

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base  
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

**Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”**



*Laurea triennale in Fisica*

## **Classificazione dei buchi neri astrofisici**

**Relatori:**

Prof. Salvatore Capozziello

Dr. Rocco D'Agostino

*Salvatore Capozziello*  
*Rocco D'Agostino*

**Candidato:**

Gianpiero Guidone

Matricola N85001416

A.A. 2020/2021



# Indice

|                                                   |           |
|---------------------------------------------------|-----------|
| <b>Introduzione</b>                               | <b>4</b>  |
| <b>Capitolo 1. I buchi neri</b>                   | <b>5</b>  |
| 1.1 Le equazioni di Einstein                      | 7         |
| 1.2 La metrica di Schwarzschild                   | 8         |
| 1.3 La metrica di Kerr                            | 9         |
| 1.4 Le proprietà fisiche                          | 10        |
| <b>Capitolo 2. La ricerca dei buchi neri</b>      | <b>13</b> |
| 2.1 I buchi neri di massa stellare                | 13        |
| 2.2 I buchi neri supermassicci                    | 16        |
| 2.3 I buchi neri di massa intermedia              | 17        |
| <b>Capitolo 3. Le misurazioni dello spin</b>      | <b>18</b> |
| 3.1 Il metodo del continuum-fitting               | 18        |
| 3.2 Il metodo della spettroscopia di riflessione  | 19        |
| 3.3 Osservazioni                                  | 20        |
| 3.4 Tecniche alternative per la misura dello spin | 23        |
| <b>Capitolo 4. I test di fisica fondamentale</b>  | <b>24</b> |
| 4.1 Test elettromagnetici                         | 25        |
| 4.2 Test con onde gravitazionali                  | 26        |
| <b>Conclusioni</b>                                | <b>27</b> |
| <b>Bibliografia</b>                               |           |

## **Introduzione**

I buchi neri astrofisici sono oggetti relativamente semplici, che possono essere descritti assegnando loro solo tre parametri, quali la massa, il momento angolare di spin e la loro carica elettrica, anche se quest'ultima può essere trascurata quando si vanno a trattare oggetti di dimensioni macroscopiche. Proprio in base a tali parametri e alla loro analisi sono classificati i buchi neri. La ricerca per questi oggetti è iniziata solamente negli anni '70 del secolo scorso con la prima misura dinamica di massa per un oggetto compatto realizzata su Cygnus X-1. Il punto di partenza per la scoperta e studio dei buchi neri è, inevitabilmente, la formulazione della relatività generale di Einstein avvenuta negli anni tra il 1907 e il 1915, una nuova teoria della gravità, il cui scopo era dare una definizione univoca e senza alcun riferimento metafisico allo spazio e al tempo, geometrizzando lo spazio-tempo in presenza di gravità, in modo da definire una fisica universale che sia indipendente dal sistema di riferimento considerato, così che tutti gli osservatori in relatività generale sono equivalenti. Il principio fisico alla base di tale teoria è il principio di equivalenza, il quale afferma che la massa gravitazionale e la massa inerziale di un oggetto coincidono. Da tale principio scaturiscono una serie di conseguenze fondamentali che rappresentano i pilastri di questa teoria. C'è da dire che già prima di Einstein, alcuni matematici e fisici, sulla base delle conoscenze della Fisica newtoniana, avevano ipotizzato la possibile esistenza di oggetti simili ai buchi neri, almeno per quanto riguarda la loro caratteristica di non essere visibili. Successivamente, sono stati fatti grandi progressi nell'ambito della ricerca, osservazione e classificazione di buchi neri, a partire dalla misurazione della loro massa e del loro spin, fino ad arrivare all'utilizzo dei buchi neri come laboratori ideali per lo studio della fisica fondamentale in regime di gravità forte.

Sarà presentato inizialmente un quadro storico sulla scoperta dei buchi neri. A seguire, dopo un richiamo alle equazioni di Einstein, saranno approfondite alcune delle soluzioni più interessanti, in particolar modo, la soluzione di Schwarzschild e la soluzione di Kerr. La prima parte si concluderà con una descrizione delle principali proprietà fisiche dei buchi neri. In seguito, sarà trattata una classificazione dei buchi neri in base alla loro massa, ricavata tramite specifiche tecniche. È possibile distinguere tre classi di buchi neri, differenziati in base alla loro massa: buchi neri supermassicci, buchi neri di massa intermedia e buchi neri di massa stellare. In più, sarà analizzata la seconda grandezza indispensabile per caratterizzare completamente un buco nero, ovvero il loro momento angolare di spin e le due tecniche, ad oggi principalmente utilizzate per fornire una stima dello spin: il metodo del continuum-fitting e la spettroscopia di riflessione a raggi X. Infine, sarà discussa la possibilità dell'utilizzo dei buchi neri come laboratori ideali per lo studio della fisica fondamentale,

## Capitolo 1.

### I buchi neri

Un buco nero è un corpo celeste in cui la forza gravitazionale è intensa al punto che né materia, né radiazione elettromagnetica può sfuggire da esso. Relativisticamente è una regione dello spazio-tempo in cui la curvatura è tale che nulla può uscire o comunicare verso l'esterno [1]. Matematicamente, è una singolarità presente nelle equazioni di Einstein. La superficie che circonda un buco nero è detta orizzonte degli eventi, la quale può essere interpretata come una membrana a senso unico, che assorbe luce e materia e da cui nulla può uscire. In altre parole, è la posizione per cui neanche la luce emessa radialmente dal buco nero può essere rilevata da un osservatore esterno. Quindi, non si è in grado di avere un'immagine di un buco nero in quanto assorbe tutta la radiazione che cade su di esso. Tuttavia, un buco nero ha polvere e gas intorno a sé, in quello che viene chiamato disco di accrescimento, una regione molto calda nella quale queste sostanze si muovono ad una velocità che è una frazione significativa di quella della luce ed è proprio di questa materia che il buco nero si nutre. Polvere e gas percorrono orbite stabili che si trovano distanti dall'orizzonte degli eventi. Solo la luce, composta da fotoni privi di massa, può percorrere orbite stabili che si trovano a distanza minore dall'orizzonte degli eventi rispetto al disco di accrescimento.

Le prime ipotesi che alludevano alla possibile esistenza di oggetti simili ai buchi neri risalgono alla fine del XVIII secolo. Nel 1783 John Michell fu il primo a concepire che un oggetto estremamente compatto, identificato con il nome di *Dark Star*, con massa sufficientemente elevata risulterebbe non direttamente visibile poiché in grado di trattenere la sua stessa luce, dunque individuabile solo attraverso il moto di un oggetto compagno se appartenente ad un sistema binario. Indipendentemente, nel 1796 Pierre-Simon Laplace mostrò la possibilità dell'esistenza di stelle con massa tale che la gravità risulterebbe talmente elevata che nemmeno la luce dal suo interno riuscirebbe ad evadere. Dalla Fisica classica, per un oggetto compatto e sfericamente simmetrico, la velocità di fuga dalla sua superficie supera quella della luce se il suo raggio è minore di:

$$R = \frac{2G_N m}{c^2},$$

dove  $G_N$  costante di gravitazione universale,  $c$  la velocità della luce e  $m$  la massa dell'oggetto; inizialmente le ipotesi di Michell e Laplace furono considerate solo speculazioni teoriche.

