



# **UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**

**Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”**

**Corso di Laurea in Fisica**

**Tesi di Laurea**

**Ricerca di segnali gravitazionali dovuti alla coalescenza di sistemi  
binari di stelle di neutroni nella fase di post coalescenza**

**Relatrice**

**Dott.ssa Claudia Lazzaro**

**Laureando**

**Aidin Attar**

**Anno Accademico 2020/2021**



# Indice

<b>1</b>	<b>Analisi</b>	<b>1</b>
1.1	Esempi di analisi utilizzando cWB . . . . .	1
1.1.1	Equazione di stato APR4 . . . . .	1
1.1.2	Equazione di stato SHT2 . . . . .	3
1.2	Curve di sensibilità e analisi dell’overlap . . . . .	3
1.2.1	Caratteristiche degli eventi simulati . . . . .	3
1.3	Ricerca frequenza post-merger . . . . .	7
	<b>Bibliografia</b>	<b>11</b>

## **Abstract**

La tesi è dedicata allo studio dei segnali di onda gravitazionale generati dalla post-coalescenza di sistemi binari di stelle di neutroni attraverso l'algoritmo Coherent WaveBurst. Nella prima parte si descrive il fenomeno dello spiraleggiamento di un sistema binario di stelle di neutroni con la conseguente emissione di onde gravitazionali e si studiano gli stati finali in seguito alla coalescenza, con particolare attenzione ai segnali di onda gravitazionale. Nella seconda parte si ripercorre la prima osservazione di onda gravitazionale da questo tipo di sistemi e i limiti sperimentali che non permettono l'osservazione del segnale di post-coalescenza. Infine si fa una analisi delle curve di sensibilità dell'algoritmo che si utilizza, verificando l'energia persa nella ricostruzione e la corrispondenza del segnale ricostruito rispetto al segnale iniettato. Si valuta poi il segnale di post-coalescenza isolandolo, dove avviene la ricostruzione, e valutando l'energia

# Capitolo 1

## Analisi

Verrà presentata in questo capitolo un'analisi basata su un grande numero di forme d'onda iniettate in posizioni celesti generiche e ricostruite con cWB. Dopo aver mostrato preliminarmente un esempio di analisi di un evento singolo, verrà presentata l'analisi obiettivo di questa tesi: nella prima parte verrà fatta l'analisi delle curve di sensibilità e degli overlap, mentre la seconda parte sarà un'analisi volta a stimare sistematicamente la frequenza del post-merger, in particolare utilizzato sulle EOS APR4 e SHT2. Le simulazioni utilizzano stime intermedie per le sensibilità che raggiungerà il network LIGO-Virgo nel run O4 le cui sensibilità si possono osservare nel grafico delle PSD in Figura 1.1, non si considera invece il detector Kagra, nonostante sia previsto il suo utilizzo ben prima.

Si osserva che per i detector LIGO-Hanford e LIGO-Livingstone le curve risultano ben caratterizzate, avendo, oltre alla curva teorica, foreste di picchi frutto di risonanze e altri fenomeni che ne compromettono in parte la sensibilità; per Virgo invece tale caratterizzazione non è stata fatta, motivo per il quale si lavorerà con una sensibilità generalmente sovrastimata rispetto ai risultati che si potranno ottenere nel run O4.

Si osserva inoltre che la curva per LIGO risulta più performante a frequenze intermedie, nella quale si presentano gli eventi di coalescenza di buchi neri e la parte dello spiraleggiamento per la coalescenza di stelle di neutroni; le due curve si scambiano invece ad alte frequenze, dove il detector Virgo risulta più performante grazie alla tecnica dello squeezing che permette di guadagnare sensibilità ad alte frequenze.

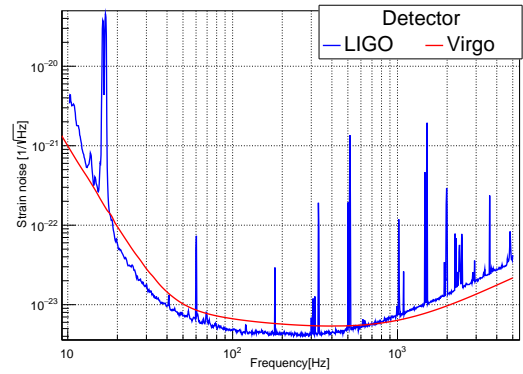


Figura 1.1: Sensibilità del network

### 1.1 Esempi di analisi utilizzando cWB

Vengono ora riportati alcuni esempi di analisi di eventi simulati utilizzando cWB, partendo da forme d'onda simulate a partire da due diverse EOS: APR4 e SHT2. Per quest'ultima in particolare viene presentata l'analisi per due condizioni iniziali: SHT2.0 e SHT2.2, che differiscono solo per le masse iniziali: la prima parte da masse delle stelle progenitrici tali da portare il sistema in ipermassiva, mentre la seconda ha il ringdown che porta il sistema in buco nero. Per la EOS APR4 la forma d'onda è in Figura ?? e non si riporterà di nuovo per ragioni di spazio, si riportano invece in Figura 1.2 le forme d'onda iniettate negli altri casi

#### 1.1.1 Equazione di stato APR4

Si riportano i principali coefficienti per identificare l'evento: il rapporto segnale su rumore (SNR); il valore del coefficiente  $\rho$ , ovvero una ranking statistic che esprime la significanza del segnale descrivendo l'ampiezza correlata effettiva; il coefficiente  $c_{net}$  descritto in equazione ??; ED che descrive lo sbilanciamento dell'energia tra i detector nel network e, infine,  $\theta$  e  $\phi$  che descrivono la posizione celeste della sorgente.

SNR	$\rho$	$c_{net}$	ED	$\theta$	$\phi$
103.1	50.8	0.97	-0.1	101.6	-28.6

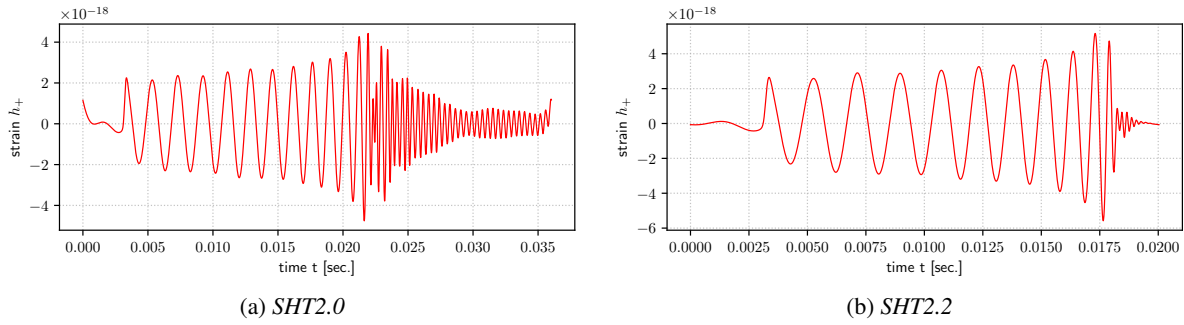


Figura 1.2: Forme d'onda iniettate per l'equazione di stato SHT2. per le due configurazioni massive

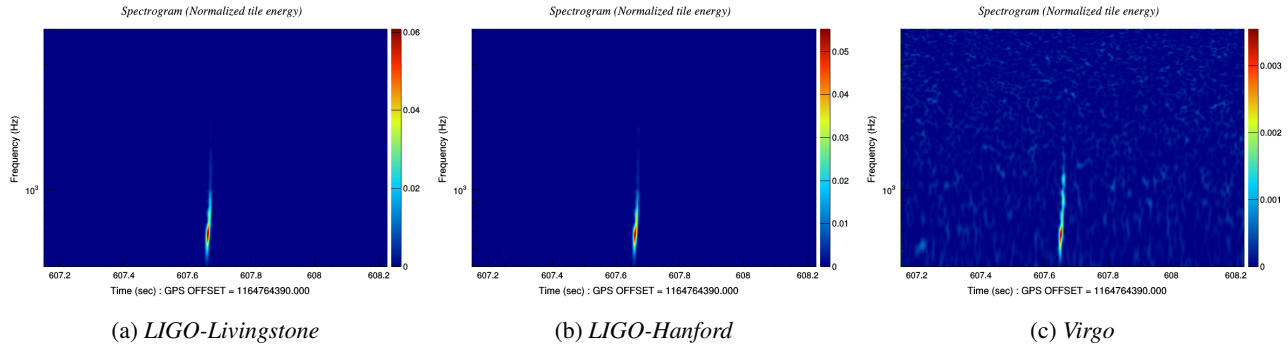


Figura 1.3: Spettrogrammi per ciascun detector, che mostrano una rappresentazione sul piano tempo-frequenza del trigger, basandosi sulla scomposizione di Fourier

