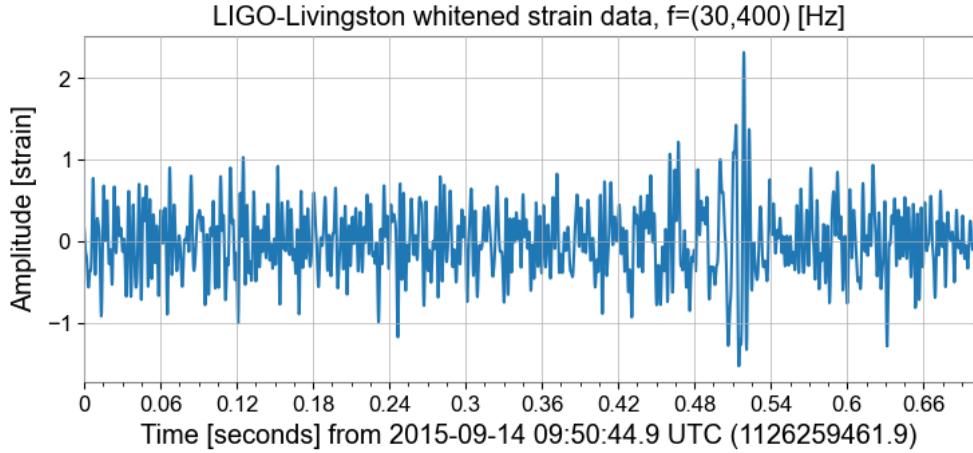


Figura 13: Dati di strain rivelati dall'interferometro LIGO-Livingston graficati in funzione del tempo.

Questi dati hanno già subito un processo di whitening e sono stati filtrati in una banda di frequenze specifiche. Senza questa minima analisi preliminare non si riuscirebbe a intuire graficamente che la coalescenza sia avvenuto ad un tempo t di circa 0.5 s dal tempo GPS 1126259461.9 s preso come zero temporale nel grafico, anche se questi sono ad oggi i dati più chiari di un segnale di onda gravitazionale in possesso della comunità scientifica. Tuttavia, per avere una stima più precisa del tempo di coalescenza si è preparato un programma in Python basato sui tutorial disponibili su GWOSC.org per il calcolo del SNR che ricercasse il massimo valore nei dati raccolti. I risultati sono in Figura 14:

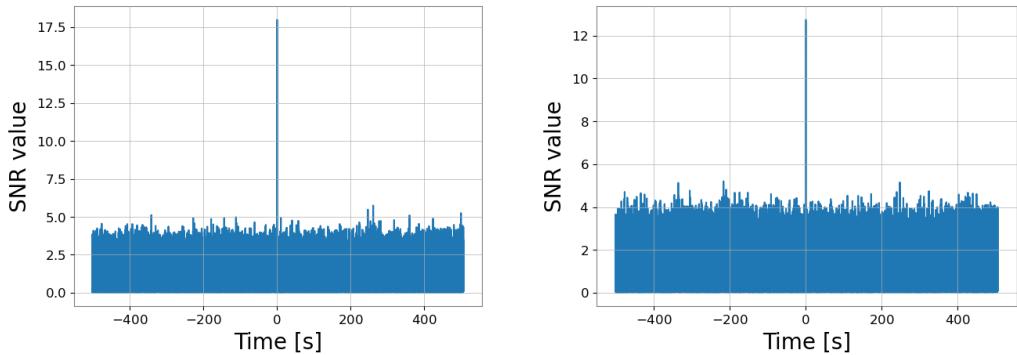


Figura 14: Andamento del SNR nei dati di LIGO-Hanford a sinistra e di LIGO-Livingston a destra. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l'evento GW.

I picchi sono descritti dai parametri in Tabella 1:

Interferometro	SNR massimo	Tempo GPS [s]
Hanford	17.99	1126259462.4268
Livingston	12.74	1126259462.4194

Tabella 1: Parametri che descrivono i picchi di SNR associati all’evento GW150914 nei due interferometri LIGO.

I valori di SNR ottenuti in questo modo sono consistenti in termini di ordine di grandezza con quelli pubblicati dalla collaborazione. Tuttavia, i software adoperati dalla collaborazione aggiungono delle correzioni più sofisticate al valore di SNR tenendo conto per esempio della differenza nel tempo di arrivo e nella fase del segnale su più rivelatori che ne aumentano il valore. Inoltre, per semplificare l’analisi, in questo caso si sono utilizzati un sottoinsieme dei 15 parametri che descrivono la forma d’onda nella sua interezza. Questo porta ad un ulteriore diminuzione del valore di SNR.

Questi dati possono ora essere utilizzati per allineare la forma d’onda teorica generata usando il software PyCBC con i parametri pubblicati sul database di GWOSC.org e i dati raccolti. La forma d’onda è stata ottenuta seguendo il procedimento descritto nel tutorial 2.2 dei workshop raccolti su GWOSC.org. I passaggi principali hanno visto lo sbiancamento della forma d’onda e la ripesatura con i valori di SNR trovati per mostrare come ci si aspetta che essa sia nei dati degli interferometri. La sovrapposizione dei dati di Hanford è in Figura 15.

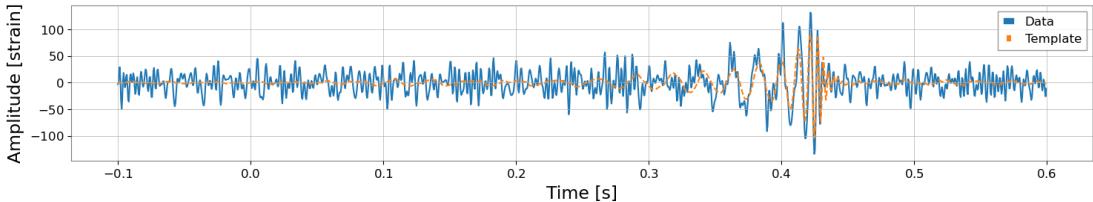


Figura 15: Sovrapposizione fra i dati di LIGO-Hanford e la forma d’onda stimata. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l’evento GW.

La sovrapposizione dei dati di Livingston è in Figura 16:

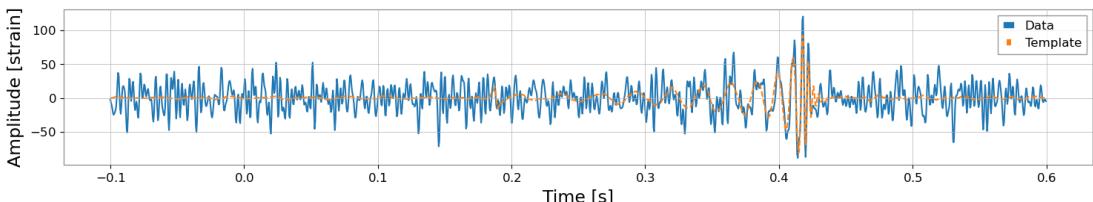


Figura 16: Sovrapposizione fra i dati di LIGO-Livingston e la forma d’onda stimata. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l’evento GW.

Le forme d’onda sono state ottenute con il modulo “get_td_waveform” di PyCBC con i parametri riportati in Tabella 2. L’approssimante indica il modo con cui la forma d’onda viene stimata a partire dai parametri dati in input. Di conseguenza cambia a seconda delle caratteristiche del sistema binario:

Interfer.	Approssimante	Massa1 [MS]	Massa2 [MS]	f_{min} [Hz]	Dist. [Mpc]
Hanford	SEOBNRv4.opt	34.6	30.0	30	470
Livingston	SEOBNRv4.opt	34.6	30.0	30	470

Tabella 2: Parametri della forma d’onda stimata per l’evento GW150914 sui due interferometri LIGO. Si è utilizzato l’approssimante riportato nell’articolo dell’evento [1].

In entrambi i casi si osservano chiaramente le tre fasi della coalescenza di due oggetti compatti e la stima del tempo di coalescenza con il calcolo del SNR risulta ottimale, visto il buonissimo accordo esistente fra i dati e il modello.

4.1.2 Analisi del Qscan

Per quanto riguarda i grafici del Qscan essi sono stati generati con l'applicazione presentata. Per garantire una migliore attenuazione del rumore di fondo si è scaricato un intervallo temporale di dati più lungo della durata temporale dell'evento, per un totale di 32 s. I grafici sono presentati in scala logaritmica con la frequenza che varia dai 20 Hz ai 1000 Hz. In entrambi gli interferometri è stato osservato il caratteristico chirp, visualizzato in maniera ottimale facendo variare il valore di Q fra 4 e 20 (range sensato viste le masse consistenti degli oggetti compatti coinvolti). Infine si è impostato un limite energetico pari a 25 per aumentare il contrasto fra il segnale e il fondo. I grafici ottenuti sono in Figura 17:

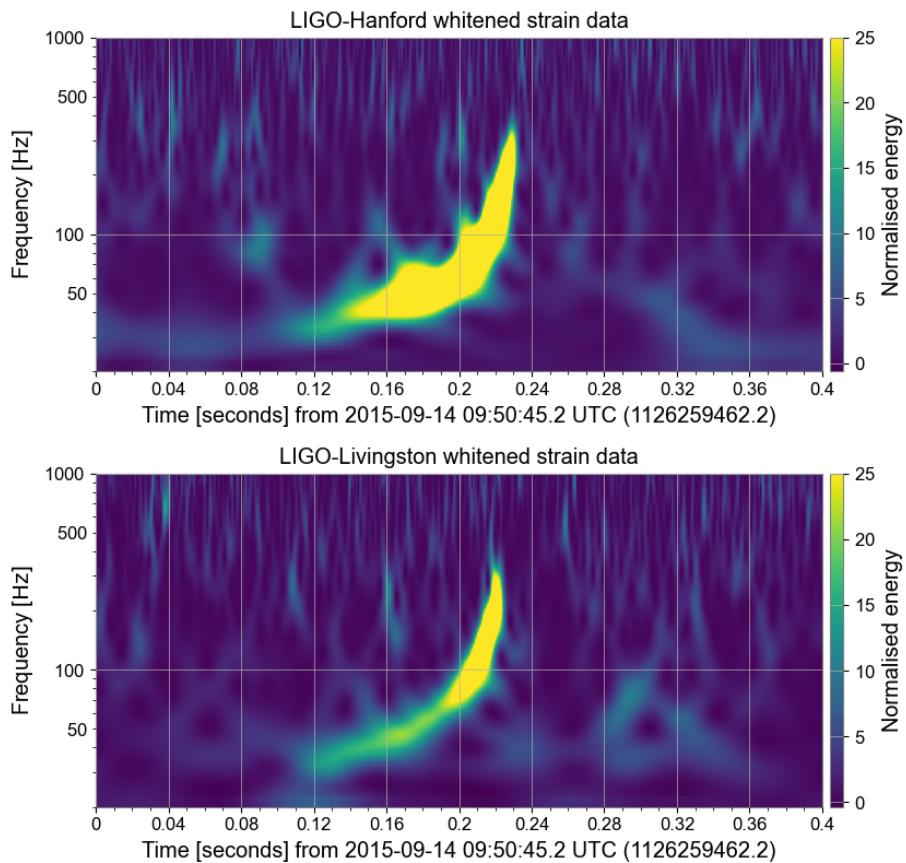


Figura 17: Qscan dei dati dell'evento GW150914 rivelati dagli interferometri LIGO.

Come nei grafici di strain presentati nella sezione precedente si osserva il caratteristico aumento in frequenza del segnale in funzione del tempo finché non si arriva al momento della coalescenza. I parametri utilizzati per la realizzazione di questi grafici sono riassunti in Tabella 3:

Interfer.	t_{start} [s]	t_{stop} [s]	f_{min} [Hz]	f_{max} [Hz]	Q_{min}	Q_{max}	E_{max}
Hanford	1126259462.2	1126259462.6	20	1000	4	20	25
Livingston	1126259462.2	1126259462.6	20	1000	4	20	25

Tabella 3: Parametri dei grafici Qscan dei dati associati all'evento GW150914.

4.2 GW170817: Coalescenza di due stelle di neutroni

GW170817 [2] è il primo segnale confermato derivante dalla coalescenza di due stelle di neutroni. Le masse in gioco in questo caso sono di conseguenza decisamente minori, rispettivamente di 1.63 masse solari e di 1.17 masse solari, caratteristica che allunga notevolmente la durata del segnale e aumenta la frequenza raggiunta. La coalescenza è avvenuta a una distanza di 40.5 Mpc, meno di un decimo della distanza di GW150914. Nonostante ciò l'ampiezza del segnale risulta pressochè la stessa, visto che è influenzata anche da altri parametri. Il valore di SNR di network di questo evento è il più alto mai misurato, attestandosi a 33.0 [26]. Ciò non è però solo dovuto all'intensità del segnale; esso è dovuto al fatto che questo evento si estenda per un intervallo maggiore sia in tempo che in frequenza rispetto ai tipici eventi di BBH. Per questo motivo, nel calcolo del SNR si integra su intervalli maggiori, generando un valore di SNR di network insolitamente alto.

Per questo evento si posseggono i dati raccolti anche da Virgo, già in funzione nel 2017.

4.2.1 Analisi dei dati di strain

In Figura 18, 19 e 20 sono riportati i dati di strain in funzione del tempo rivelati dai due interferometri LIGO e da Virgo. Si vede chiaramente la presenza di un rumore transiente estremamente intenso nei dati di Livingston:

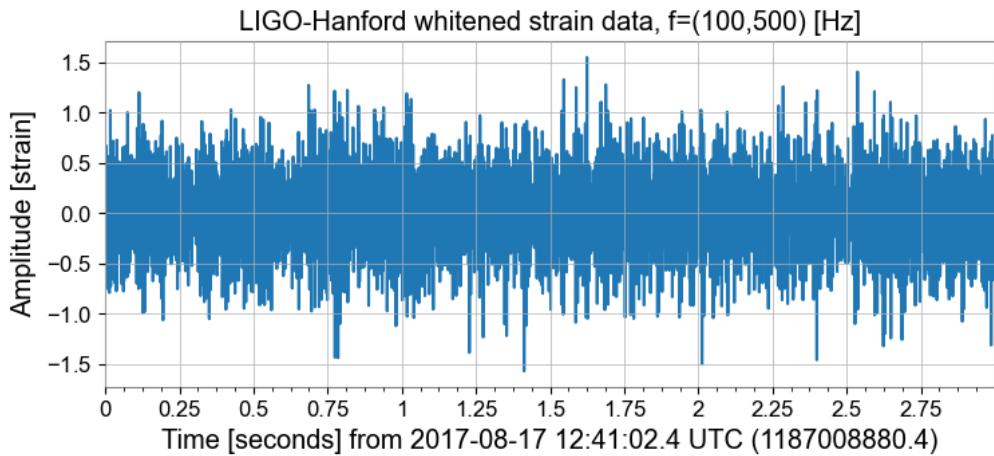


Figura 18: Dati di strain rivelati dall'interferometro LIGO-Hanford graficati in funzione del tempo.

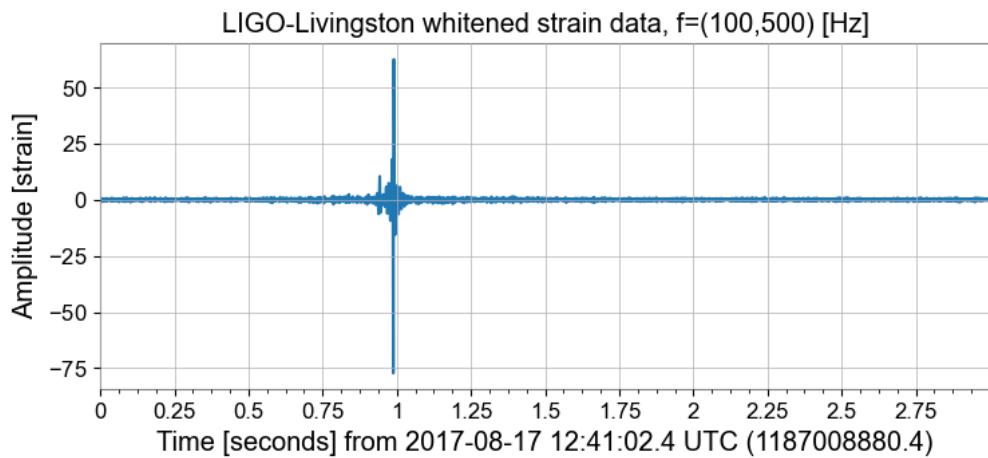


Figura 19: Dati di strain rivelati dall'interferometro LIGO-Livingston graficati in funzione del tempo.

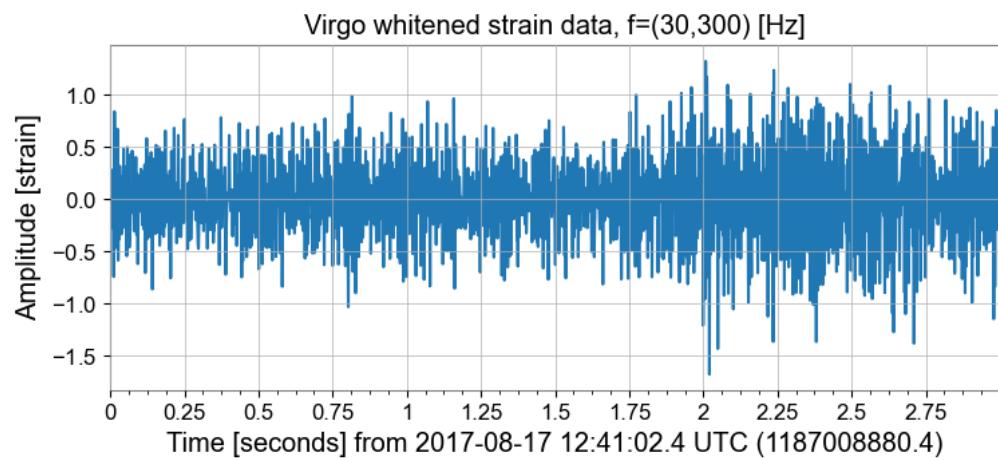


Figura 20: Dati di strain rivelati dall'interferometro Virgo graficati in funzione del tempo.