Nel 1915 Albert Einstein propose la teoria della relatività generale [2], la semplice soluzione di buco nero fu trovata immediatamente dopo nel 1916 da Karl Schwarzschild e fu appunto chiamata *soluzione di Schwarzschild*. Essa è la prima soluzione dell'equazioni di Einstein nel vuoto e descrive il campo gravitazionale esterno a un corpo sfericamente simmetrico, non ruotante e privo di carica

elettrica, come stelle o pianeti. Inizialmente si pensò che la superficie singolare nella soluzione di Schwarzschild non avesse implicazioni fisiche, in quanto, la sua coordinata radiale è molto più piccola del raggio di qualunque corpo astrofisico, dove la soluzione di vuoto deve essere aggiunta alla soluzione in presenza di materia descrivente il campo gravitazionale all'interno del corpo. Nello stesso anno Hans Reissner risolse le equazioni di Einstein per una particella carica puntiforme. Nel 1928 Gunnar Nordstrom, invece, le risolse per una massa sfericamente simmetrica e carica estendendo i risultati di Reissner. Oggi, la *soluzione di Reissner-Nordstrom* [3] descrive il campo gravitazionale di un corpo sfericamente simmetrico, non rotante, carico e con massa. La natura di tali soluzioni non fu compresa subito, si osservò che queste soluzioni erano singolari su una superficie chiamata orizzonte degli eventi. Nel 1958 David Finkelstein, diede una prima definizione rigorosa di orizzonte degli eventi come confine oltre il quale qualsiasi evento non può influenzare un osservatore esterno [4]. La soluzione delle equazioni di Einstein nel vuoto per un corpo sfericamente simmetrico, rotante e privo di carica fu trovata nel 1963 da Roy Kerr ed è nota come *soluzione di Kerr*. Tale soluzione ha un'importanza significativa in astrofisica, poiché la maggior parte dei corpi celesti possiede un momento angolare di spin non nullo. La soluzione completa che descrive un corpo sfericamente simmetrico, rotante e con carica elettrica fu trovata nel 1965 da Ezra Newmann e fu chiamata *soluzione di Kerr-Newmann* [5] ed è dimostrata essere la soluzione più generale nel caso statico, sebbene corpi come i pianeti non possiedano carica elettrica. Fino alla fine degli anni '60 i buchi neri erano considerati semplici oggetti che potevano essere caratterizzati con pochi parametri [6] quali: la massa  $M$ , il momento angolare di spin  $J$  e la loro carica elettrica  $Q$ . Ad oggi, questa affermazione è dimostrata facendo una serie di assunzioni e prende il nome di *no-hair theorem*, dal fatto che una volta formatosi il buco nero tutte le informazioni a riguardo vengono perse ad eccezione delle grandezze sopra citate. Le osservazioni indicano che i buchi neri non possiedono carica elettrica (né tanto meno magnetica), quindi la massa e lo spin caratterizzano completamente un buco nero.

Una stella esiste grazie al bilanciamento della forza di gravità, che tende a comprimere la materia, e la pressione della radiazione dovuta alla fusione nucleare. Già negli anni '20 era noto che quando una stella esaurisce il proprio combustibile nucleare essa si comprime fino a raggiungere una nuova configurazione di equilibrio, dove la pressione quantistica degli elettroni bilancia la gravità. Nel 1931, Subrahmanyan Chandrasekhar introdusse quella che oggi è chiamata *massa di Chandrasekhar*, [7] una massa limite oltre la quale la pressione quantistica degli elettroni non riesce ad evitare che il corpo collassi. Tale ipotesi fu molto criticata all'epoca e venne considerata solo come una speculazione dovuta ad una mancata conoscenza di un processo in grado di fermare il collasso, allora non ancora scoperto. In seguito, fu trovato che una stella con una massa superiore alla massa di *Chandrasekhar* non collassa in un punto, poiché la pressione quantistica dei neutroni può bilanciare

la forza gravitazionale e la stella diventa una stella di neutroni. Nel 1939, Robert Oppenheimer e George Volkoff osservarono che, per stelle sufficientemente massicce, quando tutte le fonti di energia termonucleare sono esaurite, almeno per la materia al centro della stella, si formerebbe un nucleo di neutroni condensato [8]. Introdussero una nuova massa limite oltre la quale la pressione quantistica dei neutroni non riesce a fermare il collasso. Ma anche stavolta si presuppose l'esistenza di un ulteriore processo in grado di fermare il collasso. Nel 1964 fu scoperto Cygnus X-1, una delle sorgenti di raggi X più luminose del cielo. Nel 1971 Thomas Bolton e, indipendentemente, Louise Webster e Paul Murdin scoprirono, dalla variabilità delle linee di assorbimento dei raggi X, l'esistenza di una stella compagna massiva, dallo studio della sua orbita si dedusse la massa di Cygnus X-1 [9]. Tale massa eccedeva il massimo per una stella di neutroni e di conseguenza, Cygnus X-1 fu identificato come il primo candidato buco nero di massa stellare. Questo fu un passo significativo per convincere la comunità astrofisica riguardo l'esistenza di buchi neri nell'Universo. Successivamente, è stata ottenuta una grande quantità di dati astronomici che confermano l'esistenza di buchi neri di massa stellare in sistemi binari a raggi-X e buchi neri supermassicci al centro di molte galassie. I buchi neri astrofisici sono caratterizzati, come già detto, da pochi parametri; trascurando la carica elettrica, ad ognuno di essi viene associata una massa e un momento angolare di spin. Per quanto riguarda la massa, essa può essere facilmente calcolata studiando il moto orbitante di stelle o gas vicini al buco nero come fatto con Cygnus X-1 e poi con altri buchi neri sia supermassicci che di massa stellare. Mentre per il momento angolare di spin, negli ultimi 10-15 anni, ci sono stati sforzi significativi per tentare di sviluppare nuove e sempre più efficaci tecniche, attualmente le due tecniche utilizzate sono il metodo del continuum-fitting e la riflessione spettroscopica a raggi-X. Inoltre, negli ultimi anni ci sono stati tentativi per testare la fisica fondamentale usando buchi neri, in particolare, la teoria della relatività generale di Einstein in regime di campo forte. Nel 2015 Ligo rivela per la prima volta le onde gravitazionali dalla coalescenza di buchi neri e nel 2019 si ottiene, grazie all' Event Horizon Telescope, la prima "immagine" di buco nero.

### **1.1 Le equazioni di Einstein**

Storicamente, per scrivere delle equazioni differenziali per il campo gravitazionale che fossero accettabili, si ricercarono delle equazioni:

1. scritte in forma tensoriale per obbedire al principio di covarianza;
2. del secondo ordine;
3. tali da fornire la soluzione newtoniana per campi deboli.

Equazioni con tali caratteristiche furono pubblicate per la prima volta nel novembre del 1915 in un articolo da Albert Einstein, il quale le dedusse tramite un metodo fisico induttivo basato su leggi di

conservazione. Anche lo scienziato David Hilbert arrivò alla stessa conclusione, ovvero scrisse le stesse equazioni di Einstein utilizzando il principio variazionale. Le equazioni di Einstein descrivono la curvatura dello spazio-tempo. Esse costituiscono un sistema di 16 equazioni differenziali alle derivate parziali del secondo ordine non accoppiate e non lineari. Definiscono il tensore di Einstein  $G_{\mu\nu}$  in termini di densità di materia, dell'energia e della pressione, rappresentate tramite il tensore energia-impulso  $T_{\mu\nu}$ . Le equazioni di Einstein in presenza di materia sono:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \chi T_{\mu\nu},$$

dove  $R_{\mu\nu}$  rappresenta il tensore di Ricci,  $R$  rappresenta lo scalare di curvatura, la traccia del tensore di Ricci. Entrambe le grandezze sono direttamente connesse al tensore di Riemann  $R^\alpha_{\beta\mu\nu}$ , che determina la presenza o meno di curvatura nello spazio-tempo.