Il segnale che si mostra è particolarmente energetico, perché è stato simulato ad una distanza molto ravvicinata ( $d \simeq 1.25\text{Mpc}$ ). Si osservano quindi coefficienti particolarmente elevati. Come si può osservare in Figura 1.3, mentre i detector LIGO-Livingstone e LIGO-Hanford rivelano in modo evidente un segnale già ad un'analisi visiva, senza eccessi di rumore significativi a sporcicare la rivelazione, nella mappa di Virgo risulta distinguibile il segnale, tuttavia con rumore significativo e si può notare anche come guardando la scala di significanze del segnale questo risulti di un ordine di grandezza inferiore per Virgo, rispetto ai due rivelatori LIGO. Questo è probabilmente dovuto al fatto che i rivelatori LIGO sono allineati tra loro, mentre disallineati rispetto a Virgo e soprattutto alla posizione celeste della sorgente, favorevole ai primi due.

Nel grafico della likelihood in Figura 1.4, si osserva una tipica Figura a chirp, in cui la parte inferiore, a basse frequenze, rappresenta l'inspiral fino alla coalescenza, mentre il cluster di dati in alto, a frequenze particolarmente elevate ( $\sim 3.3\text{KHz}$ ) corrisponde all'emissione del post-merger. Infine nei grafici che seguono in Figura 1.5 si osservano le ricostruzioni della forma d'onda, in particolare in nero è plottato il segnale iniettato nella simulazione, mentre in rosso il segnale ricostruito. In particolare osservando il grafico delle frequenze si può notare come non sia stato ricostruito tra  $\sim 2.5\text{KHz}$  e  $\sim 3\text{KHz}$ , giustificando la separazione tra i cluster nel grafico della likelihood.

Likelihood 10650 - dt(ms) [1.95312:125] - dff(hz) [4:256] - npix 978

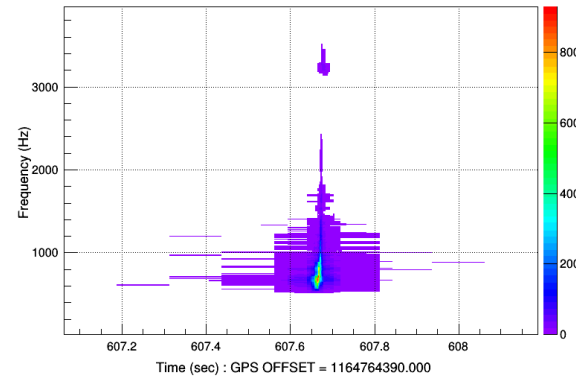
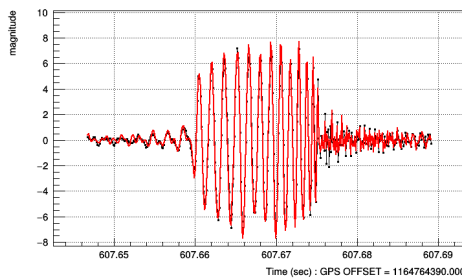
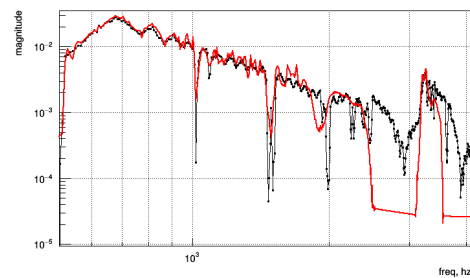


Figura 1.4: Mappa di verosimiglianza nel piano tempo-frequenza, che descrive il contributo dell'energia totale del campione associato all'evento ricostruito



(a) Dominio dei tempi



(b) Dominio delle frequenze

Figura 1.5: Ampiezza di strain ricostruita nel dominio dei tempi e nel dominio delle frequenze relative a un solo rivelatore

### 1.1.2 Equazione di stato SHT2

Per motivi di spazio non verranno presentate le analisi complete, come per l'equazione di stato precedente, ma si mostreranno solo i grafici delle likelihood: le due forme d'onda iniettate differiscono per la massa delle NS per la coalescenza, in particolare nella Figura 1.6(a), con masse tali da andare in ipermassiva, si può notare come sia presente un segnale di post-merger a  $\sim 2.5$  kHz mentre nella Figura 1.6(b), che ha masse tali da andare direttamente in buco nero, non vi è nessun segnale di post-merger ma solo un segnale di merger che arriva ad alte frequenze.

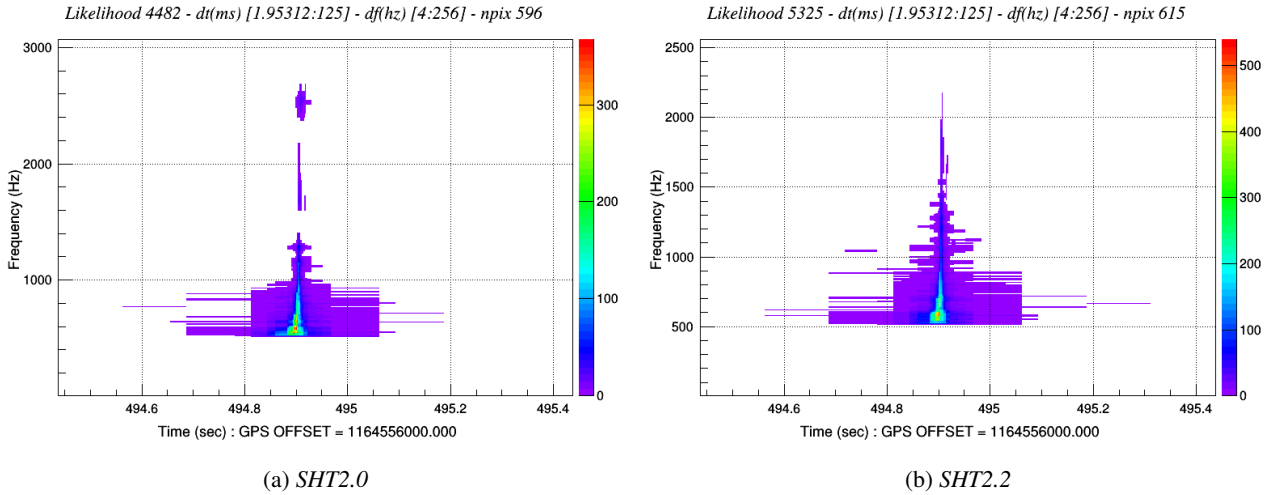


Figura 1.6: Mappe di verosimiglianza ricostruite per le due forme d'onda iniettate

## 1.2 Curve di sensibilità e analisi dell'overlap

### 1.2.1 Caratteristiche degli eventi simulati

La post coalescenza, come già detto, è allo stato attuale difficile da rivelare a causa della scarsa sensibilità dei detector a tali frequenze, per questo le analisi che vengono fatte in questa tesi non coinvolgeranno dati misurati, ma dati simulati che vengono iniettati in rumore gaussiano, anch'esso simulato.

In particolare è stato simulato un considerevole numero di eventi ( $\sim 5000$  eventi), che vengono poi ricostruiti con l'algoritmo cWB per verificarne la capacità di ricostruzione e studiare questi eventi.