A differenza dei dati raccolti nel caso dell'evento GW150914, in questi grafici risulta impossibile anche solo stimare il tempo di coalescenza. Per ottenere la migliore stima di esso si è proceduto al calcolo del SNR in funzione del tempo come nel caso precedente. In questo caso però il programma non è stato in grado di isolare in maniera perfetta il tempo della coalescenza, questo a causa della debolezza del segnale e della forma, diversa rispetto ai più comuni BBH. Per ottenere comunque un buon allineamento fra i dati e il modello si è deciso allora di utilizzare il tempo di coalescenza pubblicato e i seguenti valori di SNR:

- LIGO-Hanford: 18.9;
- Virgo: 3.0. [26]

Con questi dati si è potuto ottenere una sovrapposizione almeno approssimativa dei dati riportata in Figura 21 e 22:

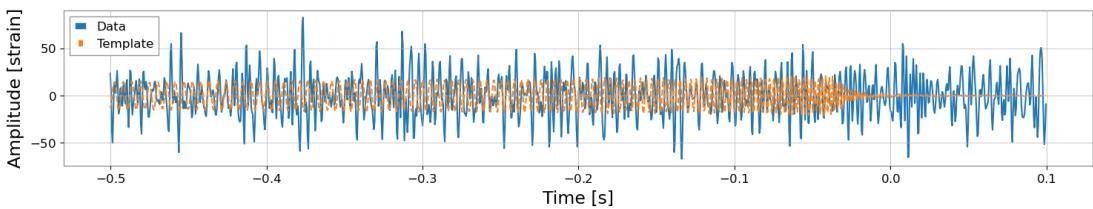


Figura 21: Sovrapposizione fra i dati di LIGO-Hanford e la forma d'onda stimata. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l'evento GW.

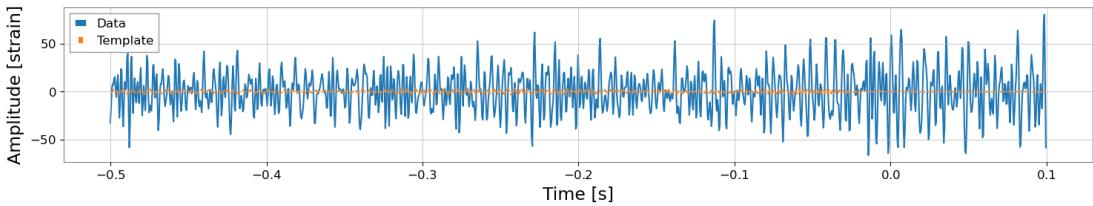


Figura 22: Sovrapposizione fra i dati di Virgo e la forma d'onda stimata. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l'evento GW.

Nelle forme d'onda non si osserva un significativo cambiamento in ampiezza, questo a causa della maggiore lunghezza temporale dell'evento in questione. Inoltre, l'allineamento fra modello e dati non risulta ottimale in entrambi i casi, suggerendo la necessità di modificare leggermente i parametri stimati, procedura da implementare prima di inserire i risultati sull'applicazione. Le forme d'onda sono state ottenute con il modulo “get_td_waveform” di PyCBC con i parametri riportati in Tabella 4:

Interfer.	Approssimante	M1 [MS]	M2 [MS]	f_{min} [Hz]	Dist. [Mpc]
Hanford	IMRPhenomPv2_NRTidal	1.63	1.17	100	40.5
Virgo	IMRPhenomPv2_NRTidal	1.63	1.17	30	40.5

Interfer.	Asc. retta [rad]	Dec. [rad]	Spin 1z	Spin 2z
Hanford	3.446	-0.408	0.238	0.294
Virgo	3.446	-0.408	0.238	0.294

Tabella 4: Parametri della forma d’onda stimata per l’evento GW170817 sugli interferometri LIGO-Hanford e Virgo. Si è utilizzato l’approssimante riportato nell’articolo dell’evento [2].

Anche a partire da questi fit approssimativi si possono fare considerazioni importanti. In primis si nota come la durata del segnale sia notevolmente maggiore rispetto al caso di GW150914. Questo è dovuto al fatto che le masse che stanno orbitando in questo caso sono decisamente minori rispetto ai buchi neri coalescenti nel caso dell’evento precedente. Inoltre si vede immediatamente che il valore di SNR influenza direttamente l’effetto del modello teorico in template. I dati di Virgo, essendo meno significativi, sono meno influenzati dalla curvatura dello spazio-tempo indotta dal passaggio dell’onda. Ciò si ripercuote sul fatto che il modello arancione quasi scompare rispetto al rumore di fondo.

4.2.2 Analisi del Qscan

La visualizzazione dell'andamento dell'energia dell'onda in funzione di tempo e frequenza diventa particolarmente fondamentale in questo caso, dove l'entità della perturbazione indotta è nascosta dal rumore gaussiano e stazionario di fondo. In Figura 23 e 24 sono riportati i grafici del Qscan per tutti e tre gli interferometri considerati:

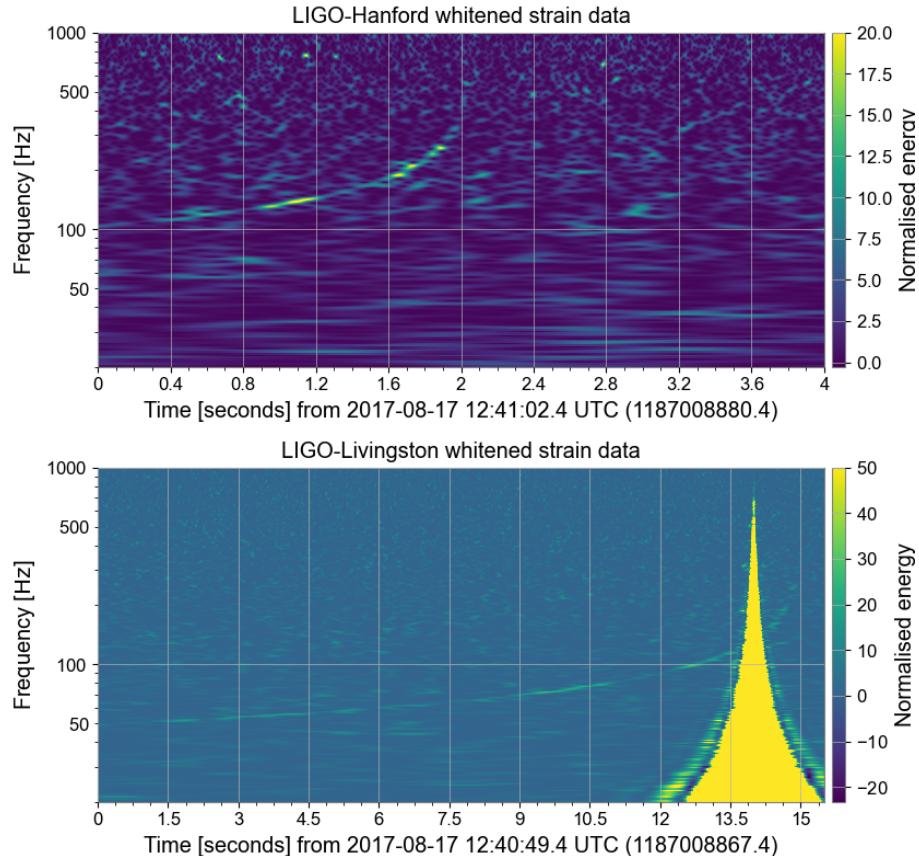


Figura 23: Qscan dei dati dell'evento GW170817 raccolti dagli interferometri LIGO.

Anche se molto debole nel grafico di Hanford è visibile una traccia che si estende da 0 s fino a 2 s e progressivamente sale in frequenza partendo da 100 Hz arrivando a 500 Hz. Questo andamento rappresenta una prova sperimentale del fatto che al diminuire delle masse orbitanti la frequenza dell'onda aumenta. Per quanto riguarda i dati di Livingston essi risultano irremediabilmente inquinati dal glitch rumoroso che si era osservato già nel grafico di strain. Tuttavia, si nota comunque la presenza di una traccia simile a quella del grafico di Hanford che si sviluppa approssimativamente nello stesso intervallo temporale e di frequenza.

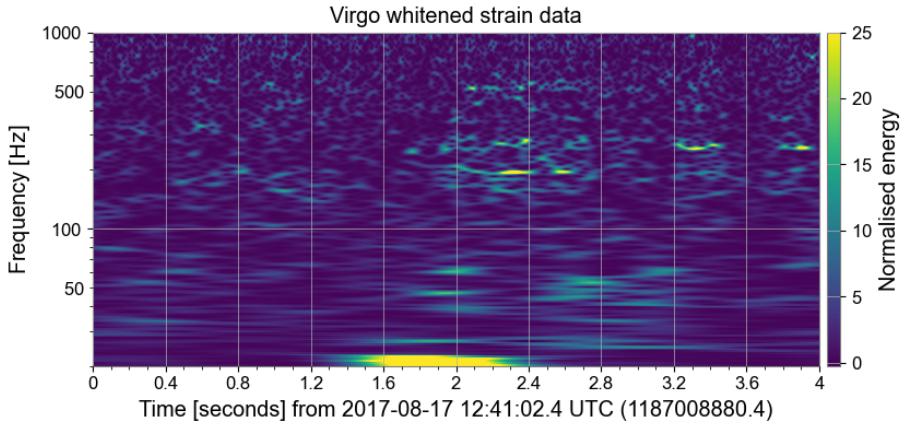


Figura 24: Qscan dei dati dell'evento GW170817 raccolti da Virgo.

I dati di Virgo risultano dominati dal rumore di fondo, in quanto in essi non è visibile nessuna traccia rilevante. Questo fatto conferma il basso valore di SNR pubblicato in merito a questi dati. Ciò non è però dovuto alla più bassa risoluzione dell'interferometro Virgo rispetto ai due rivelatori della collaborazione LIGO. La mancanza del segnale nei dati di Virgo si deve al fatto che ogni interferometro ha una zona di cielo in cui non può rivelare segnali facilmente. GW170817 era localizzato proprio in una di queste zone per il rivelatore Virgo, caratteristica che ha permesso una migliore localizzabilità dell'evento nella volta celeste [2].