$\chi$  è una costante di accoppiamento opportuna, che permette di correlare materia e geometria; infatti, è possibile interpretare l'una come sorgente dell'altra e viceversa:

$$\chi = \frac{8\pi G_N}{c^4},$$

nel vuoto il tensore energia impulso è nullo, il membro di destra svanisce e si ottengono le equazioni di Einstein nel vuoto:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 0.$$

Tenendo in considerazione le simmetrie dei tensori  $g_{\mu\nu}$ ,  $R_{\mu\nu}$  e  $T_{\mu\nu}$  rispetto allo scambio dei due indici allora 6 equazioni possono essere eliminate, cosicché ci si riduce ad un sistema di 10 equazioni. Infine, considerando che il tensore di Einstein ed il tensore energia-impulso, uguagliati, debbano soddisfare le stesse leggi di conservazione, ovvero le identità di Bianchi, come suggerito dal matematico Levi-Civita allo stesso Einstein, si ottengono quattro identità differenziali e dunque il numero di equazioni si riduce ulteriormente a 6 equazioni differenziali.

## 1.2 La metrica di Schwarzschild

Nel 1916, il matematico Karl Schwarzschild ottenne la soluzione esatta delle equazioni di Einstein nel vuoto a simmetria sferica [10]. In generale, la risoluzione analitica esatta delle equazioni di Einstein è molto complessa a causa dell'assenza di linearità. Il calcolo può essere semplificato prendendo in considerazioni particolari simmetrie del sistema in esame. La soluzione di Schwarzschild descrive completamente il campo gravitazionale nel vuoto, e dunque la metrica spazio-temporale generata da una qualsiasi distribuzione di massa  $M$  a simmetria centrale, priva di

carica e non rotante. Per tale motivo fu fatta l'ipotesi di simmetria radiale: le componenti della metrica sono funzioni unicamente del raggio; quindi, il sistema può essere assimilato ad una superficie sferica la cui variabile radiale  $r$  è mantenuta costante. Il raggio di Schwarzschild  $R_s$  rappresenta il raggio gravitazionale del corpo in considerazione. Tale soluzione è singolare sia nello spazio che nel tempo per  $r = R_s$ , per questo è anche detta soluzione di buco nero. In coordinate sferiche:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{R_s}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\Omega^2,$$

dove:  $d\Omega^2 = d\theta^2 + (\sin \varphi)^2$ .

Una delle conseguenze intrinseche della soluzione di Schwarzschild è il teorema di Birkhoff, che può essere così formulato: ogni soluzione a simmetria sferica delle equazioni di Einstein nel vuoto deve essere statica e asintoticamente piatta.

### 1.3 La metrica di Kerr

La metrica di Kerr, ricavata per la prima volta nel 1963 da Roy Kerr [11], è una soluzione esatta delle equazioni del campo gravitazionale di Einstein, che generalizza la soluzione di Schwarzschild per un corpo a simmetria sferica, senza carica e rotante:

$$ds^2 = -\left[1 - \frac{2mr}{r^2 + a^2(\cos \theta)^2}\right][du + a(\sin \theta)^2 d\phi]^2 + 2[du + a(\sin \theta)^2 d\phi][dr + a(\sin \theta)^2 d\phi] + [r^2 + a^2(\cos \theta)^2][d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2],$$

dove:  $a = \frac{J}{mc}$ ,  $J$  momento angolare,  $du = cdt$ ;

questa è la forma originaria della metrica di Kerr. Si nota subito la presenza di tre elementi di matrice fuori diagonale. Prendendo le componenti  $g_{\mu\mu}$  della metrica, si osserva che per  $m \neq 0$  c'è una singolarità localizzata in:

$$r^2 + a^2 \cos^2 \theta = 0 \rightarrow r = 0; \theta = \frac{\pi}{2};$$

inoltre, quando  $a \rightarrow 0$  l'elemento di linea si riduce alla metrica di Schwarzschild.

Studiando le singolarità si ricava che la condizione precedente è equivalente a richiedere:

$$1 - \frac{2m}{r} + \frac{a^2}{r^2} = 0 \Leftrightarrow r_{\pm} = m \pm \sqrt{m^2 - a^2}.$$

La soluzione di Kerr mostra dunque due superfici dove la metrica risulta essere singolare, la superficie più interna corrisponde all'orizzonte degli eventi analogo a quello osservato nella metrica di Schwarzschild e si presenta laddove la componente puramente radiale  $g_{rr}$  va all'infinito. L'altra

singularità la si trova quando la componente puramente temporale  $g_{tt}$  inverte il segno da positiva a negativa. La regione tra queste due superfici viene chiamata Ergosfera: nasce solo per buchi neri rotanti ed ha la forma di un ellissoide per bassi regimi di rotazione, che combacia con l'orizzonte degli eventi solo ai poli, mentre se ne distacca all'equatore; in tale volume la componente temporale  $g_{tt}$  è negativa e le particelle che vi entrano vengono trascinate nel senso di rotazione del buco nero, ovvero possiedono un momento angolare dello stesso segno di  $J$ , effetto trascinamento. Inoltre, quando la rotazione è spenta, i raggi delle due superfici tendono a coincidere e l'Ergosfera scompare.

| Buco nero          | SPIN $J$   | CARICA $Q$ |
|--------------------|------------|------------|
| Schwarzschild      | $J=0$      | $Q=0$      |
| Kerr               | $J \neq 0$ | $Q=0$      |
| Reissner-Nordstrom | $J=0$      | $Q \neq 0$ |
| Kerr-Newmann       | $J \neq 0$ | $Q \neq 0$ |

#### 1.4 Le proprietà fisiche

I buchi neri astrofisici sono descritti dalla soluzione di Kerr delle equazioni di Einstein della relatività generale. Quando le componenti di un oggetto collassano nel proprio orizzonte degli eventi, la metrica spazio-temporale rapidamente si riduce alla soluzione di Kerr attraverso l'emissione di onde gravitazionali. L'impatto del campo gravitazionale del disco di accrescimento o di stelle vicine è trascurabile vicino a un buco nero [12]. Inoltre, se esso possiede un iniziale carica elettrica non nulla, essa viene rapidamente neutralizzata attraverso l'ambiente circostante altamente ionizzato e la rimanente carica elettrica all'equilibrio è molto piccola; quindi, può essere trascurata per oggetti macroscopici [13]. Il raggio gravitazionale è definito come:

$$r_g = \frac{G_N M}{c^2} = 14.77 \left( \frac{M}{10 M_\odot} \right) km;$$

la scala temporale caratteristica è quindi:

$$\tau = \frac{r_g}{c} = 49.23 \left( \frac{M}{10 M_\odot} \right) \mu s.$$

Per un buco nero supermassiccio  $M \sim 10^6 M_\odot$ ,  $r_g \sim 10^6 km$  e  $\tau \sim 5s$ . La variabilità nello spettro del campo elettromagnetico e gravitazionale associata ad una modifica nella configurazione del sistema nella regione di campo forte segue questa scala temporale. Lo spin,  $J$ , interessa solo la regione di campo gravitazionale forte. In meccanica classica lo spin di un corpo non ha effetti gravitazionali e solo la sua massa compare nella legge della gravitazione universale di Newton. Questo non è vero in

relatività generale dove, per esempio, lo spin può cambiare la posizione dell'orizzonte degli eventi. Nelle coordinate di Boyer-Lindquist, il raggio dell'orizzonte degli eventi del buco nero di Kerr è:

$$r_H = r_g \left( 1 + \sqrt{1 - a_*^2} \right),$$

dove  $a_*$  è un parametro di spin adimensionale definito come:

$$a_* = \frac{cJ}{G_N M^2},$$

da cui si deduce che il parametro di spin è soggetto al vincolo  $a_* \leq 1$ . Per un buco nero non rotante come quello di Schwarzschild, il parametro di spin è  $a_* = 0$ , mentre per un buco nero che è al massimo della rotazione il parametro di spin vale  $a_* = \pm 1$ . Nel contesto astrofisico si considera solo il caso  $a_* \leq 1$ , mentre il caso  $a_* > 1$  esclude la possibile esistenza di un buco nero, in tal caso la metrica di Kerr descrive lo spazio-tempo di una singolarità nuda. Il modello di Novikov-Thorne [14] è la struttura standard utilizzata per la descrizione del sottile disco di accrescimento attorno ad un buco nero ed è il più impiegato per interpretare dati astronomici. In questo modello si assume che il disco è su un piano equatoriale perpendicolare allo spin del buco nero. Le particelle del gas seguono orbite geodetiche circolari nel piano equatoriale. Tuttavia, queste orbite non sono sempre stabili ma si considera la cosiddetta *innermost stable circular orbit* ISCO e il suo raggio indicato come  $r_{ISCO}$ . Le orbite sono stabili per  $r > r_{ISCO}$  e instabili o inesistenti per  $r < r_{ISCO}$ . In questo modo, si può dire che nelle vicinanze del buco nero il campo gravitazionale è così forte che non possono esistere orbite stabili. Quindi il bordo interno del disco di accrescimento attorno ad un buco nero si trova almeno al raggio ISCO o a distanze maggiori ed è proprio questa proprietà che può essere sfruttata per calcolare lo spin di un buco nero.

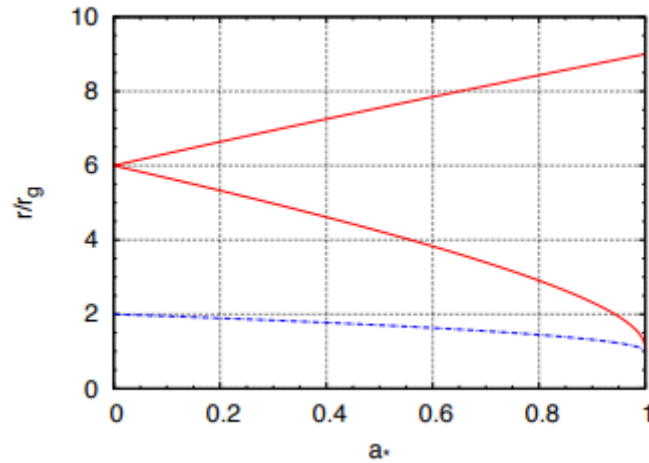


Fig.1 Raggio ISCO (linea rossa continua) e raggio dell'orizzonte degli eventi (linea blu tratteggiata), di un buco nero di Kerr nelle coordinate Boyer-Lindquist, in funzione del parametro di spin  $a_*$ . Per il raggio ISCO si osservano due curve: quella superiore si riferisce alle orbite controrotanti, quella inferiore alle orbite corotanti [15].

Rappresentando il raggio ISCO e dell'orizzonte degli eventi, nelle coordinate Boyer-Lindquist in funzione del parametro di spin, come in figura 1, si notano due curve per il raggio ISCO, una per orbite controrotanti e l'altra per orbite corotanti. Ciò può essere spiegato considerando l'effetto dello spin su campi gravitazionali. Infatti, lo spin riduce l'intensità del campo gravitazionale, in questo modo si osserva che orbite corotanti stabili si possono trovare più vicino al buco nero rispetto alle orbite controrotanti, in quanto, per quest'ultime l'effetto dello spin è inverso e dunque il loro raggio incrementa all'aumentare del parametro di spin.

Una quantità rilevante che risalta nell'osservazione dei dati astronomici riguardanti buchi neri in accrescimento è la luminosità della sorgente. Essa è convenzionalmente misurata in unità di Eddington. La luminosità di Eddington è la massima luminosità che un corpo sfericamente simmetrico può raggiungere quando ci si trovi in una condizione di equilibrio tra la forza gravitazionale, che tende a far collassare il corpo, e la pressione di radiazione che spinge ad espanderlo. Oggetti compatti come buchi neri attorno ai quali si forma un disco di accrescimento possono arrivare a luminosità vicine al limite di Eddington. Oltre tale limite, la pressione di radiazione genera un vento stellare in grado di indurre il corpo ad espellere materiale dagli strati più esterni, di conseguenza il corpo tende a dissolversi, con una diminuzione della produzione di energia e la luminosità diminuirà per tornare al di sotto del limite di Eddington. Se si immagina che il materiale espulso sia un gas ionizzato di protoni ed elettroni, la luminosità di Eddington per un oggetto di massa  $M$  è:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G_N M m_p c}{\sigma_{Th}} = 1.26 \cdot 10^{39} \left( \frac{M}{10 M_\odot} \right) \text{erg/s},$$

dove  $\sigma_{Th}$  è la sezione d'urto di Thompson dell'elettrone e  $m_p$  è la massa del protone.

## Capitolo 2.

### La ricerca dei buchi neri

La ricerca di corpi candidati a essere buchi neri iniziò negli anni '70. Da allora una serie di dati astronomici hanno permesso di confermare l'esistenza di almeno due tipi di buchi neri: buchi neri di massa stellare ( $M \sim 10-100 M_\odot$ ) e buchi neri supermassicci ( $M \sim 10^5 - 10^{10} M_\odot$ ). Esiste probabilmente anche una terza classe di buchi neri con una massa intermedia, ma la loro natura non è ancora compresa e non ci sono sufficienti misure per confermare tale ipotesi. Ad oggi, i dati astronomici sono consistenti con l'ipotesi dell'esistenza dei buchi neri ma se si dovesse scoprire qualche proprietà di questi oggetti che non appartenga ai buchi neri si dovrà cambiare idea e nome a tali oggetti. Tale ipotesi è confermata dalle recenti scoperte delle onde gravitazionali e dall'immagine del buco nero, che appaiono in accordo con il modello teorico.

#### 2.1 I buchi neri di massa stellare

I buchi neri di massa stellare sono il prodotto naturale del processo di collasso gravitazionale di una stella pesante. Quando una stella esaurisce il proprio combustibile nucleare, la pressione del gas non riesce più a bilanciare la forza gravitazionale e il corpo collassa. Una frazione significativa di massa viene espulsa durante questo processo violento. Se la massa del corpo in collasso supera  $2-3 M_\odot$  non ci sono meccanismi in grado di bloccare il collasso e si avrà la formazione di un buco nero. La minima massa per un buco nero di massa stellare formatosi dal collasso di una stella progenitrice è di  $2-3 M_\odot$  (il limite esatto dipende dall'equazione di stato della materia ad alta densità e dalla rotazione del corpo). Per masse minori, la pressione degli elettroni o neutroni riesce a bloccare il collasso, portando alla formazione di nane bianche o stelle di neutroni nei rispettivi casi [16]. Osservazioni e dati astronomici suggeriscono la presenza di un gap di massa tra la popolazione di buchi neri di massa stellare e stelle di neutroni, che, tuttavia, non è predetta dai modelli teorici [17].