Gli eventi simulati vengono prodotti a 5 diverse distanze [20, 10, 5, 2.5, 1.25]Mpc e distribuiti in modo uniforme nel cielo, in particolare i grafici di tali distribuzioni sono riportati in Figura 1.7. Inoltre gli eventi vengono simulati in modo che anche le polarizzazioni siano distribuite uniformemente. Si riporta poi, in Figura 1.8, la

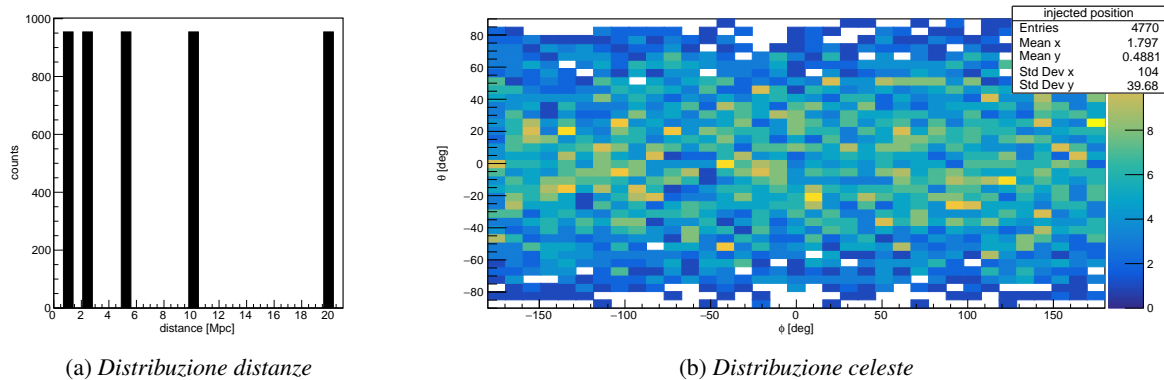


Figura 1.7: Distribuzione degli eventi simulati per l'EOS SHT2.0

distribuzione dei rapporti segnale su rumore, divisi per le distanze. Si nota immediatamente come al crescere della distanza gli eventi siano meno energetici, mentre per gli eventi molto vicini gli SNR arrivino a grandezze considerevoli.

Nella ricostruzione è necessario scegliere alcuni parametri soglia di cui si riportano i principali:

- bbp: Black Pixel Probability, ovvero la soglia di eccesso di potenza per la selezione dei pixel nella mappa tempo-frequenza, impostata a 0.001;

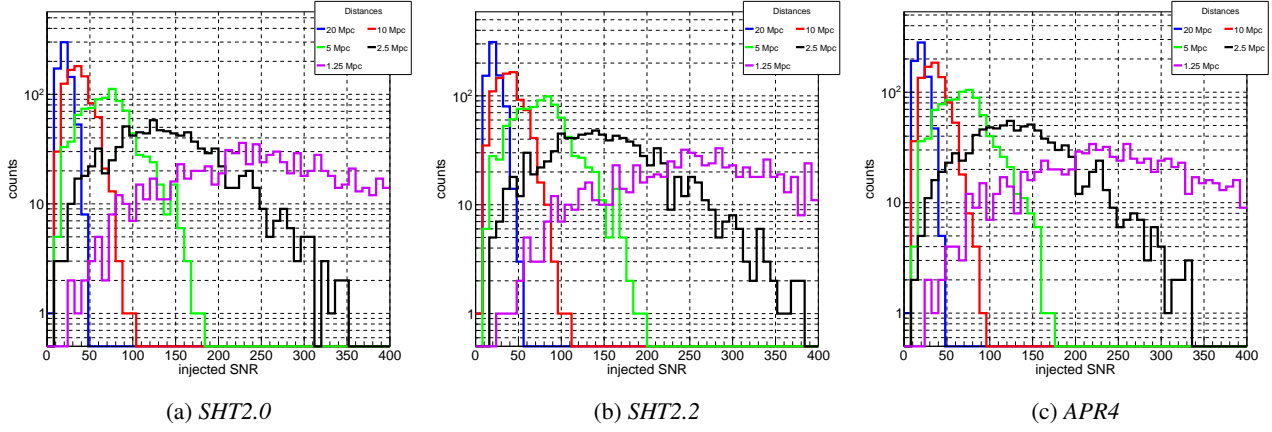


Figura 1.8: SNR iniettato per le tre EOS, diviso nelle distanze

- Tgap: ovvero la distanza in tempo tra due cluster di dati perché questi vengano ricostruiti come eventi separati, fissata a 0.2s;
- Fgap: ovvero la distanza in frequenza tra due cluster di dati perché questi vengano ricostruiti come eventi separati, fissata a 128Hz.

Gli eventi che vengono ricostruiti non sono tutti quelli iniettati, ma solo la parte di essi che viene rivelata con SNR sopra al valore di soglia nel network. Si riportano in Figura 1.9 le distribuzioni degli eventi simulati che sono da confrontare con i grafici in Figura 1.7. Si nota che il numero di eventi ricostruiti è minore (4298/4770), in particolare gli eventi la cui ricostruzione non avviene sono soprattutto gli eventi a distanza maggiore. Si nota poi dal grafico (b) come rispetto al corrispettivo negli iniettati vi siano evidenti buchi, che giustificano ulteriormente la mancata ricostruzione: esistono punti ciechi del network. L'aggiunta, nei prossimi run, di altri detector risolverà almeno in parte questa problematica, che comunque non riguarda direttamente questa tesi, che non si impegna a valutare l'efficienza del network, ma l'efficienza dell'algoritmo cWB. Si procede quindi a

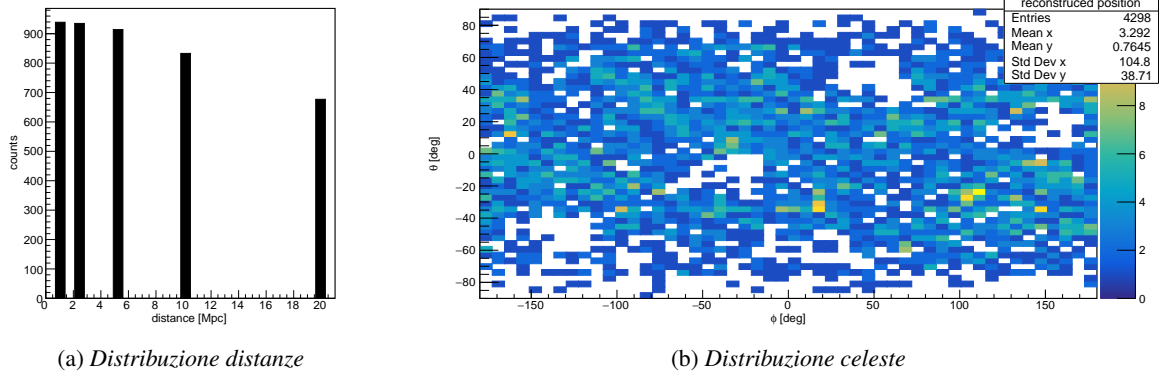


Figura 1.9: Distribuzione degli eventi ricostruiti per l'EOS SHT2.0

verificare in modo quantitativo l'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione, facendo un fit degli SNR ricostruiti in funzione degli SNR iniettati. L'andamento ideale che ci si aspetta è rappresentato dalla bisettrice del primo e terzo quadrante, che corrisponde a una processo tale per cui l'SNR ricostruito è pari a quello iniettato. Si può notare come le ricostruzioni siano generalmente vicine a tale condizione. È possibile osservare una sistematicità nella ricostruzione, che risulta leggermente sovrastimata a SNR bassi, quindi per grandi distanze, dove si ha  $slope > 1$ , mentre per SNR elevati vi è una sottostima, producendo  $slope < 1$ . Si osserva inoltre che non c'è offset significativo risultando sempre compatibile con il passaggio per l'origine secondo il criterio dei  $3\sigma$ .