In tutti e tre i casi sono stati scaricati in totale 40 s di dati attorno al tempo di coalescenza per meglio ridurre l'entità del rumore di fondo.

I parametri utilizzati per la realizzazione di questi grafici sono riassunti in Tabella 5:

Interfer.	t_{start} [s]	t_{stop} [s]	f_{min} [Hz]	f_{max} [Hz]	Q_{min}	Q_{max}	E_{max}
Hanford	1187008880.4	1187008884.4	20	1000	60	70	20
Livingston	1187008867.4	1187008882.9	20	1000	110	120	50
Virgo	1187008880.4	1187008884.4	20	1000	60	70	25

Tabella 5: Parametri dei grafici Qscan dei dati associati all'evento GW170817.

4.2.3 Cenni di astrofisica multimessaggera

Per concludere la trattazione di GW170817 è doveroso ricordare un altro aspetto che ha reso la rivelazione di questo evento uno dei momenti più importanti dell'astrofisica moderna. Come accennato precedentemente, alla misura dell'allungamento indotto dall'onda gravitazionale è seguita l'osservazione diretta della controparte elettromagnetica. Solo 1.7 secondi dopo che la rete di interferometri aveva rivelato il segnale gravitazionale, un impulso di raggi gamma noto come GRB170817A è stato rivelato da Fermi-GBM. Per questo evento, grazie proprio alla quasi contemporanea osservazione del GRB, si è ottenuta una buona localizzazione dell'evento pari ad una regione (chiamata ellisse d'incertezza) larga circa 2 gradi e lunga 15, coprendo quindi un'area totale di circa 28 gradi quadrati [2]. Puntando i telescopi in quella direzione si è potuto misurare l'emissione elettromagnetica in quasi tutte le bande, dal radio al soft-gamma, legata alla coesistenza di due stelle di neutroni ed alla seguente kilonova. Questo evento rappresenta il primo caso di osservazione di un evento astrofisico attraverso diversi messaggeri, la radiazione elettromagnetica e le onde gravitazionali. Questo evento ha perciò inaugurato l'era dell'*astrofisica multimessaggera*, ovvero lo studio degli eventi cosmici attraverso diverse vie di osservazione, aspetto che fa aumentare la quantità e la diversità dei dati a disposizione degli scienziati per investigare la fisica di questi importanti fenomeni.

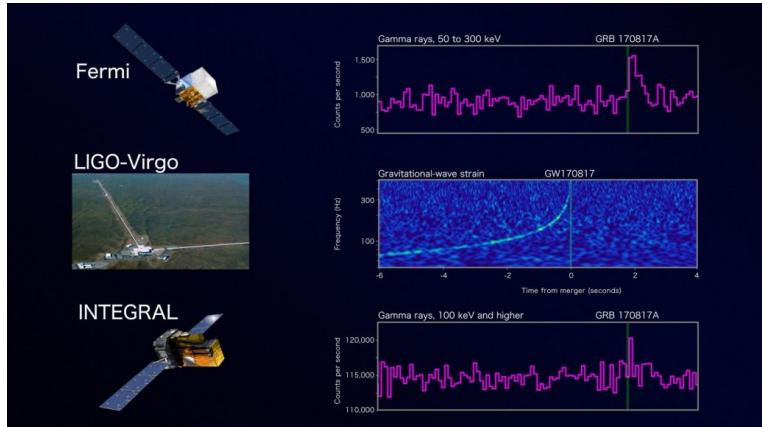


Figura 25: Grafici che mostrano i dati raccolti dovuti al GRB170817A rivelato dai telescopi Fermi e Integral e la corrispondenza con l'evento GW170817.

Immagine tratta da: <https://svs.gsfc.nasa.gov/12740>

4.3 GW190814: La coalescenza rivelata con la più grande asimmetria di massa

GW190814 [3] è il segnale d'onda gravitazionale registrato con la più grande asimmetria di massa fra gli oggetti coalescenti. Infatti, questo evento è stato originato dalla coalescenza fra un buco nero di massa pari a 24.5 masse solari e un oggetto di sole 2.7 masse solari. Nonostante la presenza di un oggetto massivo la massa di chirp corrispondente a questo evento si stima essere di circa 6.11 masse solari, per cui l'andamento osservato nei dati è più simile a GW170817 rispetto che a GW150914. La coalescenza è avvenuta a 232.0 Mpc dalla Terra, una distanza intermedia fra quelle stimate per gli altri due eventi. La distanza maggiore si ripercuote in un'ampiezza minore del segnale rispetto a GW170817. Ciononostante il valore di SNR di network di questo evento è molto alto, di circa 25.3.

4.3.1 Analisi dei dati di strain

In Figura 26, 27 e 28 si riportano i dati di strain in funzione del tempo misurati dagli interferometri LIGO e Virgo, tutti e tre operativi nel 2019:

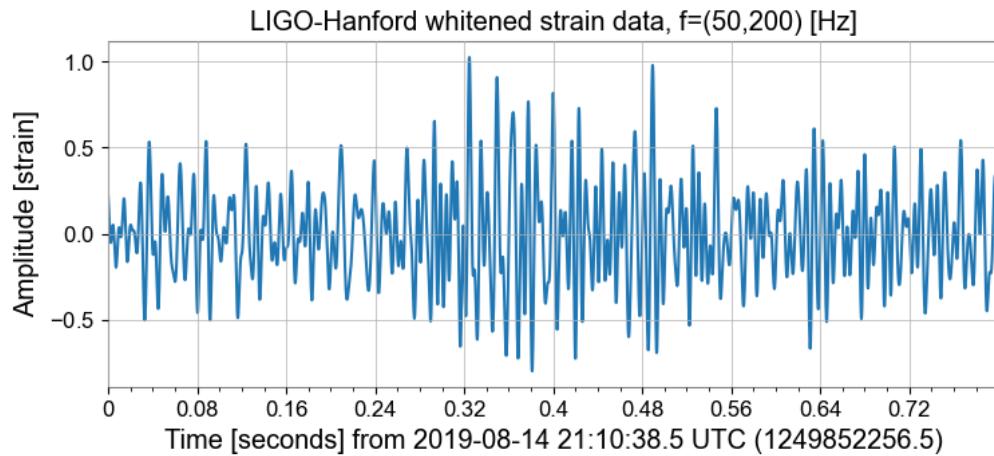


Figura 26: Dati di strain raccolti dall'interferometro LIGO-Hanford in funzione del tempo.

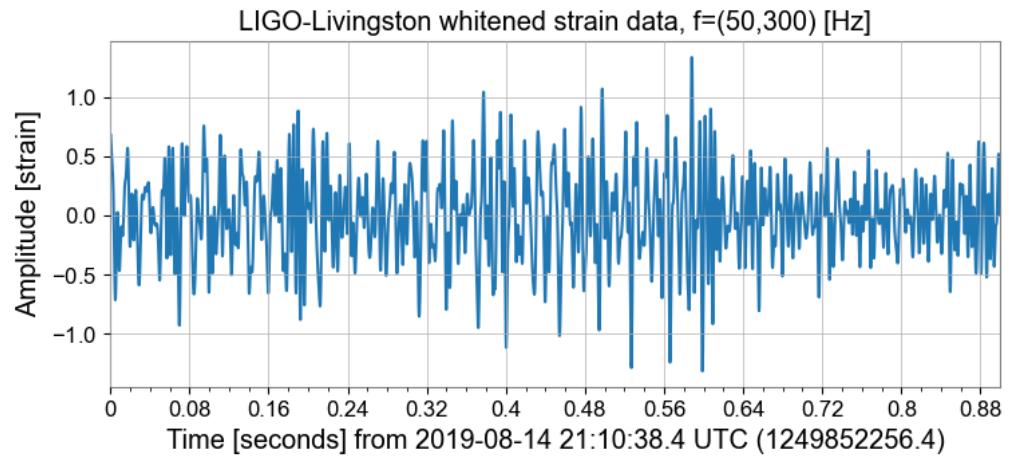


Figura 27: Dati di strain raccolti dall’interferometro LIGO-Livingston in funzione del tempo.

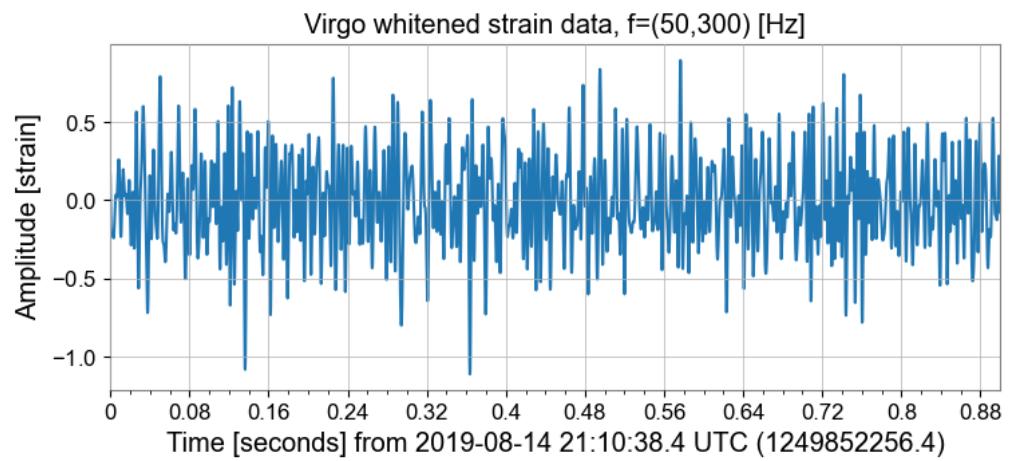


Figura 28: Dati di strain raccolti dall’interferometro Virgo in funzione del tempo.

