



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

1	Segnali di GW da BNS	1
1.1	Frequenze caratteristiche	1
1.2	Oggetto residuo	2
1.2.1	Formazione diretta un black hole	3
1.2.2	Formazione di una NS ipermassiva	3
1.2.3	Formazione di una NS con lunga vita media	4
2	Osservazione di GW da BNS	7
2.1	Osservazione dello spiraleggiamento	7
2.1.1	Proprietà della sorgente	7
2.2	Ricerca del post-merger del residuo	8
	Bibliografia	11

Capitolo 1

Segnali di onde gravitazionali da BNS

Una stella di neutroni è la fase finale dell'evoluzione stellare in seguito alla cessazione delle reazioni di fusione nucleare degli elementi leggeri al suo interno per stelle con massa tale che

$$10 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot} \quad (1.1)$$

Accade dunque che, in una certa fase del collasso, le densità estremamente alte possono portare gli elettroni a interagire con i protoni, attraverso il fenomeno della cattura elettronica, portando alla formazione di neutroni (e neutrini). Date le densità estreme della stella di neutroni, rimane incertezza sulle equazioni di stato della materia. [Hobson et al., 2006]

Una stella di neutroni (NS) è resa stabile, contro il collasso dovuto alla forza di gravità, non da pressioni termiche come per il sole, ma da forze legate al principio di esclusione di Pauli e interazioni nucleari tra i neutroni. Queste forze hanno effetti solo sopra le densità nucleari, che spiega perché le NS sono così compatte (una NS ha una massa poco superiore rispetto alla massa solare in un raggio di ~ 10 km) [Hartle, 2003]

Un sistema binario di stelle di neutroni (BNS), ovvero una coppia di NS che, legato attraverso la forza di attrazione gravitazionale, ruota attorno al centro di massa, emette segnali di onda gravitazionale (GW) che possono essere interpretati come fase di inspiral, merger e post-merger.

La lunga fase di spiraleggiamento consiste nelle due stelle che ruotano attorno al centro di massa e, a causa dell'emissione di energia sotto forma di onde gravitazionali, il raggio delle orbite diminuisce portando ad un incremento in ampiezza e frequenza della GW, producendo il caratteristico "chirp". Questa è l'unica fase che viene descritta con un approccio analitico.

La fase di spiraleggiamento termina con i due oggetti che si scontrano dando inizio alla fase di merger e quindi, dopo la fusione, al post-merger che in base alle proprietà iniziali del sistema può portare a forme d'onda e oggetti diversi. Mentre la fase di merger dura pochi millisecondi, la fase di post-merger genera un segnale quasi-stazionario. Queste due fasi risultano più complesse da modellare, per cui si fa per il loro studio affidamento a metodi numerici. [Maggiore, 2008]

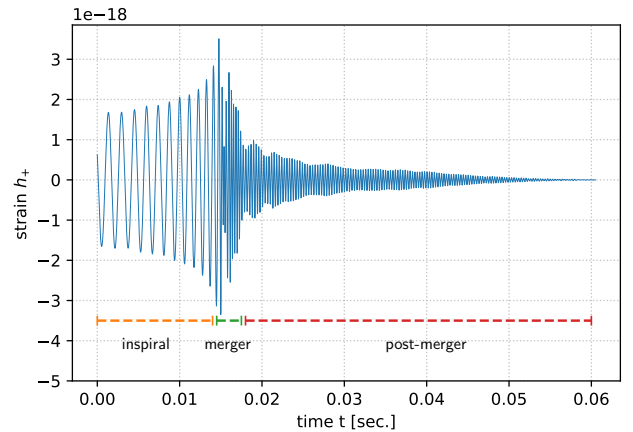


Figura 1.1: Forma d'onda per la coalescenza di una BNS con equazione di stato APR4, con una divisione qualitativa tra le diverse fasi

1.1 Frequenze caratteristiche di merger e post-merger

Una BNS realistica presenta una massa compresa tra $\sim 2.4 M_{\odot}$ e $\sim 2.8 M_{\odot}$ e una differenza tra le due componenti che è di $\sim 20\%$ o minore. A partire dal segnale di GW, in particolare nelle fasi di merger e post-merger,

possono essere ottenute informazioni sull'equazione di stato della materia a densità nucleari e, da un'analisi spettrale, informazioni sulla tidal deformability (deformabilità mareale) delle due stelle.