Si riportano quindi gli overlap in funzione degli SNR ricostruiti. In particolare si ha che denotando il segnale iniettato e ricostruito per ogni detector come  $x_I[i] = [x_{I,1}, \dots, x_{I,N}]$  e  $x_R[i] = [x_{R,1}, \dots, x_{R,N}]$  rispettivamente, si definiranno allora SNR iniettato e ricostruito come

$$iSNR = \sum_{i=1}^N x_{I,i}^2 = |x_I|^2 \quad oSNR = \sum_{i=1}^N x_{R,i}^2 = |x_R|^2 \quad (1.1)$$



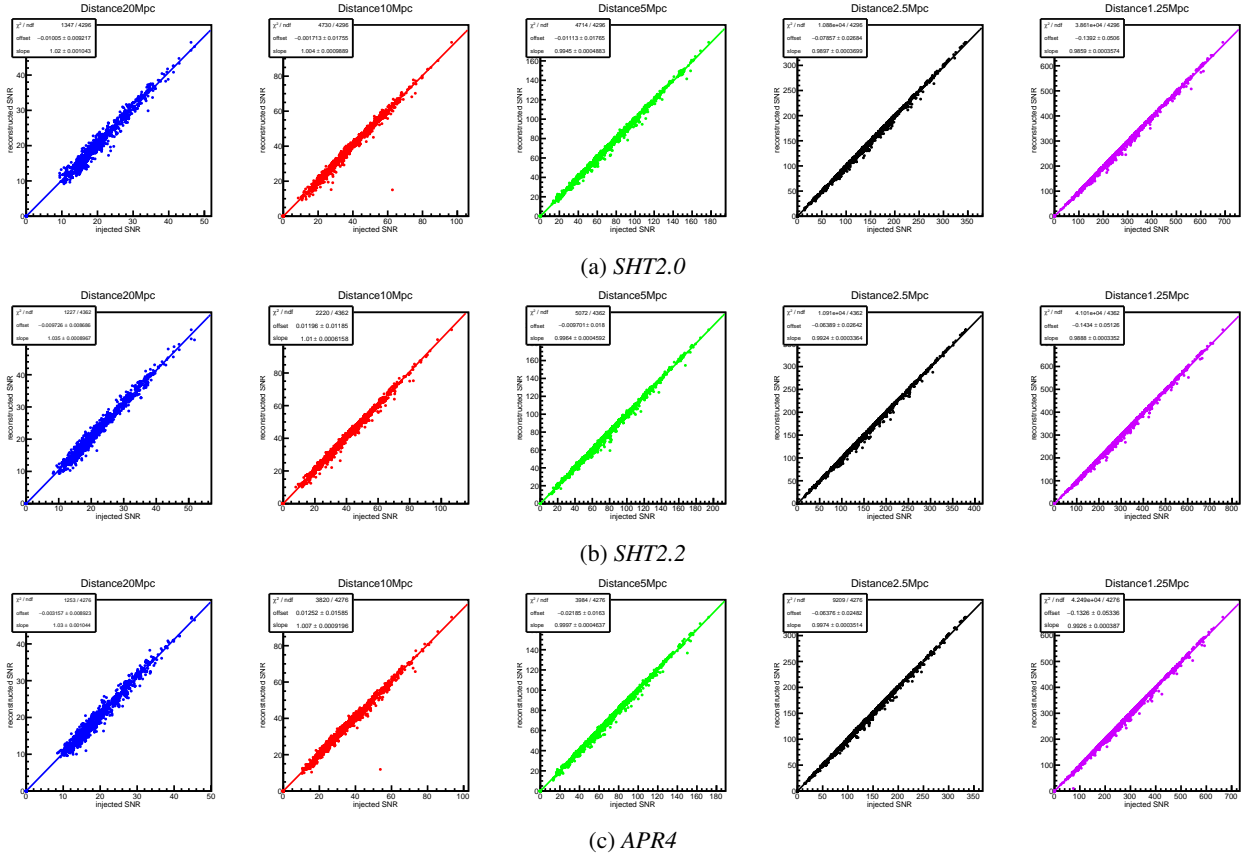


Figura 1.10: Fit dell'SNR ricostruito in funzione dell'SNR iniettato per le due EOS

Esiste però un'altra quantità che si ottiene incrociando questi dati definita come  $ioSNR = \sum_{i=1}^N x_{I,i} x_{R,i}$ , ovvero la correlazione incrociata, a ritardo temporale nullo, della forma d'onda iniettata e ricostruita. Grazie a questa quantità è possibile calcolare due grandezze fondamentali: l'energia residua  $E_{res} = \sum_{i=1}^N (x_{R,i} - x_{I,i})^2 = oSNR + iSNR - 2ioSNR$ , in Figura 1.11, e l' $overlap = \frac{\langle x_I | x_R \rangle}{\sqrt{|x_I| |x_R|}} = \frac{ioSNR}{\sqrt{|x_I| |x_R|}}$ , in Figura 1.12, che descrive la corrispondenza del segnale iniettato rispetto a quello ricostruito, in particolare per  $overlap = 1$  i due segnali hanno un matching perfetto, per  $overlap = 0$  invece non c'è ricostruzione del segnale.

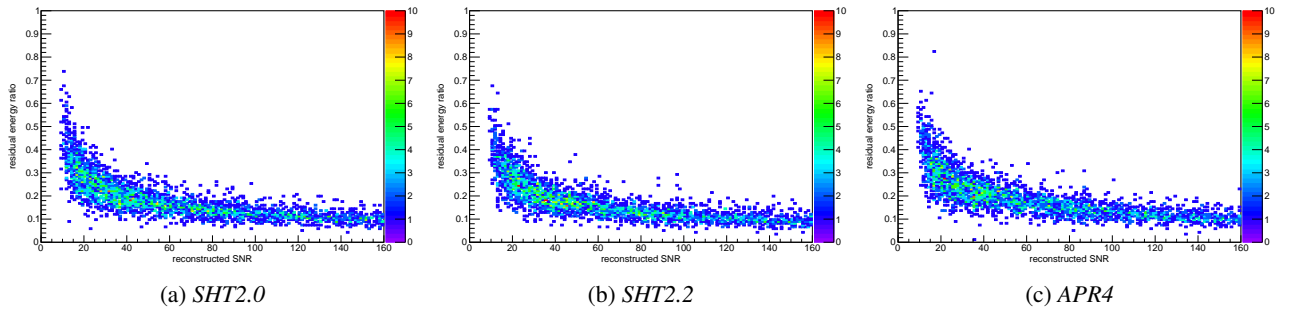


Figura 1.11: Rapporto dell'energia residua rispetto all'energia totale dell'evento per LIGO-Hanford

Gli overlap sono poi stati divisi in bin di SNR ricostruito di larghezza fissata per osservare la distribuzione con la quale i segnali sono ricostruiti, che è riportata in Figura 1.13, quindi vengono riportati in Figura 1.14 l'andamento dei valori medi, con la dispersione di ogni bin, rappresentata della deviazione standard.

Si può notare come le ricostruzioni per Virgo risultino avere una curva di Overlap sistematicamente sottostante a quelle dei due detector LIGO: questo è dovuto alla minore sensibilità di Virgo a frequenze intermedie (Fig.1.1), dove si manifesta il contributo più energetico che è rivelato dai detector, per cui la ricostruzione di Virgo, nel contesto di uniformità della posizione celeste e della polarizzazione, sarà necessariamente peggiore.