Come nel caso di GW170817 anche per questi dati non è possibile fare una stima del tempo di coalescenza dal grafico della strain. Si implementa allora l'algoritmo di calcolo del valore di SNR in funzione del tempo in cerca dal picco massimo di segnale. A causa della debolezza del segnale e della sua forma si osservano tuttavia molti picchi apparenti di rumore, a volte più intensi del valore vero di picco dovuto al segnale. Per questo motivo, anche in questo caso, si è deciso di utilizzare i parametri pubblicati per creare il modello d'onda in template.

Le sovrapposizioni ottenute sono riportate in Figura 29, 30 e 31:

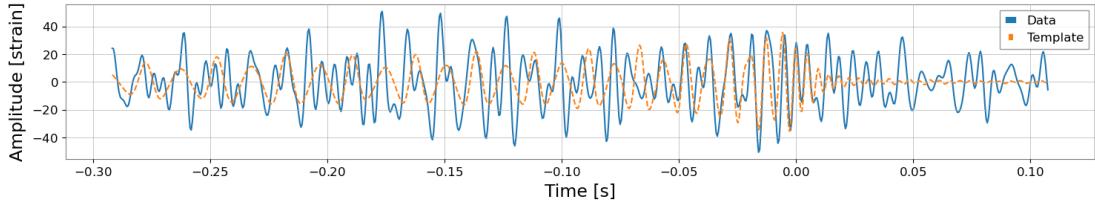


Figura 29: Sovrapposizione fra i dati di LIGO-Hanford e la forma d'onda stimata. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l'evento GW.

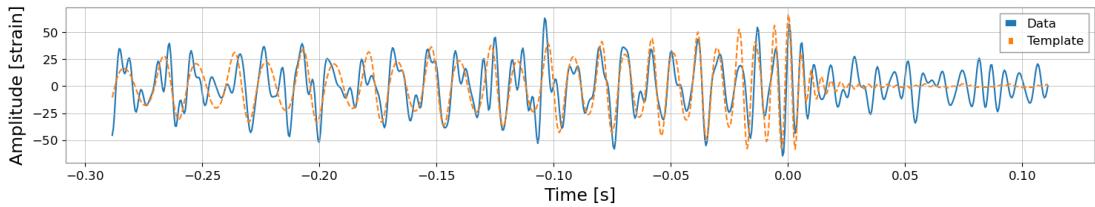


Figura 30: Sovrapposizione fra i dati di LIGO-Livingston e la forma d'onda stimata. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l'evento GW.

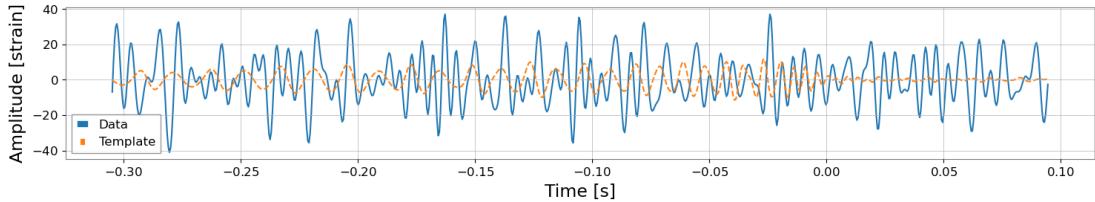


Figura 31: Sovrapposizione fra i dati di Virgo e la forma d'onda stimata. Lo zero temporale è posto al tempo approssimativo a cui si è osservato l'evento GW.

In questo caso l'allineamento fra modello d'onda e dati risulta perfetto nel caso dei dati di Livingston e di Hanford (i più significativi), mentre si potrebbe ancora migliorare su quelli di Virgo. Le forme d'onda sono state ottenute con il modulo “get_td_waveform” di PyCBC con i parametri riportati in Tabella 6:

Interfer.	Approssimante	M1 [MS]	M2 [MS]	f_{min} [Hz]	Dist. [Mpc]	SNR
Hanford	IMRPhenomPv3HM	24.5	2.7	50	232.0	11.3
Livingston	IMRPhenomPv3HM	24.5	2.7	50	232.0	22.2
Virgo	IMRPhenomPv3HM	24.5	2.7	50	232.0	4.3

Interfer.	t_c [s]	Asc. R. [rad]	Dec. [rad]	Psi [rad]	Spin 1z	Spin 2z
Hanford	1249852257.008	0.243	-0.449	0.644	-0.002	0.053
Livingston	1249852257.012	0.243	-0.449	0.644	-0.002	0.053
Virgo	1249852256.995	0.243	-0.449	0.644	-0.002	0.053

Tabella 6: Parametri della forma d’onda stimata per l’evento GW190814. Si è utilizzato l’approssimante riportato nell’articolo dell’evento [3]

In tutti e tre i casi si osserva l’aumento in ampiezza e frequenza del segnale all’avvicinarsi al tempo di coalescenza. Maggiori informazioni sull’andamento effettivo dell’energia e della frequenza in funzione del tempo potranno essere desunte dal più significativo grafico del Qscan riportato nella sezione successiva.

4.3.2 Analisi del Qscan

Come accennato nella sezione precedente, la visualizzazione dell’andamento dell’ASD in funzione di tempo e frequenza ci permette di visualizzare meglio il segnale di onda gravitazionale associato all’evento GW190814. Come prima, per migliorare la soppressione del rumore di fondo si è utilizzato un intervallo temporale più lungo per la stima della densità spettrale di potenza, per un totale di 40 s attorno al tempo di coalescenza. In Figura 32 e 33 sono riportati i grafici del Qscan dell’evento rivelato nei tre interferometri:

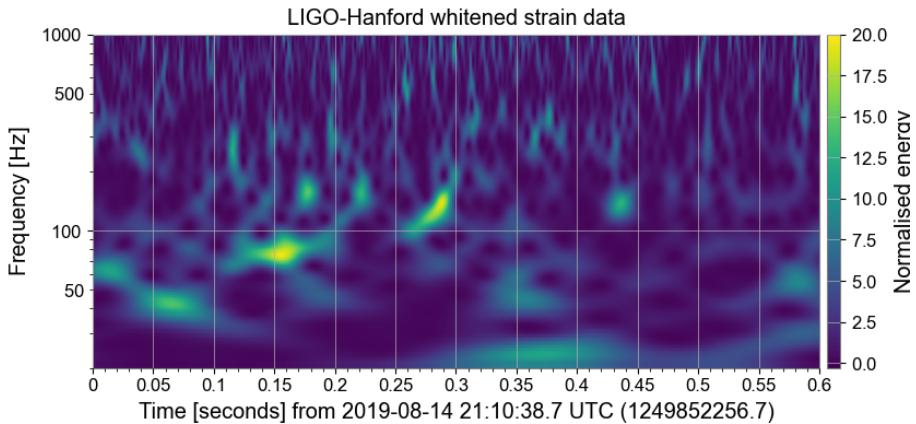


Figura 32: Qscan dei dati dell’evento GW190814 raccolti nell’interferometro LIGO-Hanford.

Come ci si aspettava il segnale di Livingston risulta molto più chiaro e definito, con la tipica crescita in intensità e frequenza in prossimità della coalescenza. Anche la durata del segnale è sensata, compatibile con una massa di chirp non troppo elevata. Si vede come il segnale si sviluppi su 0.3 s, di più rispetto a segnali di oggetti più massivi come GW150914, ma sensibilmente di meno rispetto a coalescenze di oggetti leggeri come GW170817. Anche la frequenza che si raggiunge è

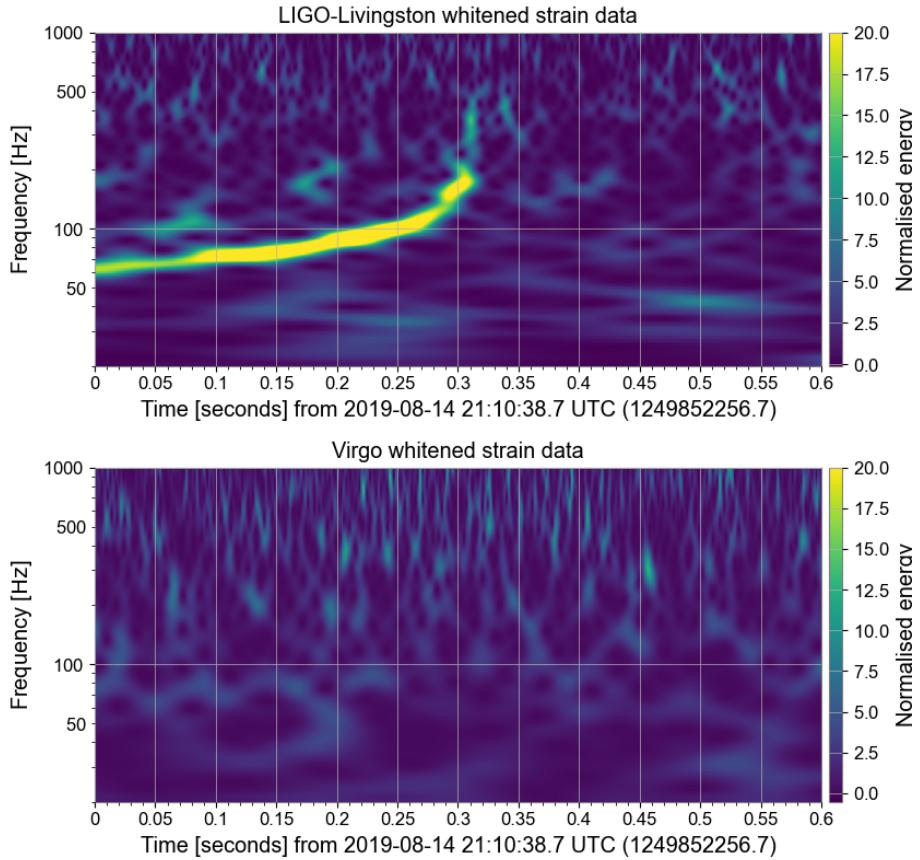


Figura 33: Qscan dei dati dell’evento GW190814 raccolti nell’interferometro LIGO-Livingston e Virgo.

compatibile con le predizioni teoriche. Questa coalescenza, avendo una massa di chirp compresa fra quelle degli altri due eventi analizzati, raggiunge frequenze intorno ai 400 Hz, meno dei 500 Hz di GW170817.