Osservando dunque lo spettro del segnale di onda gravitazionale di merger, in particolare per binarie con masse che non differiscono per più del 20%, questo presenterà alcune proprietà [Rezzolla and Takami, 2016]:

- la frequenza della GW al massimo di ampiezza f_{\max} è legata in modo quasi-universale con la tidal deformability delle due stelle;
- le frequenze f_1 , $f_{2,i}$ e f_3 rappresentano i picchi principali visibili dall'osservazione del post-merger, tra le quali si ottiene la seguente relazione empirica:

$$f_{2,i} \simeq \frac{f_1 + f_3}{2} \quad (1.2)$$

il picco f_1 è legato alla compattezza delle stelle, mentre il picco $f_{2,i}$ è legato al raggio della configurazione non rotante più massiva e corrisponde al modo fondamentale della NS ipermassiva con $l=2=m$;

- si identifica in alcuni casi un altro picco f_{2-0} che si riferisce all'accoppiamento tra il modo fondamentale con $l=2=m$ e il modo con simmetria assiale, cioè con $l=2$ e $m=0$;
- il picco f_{spiral} associato alla deformazione spiraleggiante dovuta alla rotazione, è però impossibile da misurare in calcoli numerici e si utilizzano dunque i valori prodotti da considerazioni analitiche. Si nota infine che f_{spiral} coincide per molte EOS (in particolare EOS rigide) con la frequenza f_1 , mentre per altre (EOS morbide) non si ha questa corrispondenza.

Nella fase di post-merger, nei casi in cui il sistema non collassa immediatamente in un buco nero, evidenziando nella forma d'onda una fase di ringdown in cui il segnale si spegne, l'unica frequenza a sopravvivere è il picco f_2 , spariscono gli altri picchi, lasciando solo f_{2-0} a basse energie.

È poi possibile trovare diverse relazioni quantitative che legano le frequenze osservate con le proprietà stellari, che risultano particolarmente utili come verifica delle previsioni teoriche.

1.2 Oggetto residuo

Ci sono quattro possibili risultati della coalescenza di due stelle di neutroni, in base alle masse delle stelle e dalle loro equazioni di stato. Data la massa dell'oggetto residuo M , facendo riferimento alla figura 1.4:

- $M \gtrsim 1.5M_{TOV}$ ¹: il sistema collassa immediatamente in un buco nero seguendo il percorso $A \rightarrow B \rightarrow C$;
- $1.2M_{TOV} \lesssim M \lesssim 1.5M_{TOV}$: l'oggetto rimanente è una stella di neutroni ipermassiva, che collassa in un buco nero in un tempo $\lesssim 1s$, seguendo $A \rightarrow B \rightarrow D \rightarrow E$;

¹ M_{TOV} è detta massa di Tolman-Oppenheimer-Volkoff e indica la massa massima che può avere una stella di neutroni non rotante