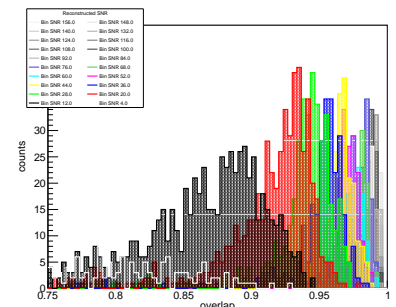


Figura 1.13: Distribuzioni degli overlap divisi per SNR ricostruito, NON SI CAPISCE

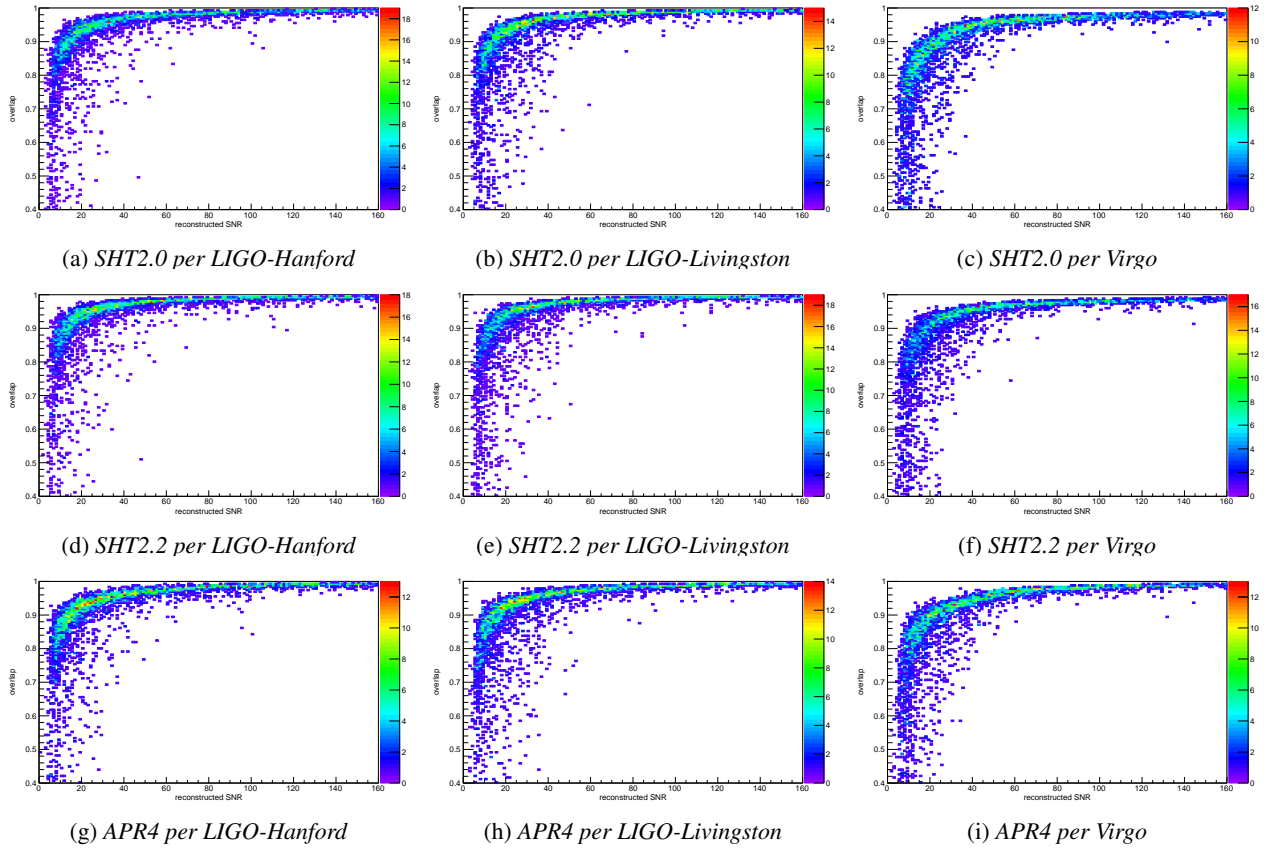


Figura 1.12: Overlap per le due equazioni di stato

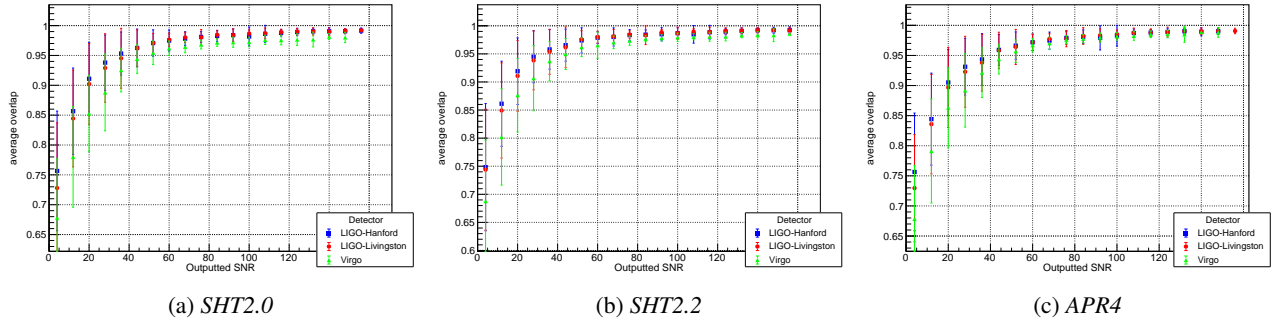


Figura 1.14: Distribuzione degli overlap per le tre EOS

**EOS APR4** Si sottolinea che, in realtà, l'analisi svolta per gli eventi con equazione di stato APR4 ha richiesto un passaggio ulteriore: essendo per questa EOS il segnale di post-coalescenza a frequenze particolarmente elevate si genera un problema nella ricostruzione: i segnali di coalescenza e quelli di post-coalescenza venivano spezzati in due eventi separati, generando incongruenze. L'effetto descritto si può notare nei grafici in Figura 1.15, dove si vede un'inconsistenza nella curva di overlap (a sinistra) che viene spiegata dagli eventi spezzati: nel grafico delle frequenze massime e minime si vede infatti un bunch di dati che ha frequenza minima estremamente alta, comportamento incompatibile con l'andamento che assume un evento ricostruito in modo completo, che come descritto in precedenza dovrebbe avere l'andamento di un chirp, partendo da frequenza basse fino a un picco.

Per ovviare a tale problematica la strategia adottata ha previsto inizialmente il tentativo di allargare la forbice delle frequenze aumentando il valore di soglia da 128Hz fino a 512Hz, con il rischio, però di andare a raccogliere eccessi di rumore e avendo come risultato un segnale non pulito. Il tentativo non ha tuttavia risolto il problema: nella maggioranza dei casi il segnale di coalescenza viene ricostruito a partire da una frequenza più distante di 512Hz rispetto alla fine del segnale di coalescenza, causando una stima peggiore del segnale complessivo senza un significativo miglioramento sul segnale di post-coalescenza.

Il problema è invece stato risolto utilizzando un comando di cWB che permette, a partire dalle ricostruzioni, di tagliare, tra gli eventi spezzati, l'evento meno energetico. In questo modo si perde parte degli eventi ricostruiti ma vengono risolte le incongruenze.

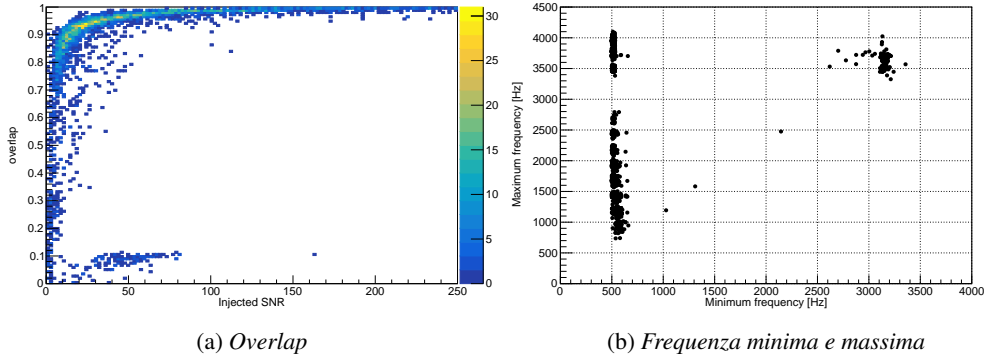


Figura 1.15: Distribuzione degli overlap e della frequenza massima ricostruita in funzione della minima

### 1.3 Ricerca frequenza post-merger

Per valutare la frequenza della post-coalescenza del segnale ricostruito l'analisi, sviluppata in [14] e [17], segue alcuni step fondamentali. Partendo dalla mappa tempo-frequenza del segnale, questa viene divisa in 4 quadranti, tagliando il piano sia in tempo che in frequenza. In particolare la mappa tempo-frequenza è ottenuta con una trasformazione di wavelet andando a combinare vari layer con diverse larghezze dei bin in frequenza  $df$  e in tempo  $dt$ , definendo l'area dei pixel  $df \times dt$  con energia data dall'ampiezza del pixel. Per questa analisi, poiché il segnale si sviluppa su scale temporali estremamente ridotte, per poter distinguere in modo adeguato la parte finale dello spiraleggiamento e della post-coalescenza si utilizza la minima divisione in tempo, corrispondente a 1 ms, che però, essendo l'area del pixel costante porta ad un'estrema imprecisione nella divisione in frequenza pari 512 Hz.