La massa massima attesa per un buco nero di massa stellare è  $100 M_\odot$  [18]. Tale limite superiore dipende in maniera cruciale dalla metallicità della stella progenitrice, ovvero la frazione significativa di elementi più pesanti dell'elio. La massa del buco nero formatosi in seguito al collasso della stella dipende, infatti, dalla quantità di massa persa a causa del vento stellare durante il collasso. Esso aumenta con l'incremento della metallicità, in quanto, elementi più pesanti dell'elio hanno una

sezione d'urto maggiore e quindi evaporano più velocemente. Nel caso di una bassa metallicità stellare alcuni modelli predicono un gap di massa tra la popolazione di buchi neri; infatti, essi possono avere una massa  $M < 50M_{\odot}$  o  $M > 150M_{\odot}$ . Quando la metallicità della stella progenitore aumenta, i buchi neri con una massa  $M > 150M_{\odot}$  scompaiono poiché il rate di massa persa durante la sua formazione è più alto. Esistono anche altri modelli che non predicono tale gap di massa, trovando che stelle molto pesanti vanno incontro a un processo di esplosione nucleare che distrugge il corpo, senza la formazione di un buco nero. Dagli studi dell'evoluzione stellare, si predice una popolazione di circa  $10^8 - 10^9$  buchi neri di massa stellare, ottenuti come prodotto finale dell'evoluzione delle stelle pesanti nella Via Lattea [19]. Quindi, dalla scoperta di Cygnus X-1 agli inizi degli anni '70, la ricerca si è principalmente concentrata sull'identificazione di oggetti compatti in binarie a raggi X la cui massa supera il limite consentito per una stella di neutroni. In tali sistemi la radiazione a raggi X si origina dall'interno del disco di accrescimento attorno all'oggetto compatto. Dallo studio del moto orbitale della stella compagna, si misura la funzione di massa:

$$f(M) = \frac{K_c^3 P_{orb}}{2\pi G_N} = \frac{M (\sin i)^3}{(1+q)^2},$$

dove  $K_c = v_c \sin i$ ,  $v_c$  è la velocità della stella compagna,  $i$  è l'angolo di inclinazione del piano orbitale rispetto alla linea di vista di un osservatore,  $P_{orb}$  è il periodo orbitale della stella compagna,  $q = \frac{M_c}{M}$ ,  $M_c$  è la massa della stella compagna e  $M$  è la massa dell'oggetto compatto.

In generale, sono necessarie misure indipendenti di  $M_c$  ed  $i$  per calcolare la massa  $M$  dell'oggetto compatto. Se quest'ultima supera il limite massimo consentito per la massa di una stella di neutroni, l'oggetto compatto è classificato come buco nero e si può affermare di aver ottenuto una misura dinamica della sua massa. Notando che  $M > f(M)$ , quindi se la funzione di massa  $f(M)$  supera la massima massa per una stella di neutroni lo stesso sarà anche per  $M$  indipendentemente dalle misure di  $M_c$  e  $i$ . Attualmente sono conosciuti circa 20 buchi neri di massa stellare nella Via Lattea e pochi altri nelle galassie vicine. In figura 2, sono mostrati 22 sistemi binari a raggi X con un buco nero di massa stellare confermato da misure dinamiche di massa. Tra questi ci sono: Cygnus X-1, LMC X-1, LMC X-3 e M33 X-7 le quali sono binarie a raggi X con una massa più elevata, nel senso che la stella compagna è pesante ( $M > 10 M_{\odot}$ ). Questi sistemi sono sorgenti continue di raggi X, ovvero essi sono sorgenti luminose di raggi X nel cielo ad ogni istante: grazie al vento della stella compagna si ha il trasferimento di massa da quest'ultima al buco nero e questo è un processo relativamente stabile. I restanti 18 sistemi binari sono binarie a raggi X con una massa minore, nel senso che la stella compagna non è pesante ( $M < 3M_{\odot}$ ), ed essi sono sorgenti transienti: il processo di trasferimento della massa non è continuo, così che tali sistemi sono sorgenti luminose di raggi X per un periodo di

pochi giorni o pochi mesi al termine del quale raggiungono uno stato di quiescenza che può durare anni o decenni. GRS1915+105 è un caso peculiare, in quanto, essa è una binaria a raggi X di piccola massa, ma è una sorgente continua di raggi X dal 1992, quindi, da quasi 30 anni. La spiegazione di tale fenomeno è riconducibile alla presenza di un grande disco di accrescimento che provvede a rifornire di materiali il buco nero ad ogni istante. Le 22 binarie a raggi X sono tutte nella Via Lattea con eccezione di LMC X-1 e LMC X-3, residenti nella “Large Magellanic Cloud”, mentre M33 X-7 si trova nella vicina piccola galassia M33. Ad oggi, sono conosciute più di 50 binarie a raggi X con un candidato buco nero di massa stellare, ovvero un oggetto compatto che si pensa essere un buco nero ma per il quale non si hanno sufficienti misure dinamiche di massa. Lo spettro di queste sorgenti suggerisce che l’oggetto compatto sia un buco nero di massa stellare; tuttavia, è possibile che alcune sorgenti non siano buchi neri ma stelle di neutroni. Ogni anno il numero di sistemi binari a raggi X con un candidato buco nero di massa stellare incrementa di uno o due, poiché si osservano sorgenti di raggi X che erano inizialmente in uno stato di quiescenza, emettere radiazione a causa del trasferimento di materiali dalla stella compagna all’oggetto compatto. Nel settembre del 2015, l’esperimento LIGO ha rivelato per la prima volta il segnale di onde gravitazionali dalla coalescenza di due buchi neri di massa stellare [20], aprendo ad una nuova finestra di ricerca per questi oggetti nel cielo. Rilevatori terrestri di onde gravitazionali permetteranno di scoprire un gran numero di buchi neri di massa stellare nei prossimi anni. Infatti, mentre la coalescenza di due buchi neri di massa stellare o di un buco nero di massa stellare e una stella di neutroni è un evento raro in una sola galassia, la rivelazione di questo tipo di eventi è molto più frequente sfruttando rivelatori di onde gravitazionali con una sensibilità tale da monitorare più galassie, dell’ordine di un evento ogni pochi giorni.

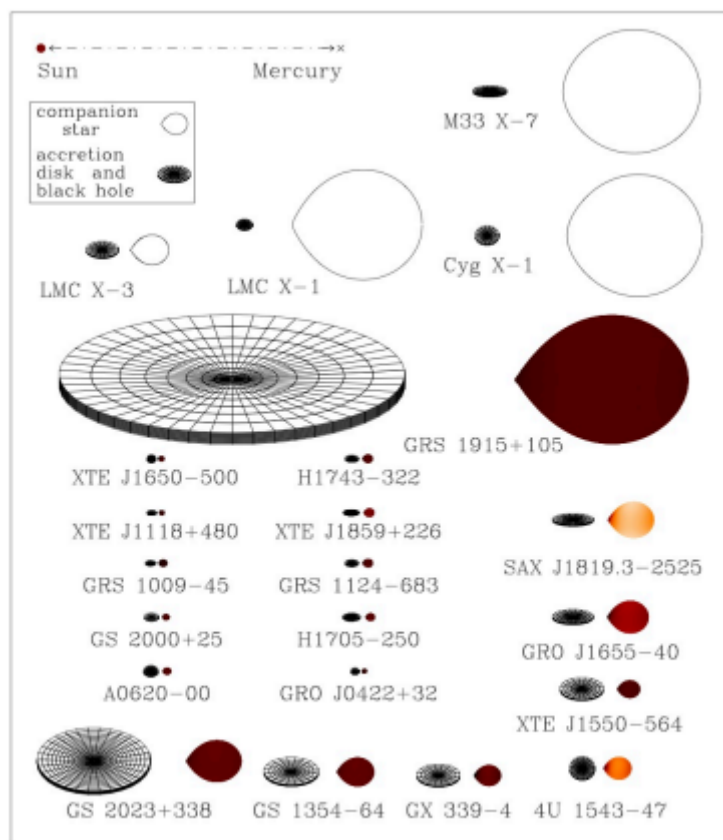


Figura 2. Rappresentazione di 22 binarie a raggi X con un buco nero di massa stellare confermato da misure dinamiche. Sulla destra il disco di accrescimento e sulla sinistra la stella compagna. I colori si riferiscono alla temperatura superficiale, dal marrone al bianco all'incrementare della temperatura. L'orientazione del disco di accrescimento riflette l'angolo di inclinazione delle binarie. In alto a sinistra il sistema Sole-Mercurio: la distanza tra essi è circa 50 milioni di km ed il raggio del Sole è 0.7 milioni di km. Figura di Jerome Orosz [15].