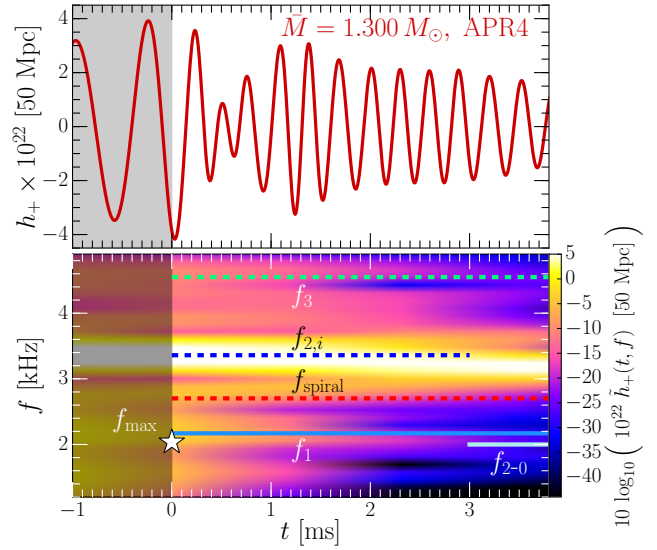


Figura 1.2: Forma d'onda e relativo spettrogramma per il merger di una BNS con equazione di stato APR4 (morbida), presa da [Rezzolla and Takami, 2016]

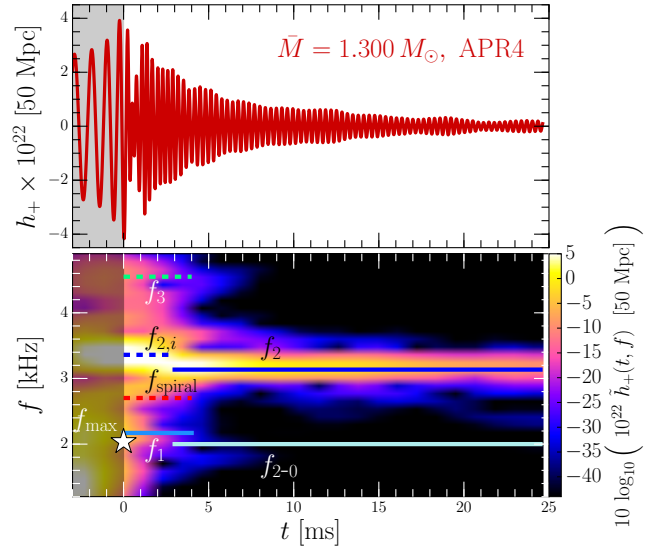


Figura 1.3: Forma d'onda e relativo spettrogramma per il post-merger di una BNS con equazione di stato APR4, presa da [Rezzolla and Takami, 2016]

- $M_{TOV} \lesssim M \lesssim 1.2M_{TOV}$: rimane una stella di neutroni supermassiva che è destinata a collassare in un buco nero in un tempo di $10 \div 10^4$ s, secondo il percorso $A \rightarrow B \rightarrow D \rightarrow F \rightarrow G$;
- $M \lesssim M_{TOV}$: rimane una stella di neutroni stabile, secondo il percorso $A \rightarrow B \rightarrow D \rightarrow F \rightarrow H$ [Sarin and Lasky, 2020].

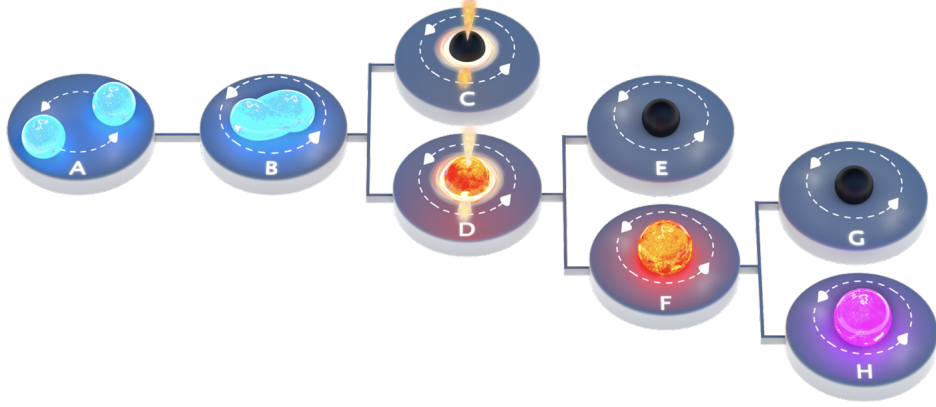


Figura 1.4: Rappresentazione pittorica del destino del residuo del merger di un sistema binario di stelle di neutroni, presa da [Sarin and Lasky, 2020]

Descrizione mezza pagina dei γ bursts

Spesso, negli eventi di emissione di GW A fianco all'emissione di onde gravitazionali

1.2.1 Formazione diretta un black hole

La formazione diretta di un buco nero dopo la coalescenza implica, come si osserva in figura 1.5 lo spegnimento del segnale, con un collasso quasi sferico che genera delle onde gravitazionali minime [Sarin and Lasky, 2020].