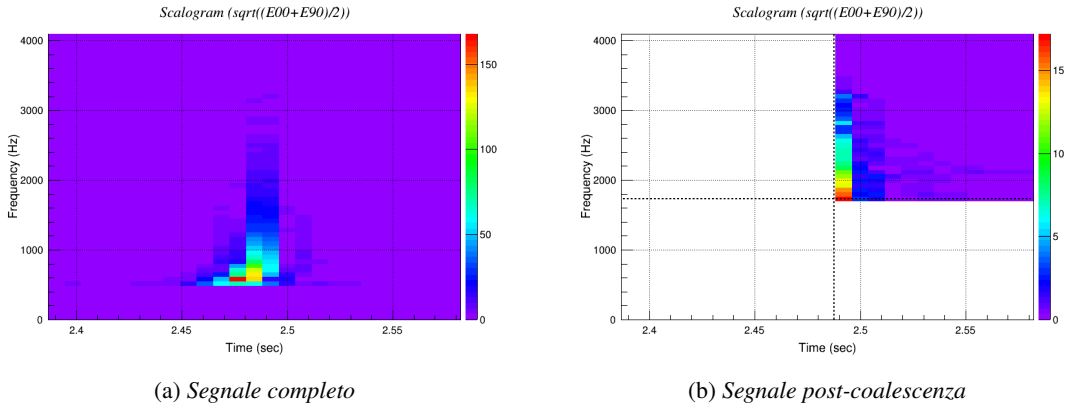


Figura 1.16: Distribuzione delle energie della post coalescenza in funzione dell'energia totale ricostruita in Virgo

Il taglio in frequenza è deciso in modo arbitrario in  $f = 1792\text{Hz}$ , comunque al di sotto della soglia di minima 2KHz. In questo modo, facendo un taglio opportuno nell'asse dei tempi, si potrà isolare il segnale di post-coalescenza e la parte finale della coalescenza nel quadrante con  $t > t_{cut}$  e  $f > f_{cut}$ .

Per decidere l'istante di tempo in cui produrre il taglio viene fatta una media pesata con l'energia dei pixel per ogni layer

$$\bar{t}_j = \frac{\sum_{i=1}^N t_{j,i} e_{i,j}}{E_j} \quad (1.2)$$

dove  $j$  e  $i$  iterano sul layer e sul bin temporale rispettivamente,  $N$  è il numero di bin,  $t_{j,i}$  e  $e_{i,j}$  sono il tempo e l'energia del pixel ( $j, i$ ) e infine  $E_j = \sum_i e_{j,i}$  è l'energia totale del layer. Il taglio è preso quindi come  $t_{cut} = \bar{t}_2 + dt$  con  $\bar{t}_2$  tempo stimato per il merger, poiché quest'ultimo ha generalmente frequenze comprese tra 768Hz e 1280Hz corrispondenti al layer 2. Per gli eventi con SNR ricostruito limitato, non avendo segnale nel layer 2, il tempo per il taglio è preso a  $t_{cut} = \bar{t}_1 + 5dt$ . Si osserva comunque che questo metodo non è ottimale, andando a raccogliere anche parte del late-merger portando a una sottostima sistematica.

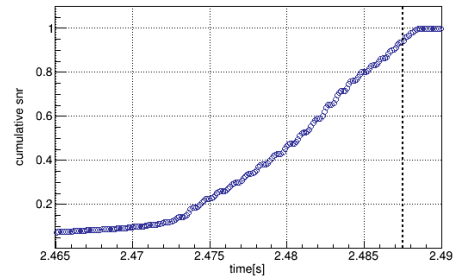


Figura 1.17: SNR cumulativo

È poi interessante valutare il peso relativo del segnale di post coalescenza al rapporto segnale su rumore, rispetto al segnale complessivo, in Figura 1.17. Per fare questo è utile mostrare l'SNR cumulativo in funzione del tempo: si può notare come il contributo della post-coalescenza risulti estremamente ridotto in rapporto alla fase di spiraleggiamento, a prova dell'estrema difficoltà nel rivelare questa fase del segnale.

Questo procedimento è stato fatto, come per l'analisi precedente, sistematicamente su un grande numero di eventi ricostruiti in modo da poterne valutare l'efficienza e studiare i risultati. Si riporta in Figura 1.18 l'energia stimata per il segnale di post-coalescenza, in funzione dell'energia totale per le diverse distanze: è facile intuire che per gli eventi a distanza maggiore il segnale di post-coalescenza viene rivelato in casi molto limitati, avvicinandosi il segnale diventa invece sempre più energetico.

Si osserva inoltre che per la EOS SHT2.2, in cui non è atteso alcun segnale di post-coalescenza, poiché come si osserva in Figura 1.2 il sistema ha un ringdown e non c'è emissione di segnali dopo la coalescenza. Questo risulta quindi un importante limite del metodo utilizzato: non permette di distinguere segnali con e senza post-coalescenza. Si osserva comunque che gli eventi ricostruiti sono meno numerosi e meno energetici. Con una

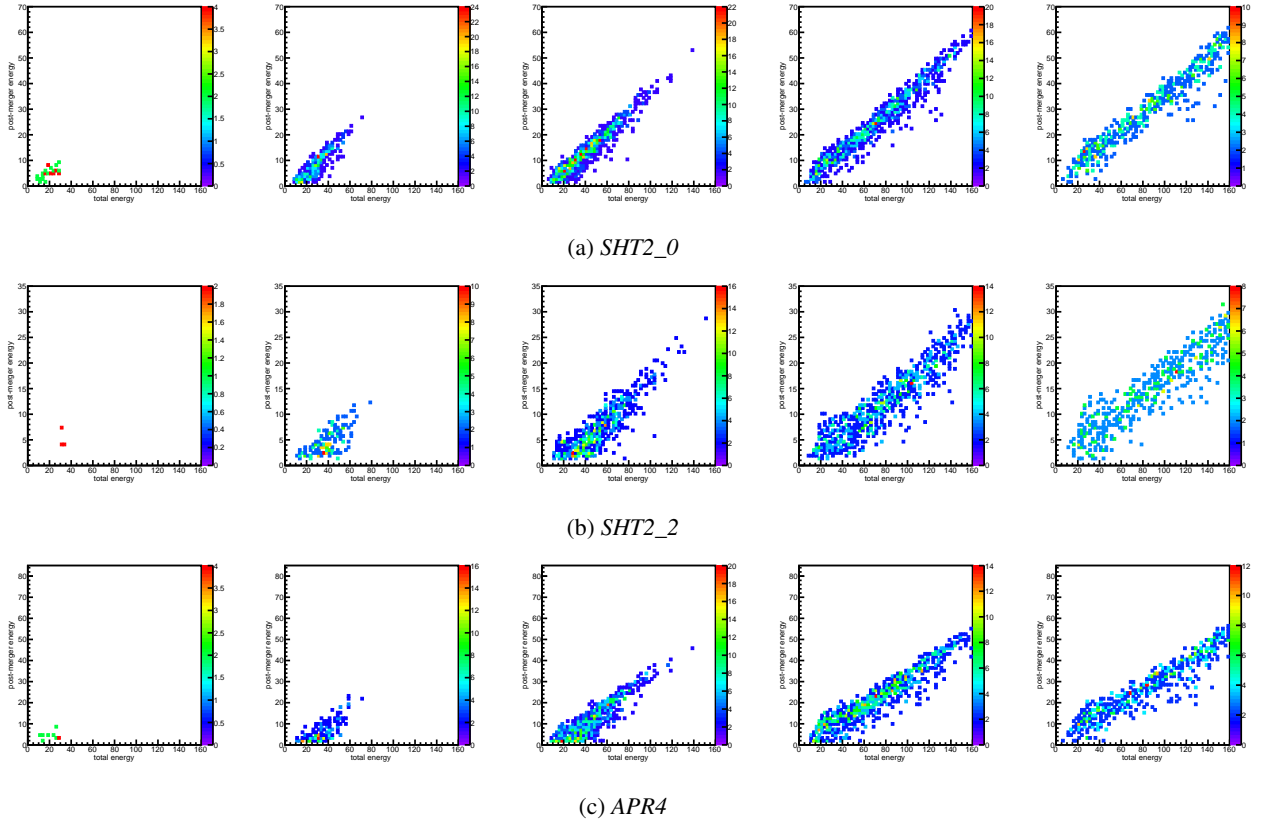


Figura 1.18: Distribuzione delle energie della post coalescenza in funzione dell'energia totale ricostruita in Virgo