## 2.2 I buchi neri supermassicci

Osservazioni astronomiche mostrano che al centro di galassie dalle medie e grandi dimensioni sono presenti grandi quantità di materia in un volume relativamente piccolo [21], mentre nel caso di piccole galassie la situazione è ancora incerta [22]. Nel caso della Via Lattea, dallo studio del moto orbitale di stelle individuali si deduce che la massa centrale è  $M = 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$  con un raggio  $R < 0.01 pc$ , il quale rappresenta la più piccola distanza dell'orbita di una di queste stelle dal centro [23]. Tale grande quantità di massa in un volume così piccolo non può essere spiegata come un cluster di stelle di neutroni o nane brune, cosicché la naturale interpretazione è che si tratti di un buco nero supermassiccio [24]. Queste conclusioni sono state raggiunte anche grazie ai dati ottenuti e allo studio dei moti delle particelle di gas orbitanti attorno alla galassia NGC 4258. Per altre galassie, non è

possibile escludere altre ipotesi come appunto la presenza di cluster di stelle di neutroni, tuttavia, si pensa che tali sistemi massivi sono da associare alla presenza di buchi neri supermassicci con una massa  $M \sim 10^5 - 10^{10} M_{\odot}$ . Anche le recenti immagini del centro della galassia M87 ottenute grazie al lavoro dell'Event Horizon Telescope Collaboration contribuiscono a confermare la presenza di buchi neri supermassicci (alternative esotiche escluse) [25]. Mentre l'origine dei buchi neri di massa stellare è una conseguenza naturale del processo evolutivo di una stella pesante, ad oggi, la natura dei buchi neri supermassicci manca ancora di comprensione. Corpi pesanti tendono, spontaneamente, a muoversi verso il centro di un sistema multi-corpi; dunque, si immagina che il buco nero originario si nutre di materiale circostante, accrescendosi. È molto curioso osservare che oggetti pesanti  $M \sim 10^{10} M_{\odot}$  erano presenti nell'universo quando aveva un'età di soli 1 Gyr [26]. Non è ancora chiaro come sia possibile che tali oggetti siano cresciuti raggiungendo tali dimensioni in un intervallo di tempo così breve. Una delle ipotesi è che il buco nero si sia formato dal collasso di pesanti nuvole primordiali, la cui massa supererebbe quella di un buco nero di massa stellare. Un'altra ipotesi sostiene che essi si siano formati dalla coalescenza di molti buchi neri e la loro rapida crescita è spiegata tramite particolari modelli di accrescimento. Non è chiaro quale dei due processi sia corretto, né tantomeno se uno dei due lo sia.

### 2.3 I buchi neri di massa intermedia

Buchi neri con massa intermedia sono dei buchi neri la cui massa è compresa nel range tra  $M \sim 10^2 - 10^5 M_{\odot}$ , che va a colmare il gap di massa tra quella dei buchi neri di massa stellare e la massa dei buchi neri supermassicci [27]. È molto probabile che alcuni candidati buchi neri di massa intermedia siano realmente tali, ma è anche probabile che alcuni di essi non lo siano. Ad alcuni buchi neri di massa intermedia sono associate ultra-luminescenti sorgenti di raggi X [28]. La loro luminosità a raggi X è  $L_X > 10^{40} \text{ erg/s}$  la quale eccede il limite di luminosità di Eddington per un oggetto di massa stellare. Nonostante ciò, senza accurate misure dinamiche di massa non è possibile affermare che si tratti di cluster di stelle di neutroni o buchi neri di massa stellare che accrescono con un moderato super-Eddington rate e con un'emissione anisotropa [29]. Il potente spettro di densità di una sorgente è caratterizzato da oscillazioni quasi-periodiche (QPOs). Mentre la loro origine resta ancora sconosciuta, esse sono associate ad una rapida variabilità scala-temporale e la loro frequenza scala come  $1/M$  da buchi neri di massa stellare a quelli supermassicci. L'osservazione di tali oscillazioni in sorgenti ultra-luminose di raggi X a pochi Hz suggerisce, appunto, la presenza di oggetti più pesanti dei normali buchi neri di massa stellare e più leggeri dei buchi neri supermassicci [30]. Buchi neri di dimensioni intermedie sono attesi al centro di densi cluster di stelle come risultato della collisione e successiva unione. Studi sulla dinamica di sistemi multi-corpi hanno dimostrato che

la presenza di buchi neri di massa intermedia al centro di densi cluster di stelle aumenterebbe la velocità di dispersione stellare. Alcune osservazioni sono coerenti con la presenza di tali buchi neri in cluster di stelle ma altre ipotesi o spiegazioni non possono essere completamente escluse.

### Capitolo 3.

#### Le misurazioni dello spin

In assenza di nuova fisica, buchi neri astrofisici sono descritti dalla soluzione di Kerr. Essi possono essere caratterizzati assegnando loro solo due parametri: la massa  $M$  e il momento angolare di spin  $J$ . Una misura diretta o indiretta della massa è spesso una quantità che permette di classificare i vari buchi neri (o anche semplicemente corpi candidati a esserlo, nel caso di misure indirette). La misurazione dello spin è molto più complicata, in quanto, lo spin non ha effetti nella gravità newtoniana e quindi una sua stima richiede lo studio di effetti intrinsecamente relativistici nella regione di campo forte vicino all'oggetto compatto. Circa 10-15 anni fa furono sviluppate le prime tecniche per la misurazione dello spin. Oggi se ne distinguono principalmente due: il metodo del continuum-fitting adatto alla misurazione dello spin di buchi neri di massa stellare, e la spettroscopia di riflessione a raggi X applicabile sia per buchi neri di massa stellare che per buchi neri supermassicci. Future antenne di onde gravitazionali localizzate nello spazio permetteranno la misura accurata dello spin di buchi neri supermassicci dalla rilevazione di EMRIs [31].