Questo tipo di segnale ha la particolarità, al contrario degli altri casi di post-merger, di ammettere uno studio analitico attraverso metodi perturbativi relativamente semplici (decrescita esponenziale con un tempo caratteristico legato alla massa del buco nero) [Maggiore, 2018].

1.2.2 Formazione di una NS ipermassiva

La maggior parte dei merger di stelle di neutroni porta alla formazione di stelle di neutroni ipermassive, supermassive o stabili.

Una stella di neutroni ipermassiva è tale da avere una massa superiore al massimo in massa per una stella rotante uniformemente M_{TOV} , ma non collassa per la rotazione differenziale, cioè il fenomeno per cui le sue diverse parti ruotano con velocità angolare differente che permette una maggiore stabilità rispetto a stelle non rotanti o rotanti uniformemente [Baumgarte et al., 2000], e per il supporto di gradienti termici. Nel momento in cui la stella rallenta la sua rotazione e/o si raffredda il supporto alla sua stessa massa termina e la stella collassa in un buco nero. Nel caso in cui la stella ipermassiva abbia massa tale che $M \gtrsim 1.2M_{TOV}$ la rotazione uniforme non può dare sufficiente supporto centrifugo per evitare il collasso, per cui la stella collassa non appena la rotazione differenziale termina.

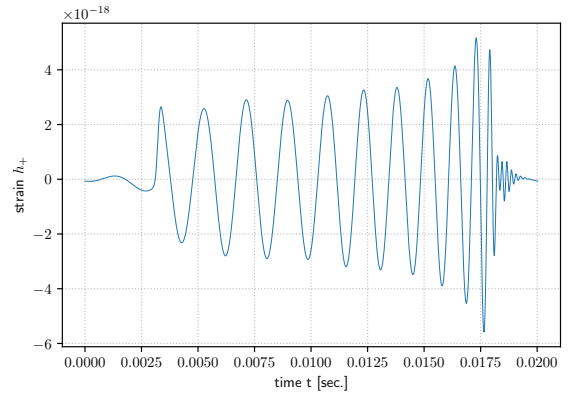


Figura 1.5: Forma d'onda per la coalescenza di una BNS con equazione di stato SHT2, in cui le masse sono tali da portare il sistema a collassare immediatamente in un BH, producendo nella fase di post merger il ringdown

È in generale molto complessa la fisica che regola il collasso dell'ipermassiva residua tuttavia assumendo che per il rilascio del lampo- γ sia necessario tale collasso in buco nero, il ritardo con il quale si è osservato per GW170817, come si vedrà nel capitolo 2, può essere, almeno in parte, spiegato con il collasso.

L'emissione di GW dalla fase di post-merger è attesa avere una ampiezza di strain relativamente ampia, confrontabile con il picco dell'inspiral ma a frequenze maggiori, in cui come detto i detector hanno una precisione sensibilmente inferiore.

Simulazioni numeriche relativistiche di merger di BNS e l'evoluzione del post-merger mostra che l'emissione di GW da un residuo ipermassivo è dominato da modi-f quadrupolari, che in base alla EOS che si considera può trovarsi tra ~ 2 e 4kHz, ed è fortemente correlato con la compattezza e la tidal deformability delle stelle. Questa correlazione, con quantità calcolate per stelle di neutroni fredde e non rotanti, stato in cui non si trova l'ipermassiva residua, suggerisce come gli effetti dovuti a rotazione e temperatura giocano un ruolo limitato nelle proprietà del segnale di onda gravitazionale e mostra come la misura del modo dominante nella frequenza del post-merger possa portare a una importante misura dell'equazione di stato nucleare [Sarin and Lasky, 2020].