La differenza nei valori di SNR calcolati nei tre interferometri si ripercuote sul fatto che nel grafico di Hanford si possa solo intuire la presenza di un evento nello stesso intervallo temporale analizzato su Livingston, mentre i dati di Virgo siano completamente dominati da rumore gaussiano di fondo, attenuato con il processo di whitening.

I parametri utilizzati per la realizzazione di questi grafici sono riassunti in Tabella 7:

Interfer.	t_{start} [s]	t_{stop} [s]	f_{min} [Hz]	f_{max} [Hz]	Q_{min}	Q_{max}	E_{max}
Hanford	1249852256.7	1249852257.3	20	1000	4	20	20
Livingston	1249852256.7	1249852257.3	20	1000	4	20	20
Virgo	1249852256.7	1249852257.3	20	1000	4	20	20

Tabella 7: Parametri dei grafici Qscan dei dati associati all’evento GW190814.

4.3.3 Masse nel “cimitero”stellare

Lo studio di numerosi oggetti compatti tramite l’analisi di segnali di onde gravitazionali ha permesso di organizzarli in funzione della loro massa in una rappresentazione grafica riportata in Figura 34. Il grafico mostra la presenza di molti oggetti con una massa intermedia fra quella tipica di una stella di neutroni e quella di un buco nero. Infatti, dalla teoria sappiamo che la massa massima di una stella di neutroni è definita con il limite di Tolman-Oppenheimer-Volkoff, parametro che definisce la massa limite oltre la quale la pressione degenera dei neutroni non riesce più a compensare la pressione gravitazionale e il corpo collassa in un buco nero. Secondo le stime più recenti questo limite vale 2.17 masse solari.

Con le sue 2.7 masse solari, l’oggetto meno massivo della coalescenza che ha generato l’evento GW190814 rappresenta la stella di neutroni più pesante mai osservata, oppure il buco nero più leggero mai rivelato. Questo e altri oggetti osservati nel corso dei vari run osservativi rimangono di conseguenza di natura incerta, mettendo alla prova la nostra conoscenza delle masse degli oggetti compatti che entrano in gioco in sistemi coalescenti [3].

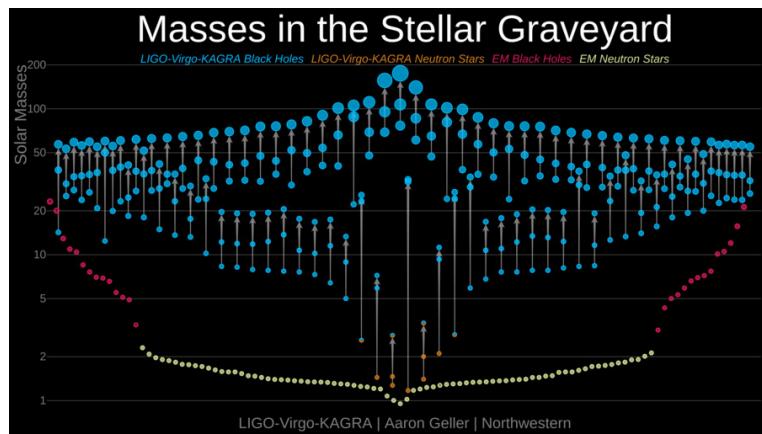


Figura 34: Rappresentazione grafica delle masse degli oggetti compatti studiati con segnali di onde gravitazionali fino al termine del terzo run osservativo.

Immagine tratta da: <https://media.ligo.northwestern.edu/gallery/mass-plot>

4.4 Analisi di glitch di rumore

L'ultima parte di analisi dati sviluppata nell'ambito di questo progetto di tesi ha visto la caratterizzazione di alcuni glitch di rumore sfruttando le funzionalità dell'applicazione⁶. I glitch sono rumori transienti non gaussiani che non possono essere studiati nell'ambito della stima della PSD, vanno isolati e caratterizzati a parte, tabulandoli in base alle loro caratteristiche morfologiche. Una ricca collezione di glitch rivelati nel corso dei diversi run osservativi sui vari interferometri è presentata nel database GravitySpy [27].

Quest'analisi è partita proprio dagli eventi collegati a glitch di rumore tabulati per il primo run osservativo su Zenodo. Con un algoritmo di selezione si sono isolati gli eventi più intensi e chiaramente riconoscibili di molte famiglie di glitch e sono stati rappresentati in un grafico del Qscan con l'applicazione. Per garantire una buona raffigurazione si sono modificati i filtri passa-banda e i valori massimi di energia. Tutti i parametri sono riportati in Tabella 8.

L'origine di alcuni di questi glitch è nota, come la “power line”, un glitch ricorrente negli interferometri statunitensi che consiste in un picco di rumore in corrispondenza di una frequenza di 60 Hz. Questo glitch si deve alla frequenza della rete di alimentazione elettrica che negli USA si attesta proprio attorno ai 60 Hz. Un altro glitch di rumore la cui origine, questa volta naturale, è nota è il glitch denominato “air compressor”, che come dice il nome è dovuto ad una compressione d'aria in prossimità dell'interferometro.

Numerosissimi altri glitch di rumore sono invece di origine sconosciuta e perciò vengono catalogati in funzione di altri parametri, in primis la morfologia che essi assumono nel grafico del Qscan. Alcuni di questi sono davvero peculiari, come il glitch “koi fish”, chiamato così per la somiglianza del segnale da esso prodotto con l'omonima specie di pesce giapponese. Un altro modo di classificazione si basa sul rumore che esso produce se le frequenze vengono associate a corrispondenti onde sonore. Uno dei glitch di rumore catalogato in questa maniera è il glitch detto “blip”.

Nell'ambito di questo progetto di tesi sono stati analizzati undici diversi tipi di glitch, visualizzando con l'applicazione il loro andamento caratteristico nel grafico del Qscan. Questi verranno in seguito aggiunti nel menù a tendina corrispondente, per permettere una più facile visualizzazione da parte dell'utente. I grafici sono riportati in Figura 35, 36, 37, 38, 39 e 40.

⁶Molti segnali di glitch di rumore sono raccolti in una repository su questo sito <https://zenodo.org/records/5649212>

NOME	t_{start} [s]	t_{stop} [s]	f_{min} [Hz]	f_{max} [Hz]	Q_{min}
Air compressor	1126774411.0	1126774443.0	10	1000	42
Blip	1135164181.4	1135164213.4	20	1200	4
Koi fish	1131408995.2	1131409027.2	10	1000	4
Light modulation	1131773645.4	1131773677.4	10	1000	20
Low frequency burst	1133692211.3	1133692243.3	10	1000	4
Low frequency lines	1134920012.3	1134920044.3	10	1000	42
Power line	1130913164.9	1130913196.9	10	1000	42
Repeating blip	1133002853.0	1133002885.0	100	1000	4
Scattered light	1136122802.6	1136122842.6	100	1000	42
Scratchy	1132412167.2	1132412199.2	10	1000	42
Tomte	1133222803.9	1133222835.9	10	1000	4

NOME	Q_{max}	t_{start} in figura [s]	t_{stop} in figura [s]	E_{max}
Air compressor	47	1126774426.0	1126774428.0	25
Blip	6	1135164197.15	1135164197.65	200
Koi fish	6	1131409009.2	1131409013.2	300
Light modulation	25	1131773659.4	1131773663.4	100
Low frequency burst	6	1133692225.3	1133692229.3	100
Low frequency lines	47	1134920026.3	1134920030.3	50
Power line	47	1130913180.4	1130913181.4	70
Repeating blip	6	1133002868.0	1133002870.0	60
Scattered light	47	1136122819.6	1136122825.6	500
Scratchy	47	1132412181.2	1132412185.2	50
Tomte	6	1133222819.65	1133222820.15	80

Tabella 8: Parametri dei grafici di glitch di rumore

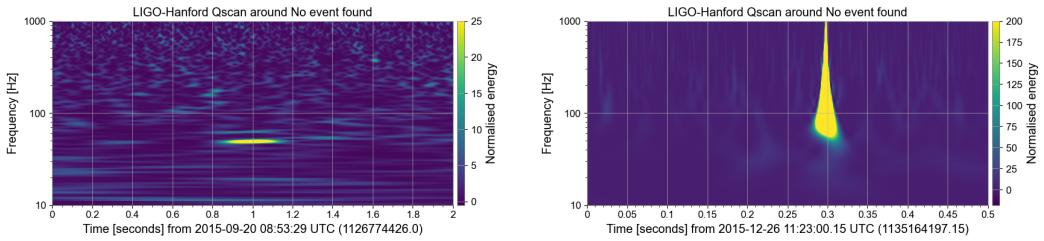


Figura 35: Glitch “air compressor” e “blip”.