costruzione analoga a quella fatta per l'overlap, quindi con la divisione degli eventi in bin di SNR, si costruisce la distribuzione delle energie del post merger, riportata in Figura 1.19. Si nota che il segnale ricostruito da Virgo è sistematicamente più energetico del segnale ricostruito da LIGO, grazie alla maggior sensibilità del primo ad alte frequenze. Si sottolinea che comunque la sensibilità di Virgo è sovrastimata per l'assenza della caratterizzazione di risonanze e altri fenomeni che ne compromettono la sensibilità.

Si valuta poi la frequenza alla quale vengono ricostruiti i segnali di post-coalescenza, riportate in Figura 1.20 e le distribuzioni divendo per bin di SNR a larghezza fissata, in Figura 1.21. Quello che si osserva è che la frequenza ricostruita risulta generalmente superiore per Virgo, rispetto ai detector LIGO, per motivi analoghi a quello che porta segnali più energetici per il primo. È interessante anche osservare l'andamento che non è strettamente crescente in funzione dell'energia ricostruita, ma parte da frequenze più alte e dopo un minimo risale: questa peculiarità è spiegata dalla distribuzione dell'energia nella post-coalescenza, che risulta avere un picco corrispondente anche al picco di frequenza. Essendo quindi il picco più energetico, sarà la parte che verrà ricostruita prima, e quindi eventi meno energetici, in cui si ricostruisce la post-coalescenza, faranno riferimento al solo picco. Superata questa fase, la ricostruzione avviene come atteso.

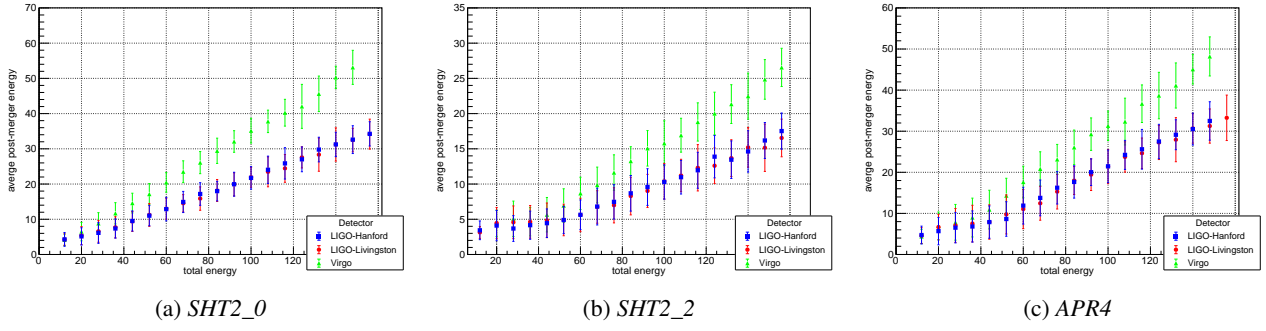


Figura 1.19: Distribuzione delle energie della post coalescenza in funzione dell'energia totale ricostruita nei tre detector

Si osserva inoltre, come atteso, che le frequenze ricostruite, essendo frequenze pesate, risultano sottostimate poiché nella ricostruzione viene considerata la parte finale dello spiraleggiamento, a frequenze evidentemente inferiori.

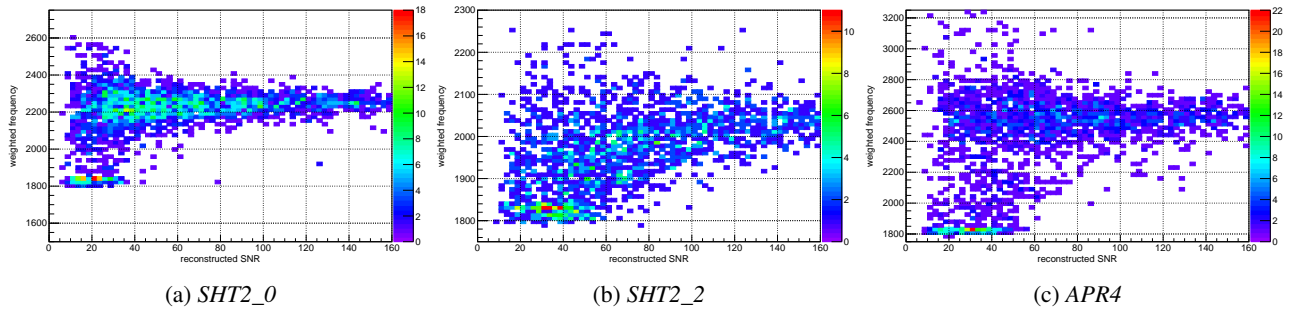


Figura 1.20: Distribuzione delle energie della post coalescenza in funzione dell'energia totale ricostruita in Virgo

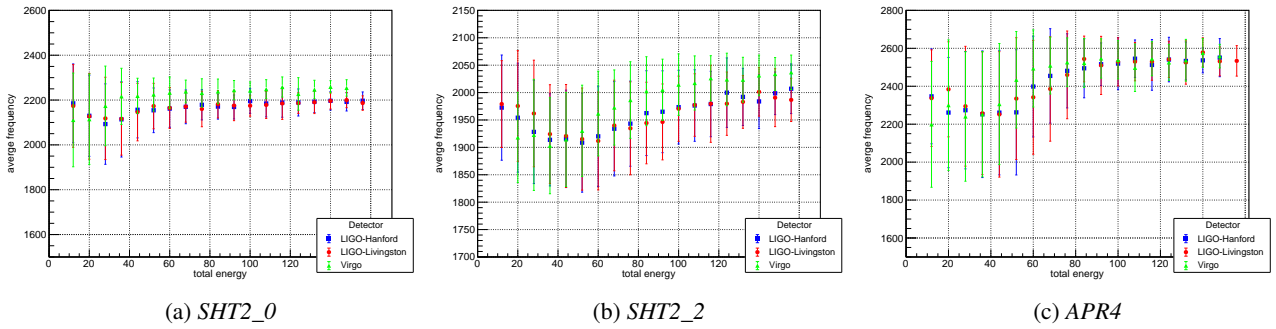


Figura 1.21: Distribuzione delle energie della post coalescenza in funzione dell'energia totale ricostruita nei tre detector

Si riporta poi, in Figura 1.22, la distribuzione della larghezza di banda dei segnali ricostruiti, ovvero la differenza tra la frequenza massima e minima rivelate. Si nota che essa ha un andamento analogo a quello della frequenza, motivo per il quale la probabilità di rivelare il segnale aumenta con l'aumentare dell'SNR.

È interessante anche osservare la distribuzione delle energie della post-coalescenza in funzione della verosimiglianza dell'evento, in Figura 1.23.