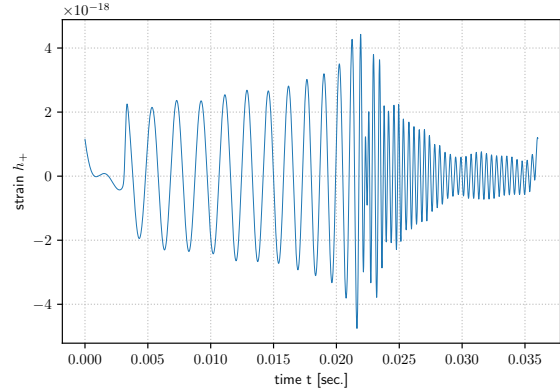


Figura 1.6: Forma d'onda per la coalescenza di una BNS con equazione di stato SHT2, in cui le masse sono tali da portare il sistema a formare una NS ipermassiva, producendo nella fase di post merger un segnale visibile

1.2.3 Formazione di una NS con lunga vita media

I residui del post-merger che hanno una massa inferiore a $\sim 1.2M_{TOV}$ sopravvivono per un tempo superiore al secondo e vengono denominate supermassive se hanno una massa superiore al limite definito in precedenza M_{TOV} , mentre per valori inferiori sono stabili. È importante osservare in figura 1.4 che per entrambi i prodotti finali si passa comunque per una fase di forte rotazione differenziale immediatamente successiva al merger rendendo i metodi di ricerca di segnali di GW non differenti da quelli per il caso di residuo ipermassivo.

L'osservazione sperimentale mostra che questo tipo di outcome si presenta in un numero non trascurabile di casi.

Come detto, le simulazioni mostrano che per stelle supermassive generate dal merger di un sistema binario di stelle di neutroni hanno una vita compresa tra ~ 10 s e $\sim 10^4$ s. In realtà l'osservazione sperimentale mostra che queste stelle tendono a collassare in una scala di tempi più breve di quella attesa e tale discrepanza si pensa possa includere eccessi di energia emessa in onde gravitazionali nelle prime fasi, o quark liberi che portano a modifiche nel momento di inerzia della stella rispetto al caso con materia ordinaria.

Questi vincoli hanno grande importanza, soprattutto per la ricerca futura: il fatto che le stelle di neutroni nascenti siano composte da quark non confinati suggerisce che vi sia una transizione di fase adrone-quark dipendente dalla temperatura e comprendere dove avvenga questa transizione nel diagramma di fase nucleare è un'informazione chiave per comprendere il comportamento della materia nucleare e di conseguenza l'equazione di stato.

Il fatto, invece, che le NS supermassive rallentino la rotazione soprattutto a causa dell'emissione di GW ha importanti conseguenze per la dinamica della NS stesa e permette di avere vincoli sull'energia per ricostruire la natura dell'oggetto residuo nelle future analisi.

Per le NS a lunga vita si conoscono le emissioni elettromagnetiche, mentre per le emissioni di onde gravitazionali la conoscenza del fenomeno risulta ancora incompleta: non si conosce con certezza la gerarchia di importanza dei meccanismi, per quanto tempo rimangono attive o quanta energia viene emessa. Le tre principali instabilità rilevanti per la produzione di GW sono le instabilità di spin-flip, di bar-mode e r-mode. L'instabilità precessionale spin-flip, legata al cambiamento di rotazione di un oggetto rotante, porta la nascente NS ad essere un "rotatore ortogonale" e quindi un ottimo emettitore di GW. L'instabilità bar-mode si presenta in due varietà:

dinamica, che è attiva nel primo secondo della vita della NS, e secolare, che ha maggiore importanza nel lungo periodo. Infine gli r-mode, ovvero oscillazioni toroidali a bassa frequenza per le quali la forza di Coriolis è la "forza di ripristino" [Sarin and Lasky, 2020].