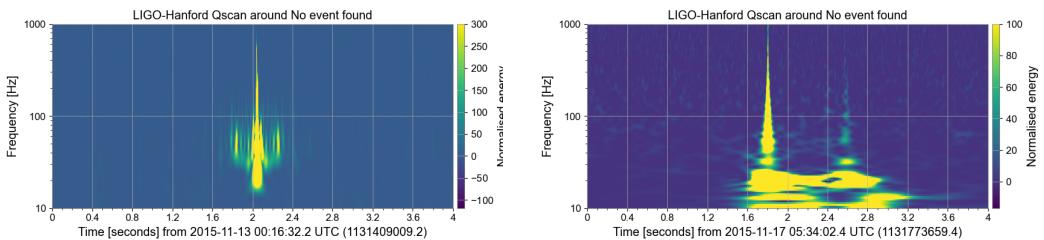


Figura 36: Glitch “koi fish” e “light modulation”.

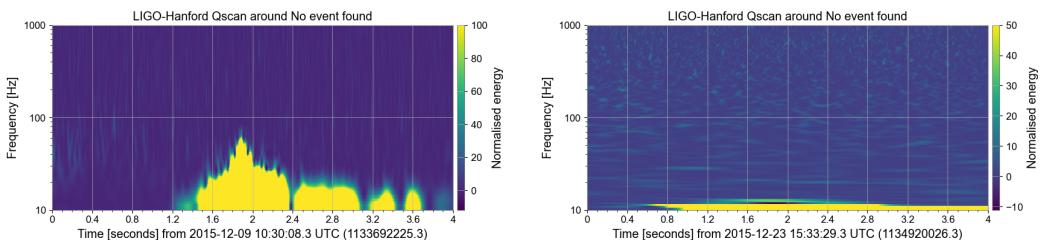


Figura 37: Glitch “low frequency burst” e “low frequency lines”.

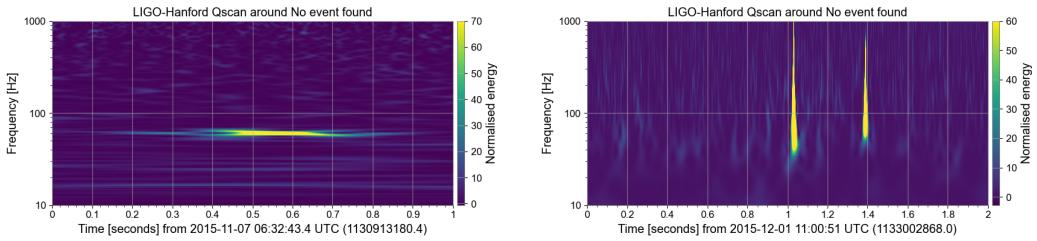


Figura 38: Glitch “power line” e “repeating blip”.

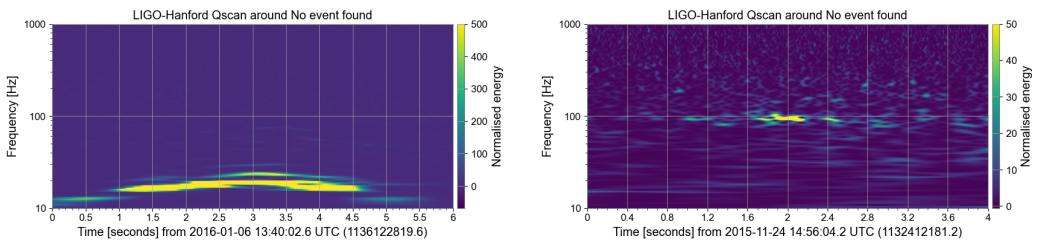


Figura 39: Glitch “scattered light” e “scratchy”.

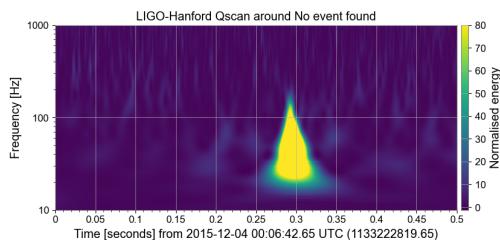


Figura 40: Glitch “tomte”.

Conclusioni

Il progetto di tesi esposto in questo elaborato è servito come studio dei dati delle onde gravitazionali raccolti dagli interferometri LIGO-Virgo. Nella prima parte è stata approfondita la teoria della Relatività Generale di Einstein del 1915 e la predizione delle onde gravitazionali, provata solamente nel 2015 con la prima rivelazione degli effetti generati da una di queste onde. Oltre ad analizzare brevemente le origini teoriche di questo effetto ho implementato un'analisi dati approfondita su tre dei principali eventi registrati dal 2015 ad oggi. Quest'analisi ha permesso di confermare alcuni aspetti teorici, di approfondire il metodo di analisi dati delle onde gravitazionali, la derivazione dei principali parametri e di alcune dipendenze che questi segnali hanno in rapporto alle caratteristiche del sistema binario di oggetti compatti che le ha generate. Per esempio, l'analisi di GW150914 ha mostrato che con dei semplici filtri in frequenza e un processo di whitening si potesse già visualizzare chiaramente l'andamento tipico del segnale di una coalescenza, caratteristica non evidente nei grafici degli altri eventi analizzati, dove uno dei due oggetti o entrambi i corpi coinvolti avevano masse decisamente inferiori.

Durante l'analisi dei dati raccolti dai tre principali interferometri globali ho sfruttato un'applicazione per la realizzazione di alcuni dei grafici presentati, in particolare quelli di strain e Qscan. Ciò ha permesso un primo collaudo di questo strumento e la risoluzione di diversi bug grafici. Quest'applicazione, realizzata nell'ambito del progetto AHEAD2020, si pone come obiettivo quello di rappresentare un'interfaccia grafica semplice ed intuitiva per l'analisi e la visualizzazione dei dati dei principali interferometri gravitazionali. In questo progetto di tesi si è compiuta l'analisi di diversi segnali e glitch di rumore (unica sorgente di rumore rivelato dagli interferometri che non può essere descritta come gaussiana e stazionaria, e che di conseguenza deve essere trattata a parte) che verranno successivamente aggiunti al database accessibile con le funzionalità dell'applicazione. “GW_Data_Plotter”, questo il nome dell'applicazione, sarà progressivamente aggiornata, con l'aggiunta di ulteriori eventi, miglioramento che renderà il suo utilizzo sempre più efficace.

Le onde gravitazionali, focus principale di questo progetto di tesi, rappresentano una delle grandi sfide dell'astrofisica moderna, ponendo nuove difficoltà tecniche per la realizzazione di rivelatori sempre più sensibili e accurati. Per questo motivo, nuovi progetti per interferometri più moderni e sensibili sono già stati presentati. Uno di questi è il *Telescopio Einstein* (ET), rappresentato in figura 41, un interferometro triangolare di terza generazione che dovrebbe essere costruito in prossimità delle miniere di Sos Enattos, nell'entroterra sardo, sotto la supervisione di diversi enti di ricerca europei tra cui l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare). Questo rivelatore verrà costruito a una profondità di 100-300 m per isolarlo dalla maggior parte degli effetti sismici, ed avrà un perimetro di 30 km⁷.

Rispetto agli attuali interferometri, ET osserverà un volume di Universo circa mille volte maggiore (vedere Figura 42), permettendo la rivelazione di un numero impressionante di segnali dalla coalescenza sia di stelle di neutroni, sia di buchi neri, contribuendo alla comprensione della natura degli oggetti astrofisici più estremi, e attraverso di essi studiare le stelle dalle quali hanno avuto origine, risalendo fino alle prime stelle dell'Universo. ET permetterà di rivelare fenomeni attesi ma ancora mai osservati, come l'emissione continua da stelle di neutroni, le esplosioni di supernovae e la misura del fondo cosmologico o astrofisico di onde gravitazionali. Grazie a questo, in particolare, sarà possibile studiare ad esempio i modi in cui si formano i buchi neri, le loro caratteristiche e la loro evoluzione. ET si pone come obiettivo quello di fornire informazioni utili

⁷Maggiori informazioni al seguente link <https://www.einstein-telescope.it/>

anche ad altre branche della fisica, dalla gravità quantistica alla materia oscura, permettendo così di risolvere alcuni misteri fondamentali del nostro Universo.