#### 3.1 Il metodo del continuum-fitting

Il disco di accrescimento attorno ad un buco nero è geometricamente sottile e otticamente spesso. Esso possiede localmente uno spettro di corpo nero per ogni punto sulla superficie, di conseguenza il disco avrà uno spettro di corpo nero a più temperature che è dominato da una componente termica quando integrato radialmente [32]. Lo spin può essere misurato facendo un fit dello spettro continuo termico del sottile disco di accrescimento impiegando il modello di Novikov-Thorne, nel quale si assume che il disco è su un piano equatoriale perpendicolare allo spin del buco nero. I gas nel disco si muovono su orbite geodetiche quasi circolari e il bordo interno del disco è impostato al raggio ISCO. Lo spettro termico del disco dipende eventualmente da cinque parametri: la massa del buco nero  $M$ , il rate di accrescimento di massa  $\dot{M}$ , la distanza dal buco nero  $D$ , l'angolo di inclinazione di vista di un osservatore distante  $i$  e il parametro di spin del buco nero  $a_*$ . La forma dello spettro è molto semplice, di conseguenza non è possibile ricavare tutti questi parametri fittando i dati osservativi di una sorgente. Misure indipendenti di  $M$ ,  $D$  ed  $i$  devono essere fatte, in maniera tale che essi siano determinati. In questo modo è possibile fare un fit allo spettro termico così da ottenere il parametro di spin  $a_*$  e il rate di accrescimento di massa  $\dot{M}$ . Questo è il metodo del continuum-fitting.

Questa tecnica, come già accennato, è utilizzata solo per buchi neri di massa stellare, in quanto, lo spettro termico del disco dipende unicamente dalla massa del buco nero. Per buchi neri in accrescimento al 10% del limite di Eddington, lo spettro termico presenta un picco nella banda dei raggi-X, ovvero a 0,1-1 keV per buchi neri di massa stellare, invece, nella banda UV/Visibile, tra 1-100 eV, per buchi neri supermassicci. L'assorbimento della polvere impedisce una misura accurata dello spettro e, dunque, una misura dello spin. Negli ultimi 10-15 anni, il parametro di spin di circa 10 buchi neri di massa stellare è stato determinato con tale tecnica, in particolare, risulta necessario selezionare sorgenti con una forte componente termica e buchi neri in accrescimento tra il 5% e il 30% del loro limite di Eddington [33]. Per rate di accrescimento di massa più bassi, il disco potrebbe essere troncato a raggi maggiori del raggio ISCO. Per rate di accrescimento di massa maggiori, invece, la pressione dei gas risulta rilevante: il disco non è più sottile e il suo bordo interno si trova a distanze minori del raggio ISCO.

### **3.2 La spettroscopia di riflessione**

I fotoni termici possono invertire lo scattering Compton di elettroni liberi nella corona, ovvero una nuvola molto calda vicino al buco nero, con una temperatura di circa 100 keV. Essa può essere considerata come il flusso di accrescimento tra il bordo interno del disco e il buco nero, la base del jet, o una sorta di atmosfera situata sopra il disco di accrescimento (sono ovviamente possibili anche altre geometrie). Tale processo produce una legge di potenza spettrale con un andamento esponenziale, il cui valore dipende dalla temperatura della corona. Il disco di accrescimento è irradiato da un continuo di raggi X. Quindi, oltre il raggio ISCO, dove il disco di accrescimento è otticamente spesso e sono presenti anche ioni di metalli, la superficie irradiata emette uno spettro di riflessione [34]. Tuttavia, è importante che la fotosfera del disco non sia altamente fotoionizzata. Nel sistema di riferimento del gas nel disco, lo spettro di riflessione è caratterizzato da strette linee di emissione fluorescenti nella banda morbida dei raggi X, dalla linea  $K\alpha$  del ferro a 6,4-7keV, le quali dipendono anche dalla ionizzazione degli atomi di ferro, alla gobba Compton a 20-30keV. Queste linee di emissione fluorescenti sono allargate e schermate per un osservatore distante dalla sorgente, come risultato di effetti relativistici che si verificano nella regione di gravità forte quali appunto l'effetto Doppler e il red-shift gravitazionale, che dipendono in particolare dal punto esatto di emissione nel disco. Questo è il metodo della spettroscopia di riflessione a raggi X, che riguarda appunto l'analisi di questa componente di riflessione [35]. Tale tecnica è anche chiamata metodo delle linee di ferro, poiché le linee di ferro  $K\alpha$  sono le più evidenti nello spettro di riflessione; nonostante ciò, qualunque misura dello spin richiede l'analisi dell'intero spettro di riflessione e non

solo delle linee di ferro. Misurazioni dello spin, inoltre, sono possibili anche quando le linee di ferro  $K\alpha$  sono molto deboli come risultato di una completa ionizzazione di atomi di ferro.

### 3.3 Osservazioni

Osservando i risultati della misurazione del parametro di spin nella tabella 1 e in tabella 2, si deduce che per buchi neri supermassicci la misurazione dello spin suggerisce che essi ruotino molto velocemente, mentre nel caso di buchi neri di massa stellare non è così. Ciò è probabilmente dovuto alla combinazione di alcuni effetti:

1. Buchi neri velocemente ruotanti sono più luminosi, quindi, è più semplice misurare lo spin. Mentre i buchi neri di massa stellare sono già molto luminosi per caratteristica propria, questo è importante per buchi neri supermassicci.
2. Radiazione e materia del disco di accrescimento, poi ingerita dal buco nero può far ruotare il buco stesso, potenzialmente fino al limite di Thorne  $a_*^{Th} = 0.998$  nel caso di un disco sottile [36]. Buchi neri supermassicci possono quindi avere un parametro di spin molto vicino ad 1, ingerendo una quantità significativa di materia dal disco di accrescimento. Non è vero lo stesso per buchi neri di massa stellare il cui parametro di spin è molto vicino a quello del buco nero all'istante della sua formazione. In questo caso, trattando sempre sistemi di binarie a raggi X, se la stella compagna ha una bassa massa, il parametro di spin non può incrementare di molto anche ingerendo l'intera stella compagna. Se invece la stella compagna possiede una massa elevata, quest'ultima avrà una vita media così breve che il buco nero non potrà ingerire massa a sufficienza per variare il proprio spin anche accrescendosi fino al limite di Eddington.
3. I modelli di riflessione sono caratterizzati da un elevato numero di parametri che devono essere ricavati dal fit dello spettro. Solo quando il valore dello spin è sufficientemente elevato, gli effetti relativistici nello spettro di riflessione saranno abbastanza intensi da rompere la degenerazione dei parametri [37]. Misurazioni di un basso valore dello spin sono ottenute facendo forti assunzioni sul valore dei parametri di altri modelli, quindi, essi devono essere considerati con grande cautela.
4. Le attuali misurazioni dello spin impiegano modelli di riflessione nel quale il disco di accrescimento attorno al buco nero è supposto infinitesimamente sottile e il bordo interno del disco è posto al raggio ISCO. In realtà, lo spessore del disco è finito ed incrementa all'aumentare del rate di accrescimento di massa. Il bordo interno del disco è al raggio ISCO quando la luminosità crescente è tra il 5% e il 30% del limite di Eddington, mentre sono noti buchi neri supermassicci con rate di accrescimento maggiori. Quando il rate di accrescimento di massa è elevato, il disco di accrescimento sarà geometricamente spesso e il bordo interno

del disco cadrà all'interno del raggio ISCO [38]. In più, gli attuali modelli di riflessione ignorano la radiazione emessa dal materiale presente nella regione tra il buco nero e il bordo interno del disco. Questi due effetti possono portare ad una sovrastima dello spin del buco nero.