Capitolo 2

GW170817: osservazione di onde gravitazionali prodotte da un sistema binario di stelle di neutroni

Rivelato il 17 Agosto 2017 dal network LIGO-Virgo, GW170817 è il primo segnale di onda gravitazionale generato dallo spiraleggiamento un sistema binario di stelle di neutroni. Il segnale osservato, alla fine del secondo run di misure O2, è tutt'ora il più energetico osservato finora tra questi tipi di segnale, con un rapporto segnale su rumore (SNR) di 32.4.

Oltre al segnale di GW è stato osservato un γ -ray burst, dopo 1.7s dalla coalescenza.

2.1 Osservazione dello spiraleggiamento

La rappresentazione tempo-frequenza dei dati a cui viene sottratto il rumore e sbiancati. Si può notare immediatamente che il segnale che, idealmente deve presentare la forma di un chirp, è ben visibile nei due rivelatori LIGO, meglio in Livingston che in Hanford, mentre in Virgo, a causa della posizione celeste della sorgente del segnale, non è possibile distinguere nessun pattern dal rumore di fondo. La (non) rivelazione risulta comunque utile, soprattutto per permettere l'individuazione della posizione celeste della sorgente.

L'analisi del segnale mostra un segnale coerente nei due detector LIGO, grazie al quale si individua la sorgente in una regione identificata da un angolo solido di 31 deg^2 , che a sua volta ha permesso l'identificazione della controparte elettromagnetica GRB170817A. Si è ottenuto inoltre un SNR combinato tra i detector di 32.4 che rendono questo segnale il più intenso rivelato finora. [Abbott et al., 2017b]

2.1.1 Proprietà della sorgente

La relatività generale fa previsioni abbastanza dettagliate sull'evoluzione della frequenza, che è legato, nella prima fase, a una combinazione delle masse delle

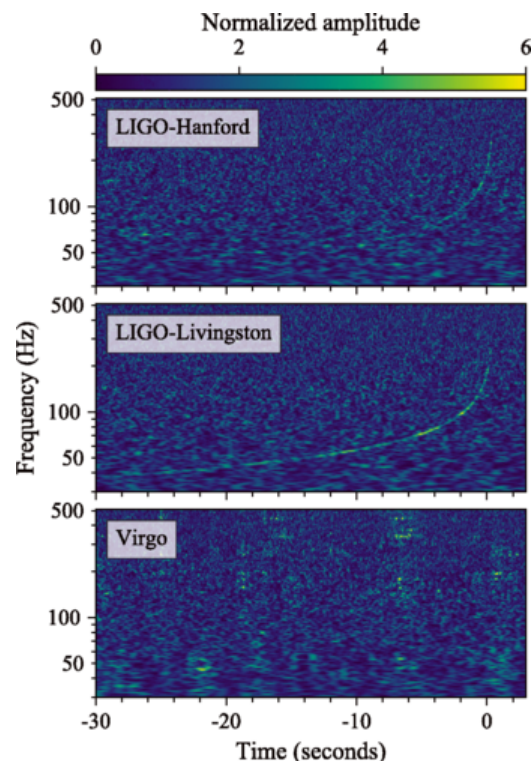


Figura 2.1: Segnali in una mappa tempo frequenza nel network di detectors, presa da [Abbott et al., 2017b]

stelle progenitrici, detta massa di chirp

$$\mathcal{M} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} \quad (2.1)$$

Nelle fasi più avanzate, le orbite si stringono e aumenta la frequenza dell'onda gravitazionale, mentre la fase della GW è sempre più influenzata da effetti relativistici legati al rapporto tra le masse $q = m_2/m_1$ e dagli accoppiamenti spin-orbita e spin-spin. La composizione interna degli oggetti diventa importante quando la distanza tra essi diventa paragonabile alle dimensioni dell'oggetto stesso.

Le proprietà della sorgente di onde gravitazionali sono ottenute dal confronto con le forme d'onda predette dalla teoria. Viene fatta dunque una analisi Bayesiana nel range di frequenze 30-2048Hz che include gli effetti dell'incertezza di calibrazione di 1σ sul segnale ricevuto.