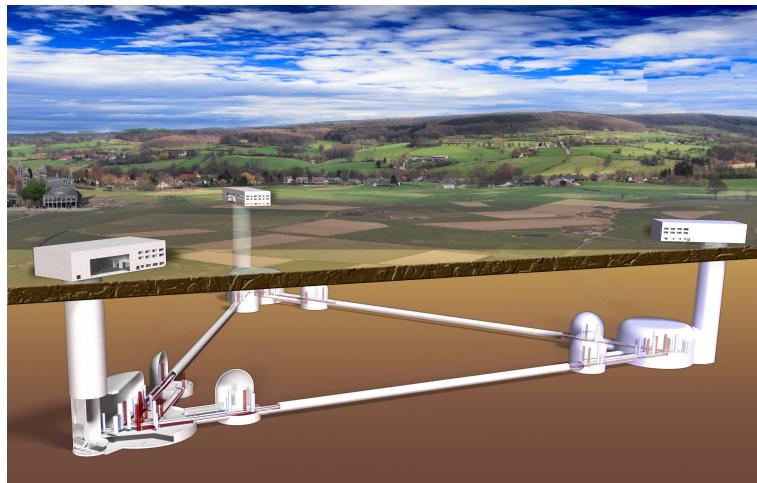


Figura 41: Rappresentazione artistica del complesso osservativo del Telescopio Einstein
Immagine tratta da <https://www.et-gw.eu/index.php/etimages>

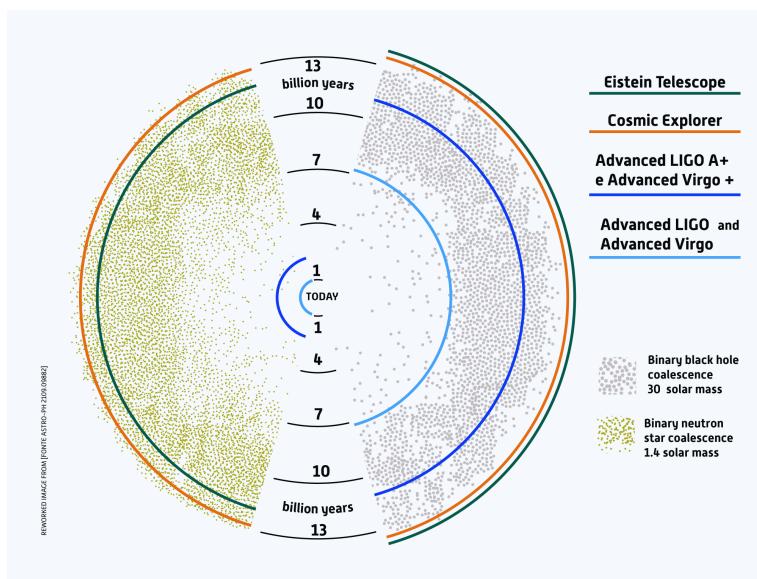


Figura 42: Rappresentazione grafica della quantità di Universo che il Telescopio Einstein sarà in grado di osservare.
Immagine tratta da <https://www.einstein-telescope.it/en/einstein-telescope-en/>

Riferimenti bibliografici

- [1] Benjamin P Abbott, Richard Abbott, TDe Abbott, MR Abernathy, Fausto Acernese, Kendall Ackley, Carl Adams, Thomas Adams, Paolo Addesso, Rana X Adhikari, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical review letters*, 116(6):061102, 2016.
- [2] Benjamin P Abbott, Rich Abbott, TDea Abbott, Fausto Acernese, Kendall Ackley, Carl Adams, Thomas Adams, Paolo Addesso, Rana X Adhikari, Vaishali B Adya, et al. GW170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Physical review letters*, 119(16):161101, 2017.
- [3] Richard Abbott, TD Abbott, S Abraham, Fausto Acernese, K Ackley, C Adams, Rana X Adhikari, VB Adya, Christoph Affeldt, Michail Agathos, et al. GW190814: gravitational waves from the coalescence of a 23 solar mass black hole with a 2.6 solar mass compact object. *The Astrophysical Journal Letters*, 896(2):L44, 2020.
- [4] Peter R Saulson. *Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors*. World Scientific, 1994.
- [5] Michele Maggiore. *Gravitational waves: Volume 1: Theory and experiments*. OUP Oxford, 2007.
- [6] Federico De Lillo, Jishnu Suresh, and Andrew L Miller. Stochastic gravitational-wave background searches and constraints on neutron-star ellipticity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 513(1):1105–1114, 2022.
- [7] Ernazar Abdikamalov, Giulia Pagliaroli, and David Radice. Gravitational waves from core-collapse supernovae. In *Handbook of Gravitational Wave Astronomy*, pages 909–945. Springer, 2022.
- [8] Tania Regimbau. The astrophysical gravitational wave stochastic background. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 11(4):369, 2011.
- [9] LIGO Scientific, VIRGO collaborations, BP Abbott, R Abbott, TD Abbott, MR Abernathy, F Acernese, K Ackley, C Adams, T Adams, P Addesso, et al. The basic physics of the binary black hole merger GW150914. *Annalen der Physik*, 529(1-2):1600209, 2017.
- [10] Matthew Pitkin, Stuart Reid, Sheila Rowan, and Jim Hough. Gravitational wave detection by interferometry (ground and space). *Living reviews in relativity*, 14:1–75, 2011.
- [11] Junaid Aasi, BP Abbott, Richard Abbott, Thomas Abbott, MR Abernathy, Kendall Ackley, Carl Adams, Thomas Adams, Paolo Addesso, RX Adhikari, et al. Advanced LIGO. *Classical and quantum gravity*, 32(7):074001, 2015.
- [12] Fausto Acernese, M Agathos, K Agatsuma, Damiano Aisa, N Allemandou, Aea Allocca, J Amarni, Pia Astone, G Balestri, G Ballardin, et al. Advanced Virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector. *Classical and Quantum Gravity*, 32(2):024001, 2014.
- [13] T Akutsu, M Ando, K Arai, Y Arai, S Araki, A Araya, N Aritomi, Y Aso, S Bae, Y Bae, et al. Overview of KAGRA: Detector design and construction history. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2021(5):05A101, 2021.

- [14] Benjamin P Abbott, Rich Abbott, Thomas D Abbott, Sheelu Abraham, Fausto Acernese, Kendall Ackley, Carl Adams, Vaishali B Adya, Christoph Affeldt, Michalis Agathos, et al. A guide to LIGO–Virgo detector noise and extraction of transient gravitational-wave signals. *Classical and Quantum Gravity*, 37(5):055002, 2020.
- [15] Eric D Black and Ryan N Gutenkunst. An introduction to signal extraction in interferometric gravitational wave detectors. *American Journal of Physics*, 71(4):365–378, 2003.
- [16] Richard Abbott, TD Abbott, F Acernese, K Ackley, C Adams, N Adhikari, RX Adhikari, VB Adya, C Affeldt, D Agarwal, et al. GWTC-3: Compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the second part of the third observing run. *Physical Review X*, 13(4):041039, 2023.
- [17] William H Press. *Numerical recipes 3rd edition: The art of scientific computing*. Cambridge university press, 2007.
- [18] S Babak, R Balasubramanian, D Churches, T Cokelaer, and B S Sathyaprakash. A template bank to search for gravitational waves from inspiralling compact binaries: I. Physical models. *Classical and Quantum Gravity*, 23(18):5477–5504, August 2006.
- [19] Bruce Allen, Warren G Anderson, Patrick R Brady, Duncan A Brown, and Jolien DE Creighton. FINDCHIRP: An algorithm for detection of gravitational waves<? format?> from inspiraling compact binaries. *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology*, 85(12):122006, 2012.
- [20] Alexander H Nitz, Thomas Dent, Tito Dal Canton, Stephen Fairhurst, and Duncan A Brown. Detecting binary compact-object mergers with gravitational waves: Understanding and Improving the sensitivity of the PyCBC search. *The Astrophysical Journal*, 849(2):118, 2017.
- [21] Andrea Virtuoso et al. Rethinking the basics of the unmodelled analysis of gravitational-wave transients in a modern (and future) perspective. 2024.
- [22] Shourov Keith Chatterji. *The search for gravitational wave bursts in data from the second LIGO science run*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2005.
- [23] D. M. Macleod, J. S. Areeda, S. B. Coughlin, T. J. Massinger, and A. L. Urban. GWpy: A Python package for gravitational-wave astrophysics. *SoftwareX*, 13:100657, 2021.
- [24] Alex Nitz, Ian Harry, Duncan Brown, Christopher M. Biwer, Josh Willis, Tito Dal Canton, Collin Capano, Thomas Dent, Larne Pekowsky, Gareth S Cabourn Davies, Soumi De, Miriam Cabero, Shichao Wu, Andrew R. Williamson, Bernd Machenschalk, Duncan Macleod, Francesco Pannarale, Prayush Kumar, Steven Reyes, dfinstad, Sumit Kumar, Márton Tápai, Leo Singer, Praveen Kumar, veronica villa, maxtrevor, Bhooshan Uday Varsha Gadre, Sebastian Khan, Stephen Fairhurst, and Arthur Tolley. gwastro/pycbc: v2.3.3 release of PyCBC, January 2024.
- [25] Samantha A Usman, Alexander H Nitz, Ian W Harry, Christopher M Biwer, Duncan A Brown, Miriam Cabero, Collin D Capano, Tito Dal Canton, Thomas Dent, Stephen Fairhurst, et al. The PyCBC search for gravitational waves from compact binary coalescence. *Classical and Quantum Gravity*, 33(21):215004, 2016.

- [26] Benjamin P Abbott, Richard Abbott, TDea Abbott, S Abraham, F Acernese, K Ackley, C Adams, RX Adhikari, VB Adya, Christoph Affeldt, 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. *Physical Review X*, 9(3):031040, 2019.
- [27] J Glanzer, S Banagiri, SB Coughlin, S Soni, M Zevin, Christopher Philip Luke Berry, O Patane, S Bahaadini, N Rohani, K Crowston, et al. Data quality up to the third observing run of advanced LIGO: Gravity Spy glitch classifications. *Classical and Quantum Gravity*, 40(6):065004, 2023.