## Conclusioni

La rivelazione del primo segnale di onda gravitazionale da un sistema binario di stelle di neutroni nell'Agosto 2017 ha aperto un nuovo ramo di studio della fisica, in particolare per le equazioni di stato delle stelle di neutroni. Dopo la coalescenza, la natura del corpo celeste rimanente è determinata in modo primario dalle masse delle stelle progenitrici e dall'equazione di stato della materia nucleare e questo determina il segnale

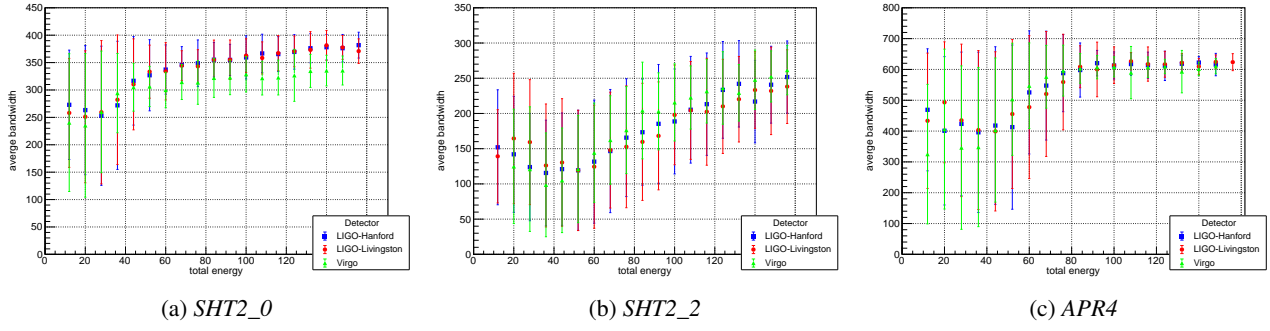


Figura 1.22: Distribuzione delle energie della post coalescenza in funzione dell'energia totale ricostruita nei tre detector

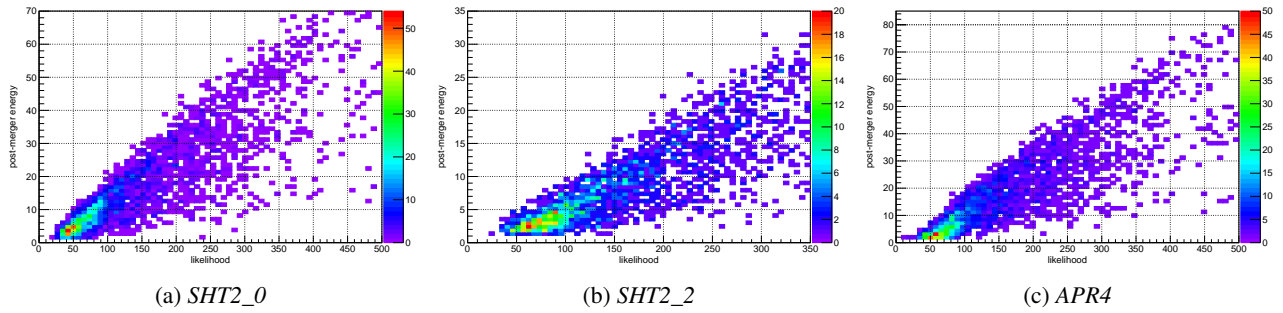


Figura 1.23: Distribuzione delle energie della post coalescenza in funzione della verosimiglianza dell'evento, per LIGO Livingstone

di post-coalescenza. Purtroppo, a causa della limitata sensibilità dei detector, questa fase del segnale non è stata ancora identificata, nè nel primo segnale rivelato, nè in quello successivo, non permettendo di determinare quale, tra i diversi modelli proposti per le NS, sia quello corretto.

Questa tesi si propone di valutare la capacità di ricostruzione prevista per il run O4, andando a simulare un grande numero di eventi con posizione e polarizzazione casuali e calcolando alcune grandezze che permettono di esprimere quantitativamente l'efficienza dell'algoritmo. In particolare le curve di overlap e di energia residua permettono di fare la caratterizzazione. La seconda parte dell'analisi si è invece concentrata sulla caratterizzazione del segnale di post-coalescenza che, con il procedimento descritto, viene isolato permettendo di valutarne il contributo in energia, la frequenza pesata e la larghezza di banda pesata. I risultati mostrano che il metodo utilizzato porta a una sottostima sistematica della frequenza, poiché nella media viene considerato anche il contributo della parte finale dello spiraleggiamento, a frequenze significativamente inferiori rispetto alla post-coalescenza. Inoltre il metodo utilizzato non permette di distinguere in modo automatico una coalescenza con stelle progenitrici tali da portare a un buco nero o a stelle di neutroni stabili o instabili. Sarà necessario quindi implementare delle statistiche che permettano di discernere il tipo di segnale che si sta valutando.



# Bibliografia

- [1] ABBOTT, B., ABBOTT, R., ABBOTT, T., ABRAHAM, S., ACERNESE, F., ACKLEY, K., ADAMS, C., ADHIKARI, R., ADYA, V., AFFELDT, C., AND 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 (Sep 2019).
- [2] ABBOTT, B., ABBOTT, R., ABBOTT, T., ACERNESE, F., ACKLEY, K., ADAMS, C., ADAMS, T., ADDESSO, P., ADHIKARI, R., ADYA, V., AND ET AL. Gw170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Physical Review Letters* 119, 16 (Oct 2017).
- [3] ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ABRAHAM, S., ACERNESE, F., ACKLEY, K., ADAMS, C., ADHIKARI, R. X., ADYA, V. B., AFFELDT, C., AND ET AL. Gw190425: Observation of a compact binary coalescence with total mass  $\sim 3.4M_{\odot}$ . *The Astrophysical Journal* 892, 1 (Mar 2020), L3.
- [4] ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ACERNESE, F., ACKLEY, K., ADAMS, C., ADAMS, T., ADDESSO, P., ADHIKARI, R. X., ADYA, V. B., AND ET AL. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. *The Astrophysical Journal* 848, 2 (Oct 2017), L12.
- [5] ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ACERNESE, F., ACKLEY, K., ADAMS, C., ADAMS, T., ADDESSO, P., ADHIKARI, R. X., ADYA, V. B., AND ET AL. Search for post-merger gravitational waves from the remnant of the binary neutron star merger gw170817. *The Astrophysical Journal* 851, 1 (Dec 2017), L16.
- [6] BAUMGARTE, T. W., SHAPIRO, S. L., AND SHIBATA, M. On the maximum mass of differentially rotating neutron stars. *The Astrophysical Journal* 528, 1 (Jan 2000), L29–L32.
- [7] HARTLE, J. *Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity*. Addison-Wesley, 2003.
- [8] HOBSON, M., EFSTATHIOU, G., AND LASENBY, A. *General Relativity: An Introduction for Physicists*. Cambridge University Press, 2006.
- [9] KLIMENKO, S., VEDOVATO, G., DRAGO, M., SALEMI, F., TIWARI, V., PRODI, G., LAZZARO, C., ACKLEY, K., TIWARI, S., DA SILVA, C., AND ET AL. Method for detection and reconstruction of gravitational wave transients with networks of advanced detectors. *Physical Review D* 93, 4 (Feb 2016).
- [10] KLIMENKO, S., YAKUSHIN, I., MERCER, A., AND MITSELMAKHER, G. A coherent method for detection of gravitational wave bursts. *Classical and Quantum Gravity* 25, 11 (May 2008), 114029.
- [11] KRÓLAK, A., AND PATIL, M. The first detection of gravitational waves. *Universe* 3, 3 (2017).
- [12] MAGGIORE, M. *Gravitational Waves: Volume 1: Theory and Experiments*. Gravitational Waves. OUP Oxford, 2008.
- [13] MAGGIORE, M. *Gravitational Waves: Volume 2: Astrophysics and Cosmology*. Gravitational Waves. Oxford University Press, 2018.
- [14] PUECHER, A. Characterization of the gravitational wave emission from binary neutron stars mergers.
- [15] REZZOLLA, L., AND TAKAMI, K. Gravitational-wave signal from binary neutron stars: A systematic analysis of the spectral properties. *Physical Review D* 93, 12 (Jun 2016).
- [16] SARIN, N., AND LASKY, P. D. The evolution of binary neutron star post-merger remnants: a review, 2020.
- [17] TRINGALI, M. C. Analysis methods for gravitational wave from binary neutron star coalescences: investigation on the post-merger phase.