La sorgente viene in questo modo identificata in una regione celeste di 28deg^2 di area e 380Mpc^3 di volume, utilizzando una combinazione di timing, fase e ampiezza dei tre detector. La distanza luminosa, la più prossima osservata finora, viene individuata in 40_{-14}^{+8}Mpc . Per le masse delle stelle compatte risulta più semplice dedurre la massa di chirp, indipendente dalla scelta della prior nell'analisi Bayesiana, che si valuta in $\mathcal{M} = 1.188_{-0.002}^{+0.004}$, rispetto alle masse singole, che soffrono invece della degenerazione tra il rapporto tra le masse q e le componenti dello spin χ_1 e χ_2 . È necessario fare quindi assunzioni a partire dalle EOS che si considerano, ottenendo dei range $m_1 \in (1.36, 2.26)M_\odot$ e $m_2 \in (0.86, 1.36)M_\odot$ evidentemente meno precisi, ma comunque utili come evidenza della natura di stelle di neutroni del sistema binario, escludendo invece la possibilità di buchi neri che prevederebbe range di masse superiori [Abbott et al., 2017b].

QUALCOSA SULLE TIDAL DEFORMABILITIES?

2.2 Ricerca del post-merger del residuo

L'analisi del post-merger, atteso in seguito all'osservazione del segnale GW170817, non ha portato ad evidenza statisticamente significativa di un oggetto in seguito alla coalescenza, ma ha permesso di ottenere informazioni sul limite superiore sulle ampiezze di strain ed energie di GW osservabili. Gli attuali detector infatti non sono calibrati in modo tale da permettere rivelazioni alle alte frequenze del post-merger.

Mentre lo studio del segnale elettromagnetico associato alla GW non permette di escludere nessuno dei possibili stati finali indicati in sezione 1.2, grazie ai valori ottenuti per le masse dei progenitori date nella sezione 2.1.1 si calcola che per un ampio range di equazioni di stato la coalescenza produce uno stato di NS ipermassiva. Questo spiega anche il ritardo del lampo- γ rispetto all'istante di rivelazione del segnale di merger.

Come si vedrà nella sezione ?? in base alla EOS che si considera si ottiene un contributo diverso nel post-merger che inizia attorno a $\sim 1\text{kHz}$. Più in generale, oltre alla EOS hanno fondamentale importanza le masse e gli spin degli oggetti iniziali. Per quanto riguarda invece la rivelazione di questa fase del segnale, anche considerando modelli ottimistici da stati finali di NS ipermassiva o supermassiva, l'SNR atteso per distanze di $\sim 40\text{Mpc}$ è $\sim 1 - 2$ ordini di grandezza più piccolo di quello rivelabile dal network LIGO-Virgo attualmente utilizzato, facendo uso di algoritmi di confronto con segnali modellati (che comunque sono meno utilizzati per il post-merger, per la difficoltà nel modellare questa fase del segnale). Si ipotizza tuttavia che nei prossimi run O3-O4 la sensibilità del network sarà tale da permettere la rivelazione di queste emissioni.

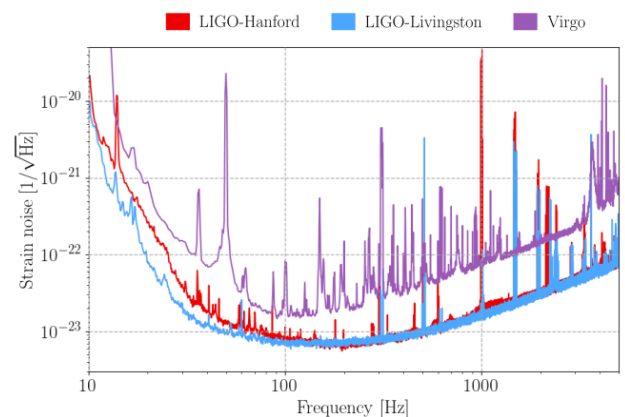


Figura 2.2: Sensibilità di ciascun rivelatore durante il run O2, indicata dall'ampiezza del rumore di strain in funzione della frequenza, presa da [Abbott et al., 2019]

Come si può osservare in figura 2.2 i tre detector del network hanno zone diverse di sensibilità, in particolare si nota che in generale la sensibilità diminuisce significativamente ad alte frequenze. Il rumore di LIGO Hanford

è più alto rispetto a Livingston nella banda di frequenza compresa tra 100Hz e 1kHz, mentre Virgo ha sofferto grandi fluttuazioni di rumore e proprietà spettrali non stazionarie a frequenze superiori a 2.5kHz.

Per l'analisi sono stati usati due diversi algoritmi, in base al tipo di segnale ricercato: per segnali di breve durata è stato usato cWB (Coherent Wave Burst) utilizzando i dati di LIGO tra 1024Hz e 4096Hz, mentre per i segnali di durata intermedia si è utilizzato l'algoritmo STAMP (Stochastic Transient Analysis Multidetector Pipeline) nelle frequenze comprese tra 24Hz e 2000Hz e tra 2000Hz e 4000Hz nei dati di LIGO, mentre cWB con i dati del network LIGO-Virgo ricerca le frequenze tra 24Hz e 2048Hz

non trovato alcun segnale [Abbott et al., 2017a]

Bibliografia

- [Abbott et al., 2019] Abbott, B., Abbott, R., Abbott, T., Abraham, S., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adhikari, R., Adya, V., Affeldt, C., and et al. (2019). 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).
- [Abbott et al., 2017a] Abbott, B., Abbott, R., Abbott, T., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R., Adya, V., and et al. (2017a). Gw170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Physical Review Letters*, 119(16).
- [Abbott et al., 2020] Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adya, V. B., Affeldt, C., and et al. (2020). Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with advanced ligo, advanced virgo and kagra. *Living Reviews in Relativity*, 23(1).
- [Abbott et al., 2017b] 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. (2017b). Search for post-merger gravitational waves from the remnant of the binary neutron star merger gw170817. *The Astrophysical Journal*, 851(1):L16.
- [Baumgarte et al., 2000] Baumgarte, T. W., Shapiro, S. L., and Shibata, M. (2000). On the maximum mass of differentially rotating neutron stars. *The Astrophysical Journal*, 528(1):L29–L32.
- [Hartle, 2003] Hartle, J. (2003). *Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity*. Addison-Wesley.
- [Hobson et al., 2006] Hobson, M., Efstathiou, G., and Lasenby, A. (2006). *General Relativity: An Introduction for Physicists*. Cambridge University Press.
- [Klimenko et al., 2016] Klimenko, S., Vedovato, G., Drago, M., Salemi, F., Tiwari, V., Prodi, G., Lazzaro, C., Ackley, K., Tiwari, S., Da Silva, C., and et al. (2016). Method for detection and reconstruction of gravitational wave transients with networks of advanced detectors. *Physical Review D*, 93(4).
- [Klimenko et al., 2008] Klimenko, S., Yakushin, I., Mercer, A., and Mitselmakher, G. (2008). A coherent method for detection of gravitational wave bursts. *Classical and Quantum Gravity*, 25(11):114029.
- [Maggiore, 2008] Maggiore, M. (2008). *Gravitational Waves: Volume 1: Theory and Experiments*. Gravitational Waves. OUP Oxford.
- [Maggiore, 2018] Maggiore, M. (2018). *Gravitational Waves: Volume 2: Astrophysics and Cosmology*. Gravitational Waves. Oxford University Press.
- [Rezzolla and Takami, 2016] Rezzolla, L. and Takami, K. (2016). Gravitational-wave signal from binary neutron stars: A systematic analysis of the spectral properties. *Physical Review D*, 93(12).
- [Sarin and Lasky, 2020] Sarin, N. and Lasky, P. D. (2020). The evolution of binary neutron star post-merger remnants: a review.