Tabella I e Tabella II mostrano le misure del parametro di spin sia per buchi neri di massa stellare che per buchi neri supermassicci, utilizzando la tecnica della spettroscopia di riflessione a raggi X ed utilizzando il metodo del continuum-fitting:

| BH Binary         | $a_*$ (Continuum)      | $a_*$ (Iron)           |
|-------------------|------------------------|------------------------|
| GR S1915+105      | $>0.98$                | $0.98 \pm 0.01$        |
| Cygnus X-1        | $>0.98$                | $>0.95$                |
| GS 1354-645       | -                      | $>0.98$                |
| MaXI<br>J1535-571 | -                      | $>0.98$                |
| Swift J1658.2     | -                      | $>0.96$                |
| LMC X-1           | $0.92 \pm 0.06$        | $0.97^{+0.02}_{-0.25}$ |
| GX 339-4          | $<0.9$                 | $0.95 \pm 0.03$        |
| XTE J1752-223     | -                      | $0.92 \pm 0.06$        |
| MAXI J1836-194    | -                      | $0.88 \pm 0.03$        |
| M33 X-7           | $0.84 \pm 0.05$        | -                      |
| 4U 1543-47        | $0.80 \pm 0.10$        | -                      |
| IC10 X-1          | $>0.7$                 | -                      |
| Swift J1753.5     | -                      | $0.76^{+0.11}_{-0.15}$ |
| XTE J1650-500     | -                      | $0.84 \sim 0.98$       |
| GRO J1655-40      | $0.70 \pm 0.10$        | $>0.9$                 |
| GS 1124-683       | $0.63^{+0.16}_{-0.19}$ | -                      |
| XTE J1652-453     | -                      | $<0.5$                 |
| XTE J1660-564     | $0.34 \pm 0.28$        | $0.55^{+0.15}_{-0.22}$ |
| LMC X-3           | $0.25 \pm 0.15$        | -                      |
| H1743-322         | $0.2 \pm 0.3$          | -                      |
| A0620-00          | $0.12 \pm 0.19$        | -                      |
| XMMU<br>J004243.6 | $<-0.2$                | -                      |

Tab1: Parametri di spin per diversi buchi neri di massa stellare. La prima colonna si riferisce al metodo del continuum-fitting, mentre la seconda colonna al metodo della spettroscopia di riflessione di raggi X [15].

| Object           | $a_*(\text{Iron})$     |
|------------------|------------------------|
| IRAS 13224-3809  | $>0.99$                |
| Mrk 110          | $>0.99$                |
| NGC 4051         | $>0.99$                |
| Mrk 509          | $>0.99$                |
| 1H0707-495       | $>0.98$                |
| RBS 1124         | $>0.98$                |
| NGC 3783         | $>0.98$                |
| 1H0419-577       | $>0.98$                |
| Fairall 9        | $>0.97$                |
| NGC 1365         | $0.97^{+0.01}_{-0.04}$ |
| Swift J0501-3239 | $>0.96$                |
| PDS 456          | $>0.96$                |
| Ark 564          | $0.96^{+0.01}_{-0.06}$ |
| 3C120            | $>0.95$                |
| Mrk 79           | $>0.95$                |
| NGC 5506         | $0.93^{+0.04}_{-0.04}$ |
| MGC-6-30-15      | $0.91^{+0.06}_{-0.07}$ |
| Ton S180         | $0.91^{+0.02}_{-0.09}$ |
| IRAS 00521-7054  | $>0.84$                |
| Mrk 335          | $0.83^{+0.10}_{-0.13}$ |
| Ark 120          | $0.81^{+0.10}_{-0.18}$ |
| Swift J2127+565  | $0.6^{+0.2}_{-0.2}$    |
| Mrk 841          | $>0.56$                |

Tab 2: Stime dello spin per diversi buchi neri supermassicci.

Un'ulteriore classificazione dei parametri di spin può essere fatta tra buchi neri di massa stellare che sono sorgenti continue di raggi X e quelli che sono sorgenti transienti. Per le sorgenti continue, il parametro di spin è elevato e intorno al massimo, mentre varia ampiamente per le sorgenti transienti. Quindi le sorgenti continue non solo sono più massive ma ruotano anche più rapidamente [15].

| System        | $a_*$                  | $M/M_\odot$      |
|---------------|------------------------|------------------|
| Persistent    |                        |                  |
| Cyg X-1       | $>0.95$                | $14.8 \pm 1.0$   |
| LMC X-1       | $0.92^{+0.05}_{-0.07}$ | $10.9 \pm 1.4$   |
| M33 X-7       | $0.84 \pm 0.05$        | $15.65 \pm 1.45$ |
| Transient     |                        |                  |
| GRS 1915+105  | $>0.95$                | $10.1 \pm 0.6$   |
| 4U 1543-47    | $0.80 \pm 0.10$        | $9.4 \pm 1.0$    |
| GRO J1655-40  | $0.70 \pm 0.10$        | $6.3 \pm 0.5$    |
| XTE J1550-564 | $0.34^{+0.20}_{-0.28}$ | $9.1 \pm 0.6$    |
| H1743-322     | $0.2 \pm 0.3$          | $\sim 8$         |
| LMC X-3       | $<0.3$                 | $7.6 \pm 1.6$    |
| A0620-00      | $0.12 \pm 0.19$        | $6.6 \pm 0.25$   |

Tab.3: Misurazione dello spin e massa, tramite il metodo del continuum-fitting per sorgenti transienti e continue di raggi X. L'errore sul valore dello spin è assunto essere gaussiano, ovvero al 68% di confidenza per  $a_* \geq 0.7$ , e al 99.7% per i tre valori dello spin a limite [39].

### 3.4 Tecniche alternative per la misura dello spin.

Misurazioni della frequenza di oscillazioni quasi-periodiche potrebbero almeno potenzialmente fornire una misura accurata dello spin di buchi neri [40]. Non è ancora conosciuto il meccanismo responsabile delle QPOs e differenti modelli portano a misure diverse, così che la tecnica per la misurazione dello spin non è matura abbastanza, in quanto, non si riesce ancora ad affermare quale dei modelli sia quello corretto.

Dati di onde gravitazionali della coalescenza di buchi neri di massa stellare ricavati con interferometri laser situati sulla terra forniscono anch'essi una stima del parametro di spin dei buchi neri con una precisione dell'ordine del 10% [41]. Osservazioni future fatte con interferometri laser situati nello spazio forniranno eccellenti misurazioni del parametro di spin con una precisione di 0.01%. Simili misurazioni ad alta precisione possono essere ricavate dall'osservazione di EMRIs, come ad esempio è stato fatto per l'esperimento LISA.

## Capitolo 4.

### I test di fisica fondamentale

La teoria di Einstein della relatività generale è stata ampiamente testata nel limite di campo gravitazionale debole, con i test classici, ovvero effetti sperimentali grazie ai quali si è potuta verificare la validità della teoria. Tra questi ci sono: il ritardo dell'eco-radar, la deflessione della luce, avanzamento del perielio di Mercurio e la rilevazione di onde gravitazionali. Tuttavia, il regime di gravità forte rimane ancora inesplorato. Lo spazio-tempo attorno ad un buco nero astrofisico è ben descritto dalla soluzione di Kerr, ma se la teoria della relatività generale fosse solo un'approssimazione della vera teoria della gravità, allora deviazioni dalle predizioni standard non possono essere escluse, per esempio in presenza di campi esotici o nel caso di effetti macroscopici di gravità quantistica. Sistemi di buchi neri rappresentano laboratori ideali per testare la fisica fondamentale anche in regime di campo gravitazionale forte. Questo può essere fatto tramite diverse tecniche che utilizzano sia onde gravitazionali che onde elettromagnetiche, i due metodi sono complementari poiché testano differenti settori della teoria. Test con onde elettromagnetiche permettono di analizzare il moto di particelle con e senza massa nel campo gravitazionale attorno ad un buco nero e verificarne la consistenza con le predizioni della relatività generale. Invece, test con onde gravitazionali sono sensibili all'evoluzione della metrica spazio-temporale e possono quindi verificare direttamente le predizioni delle equazioni di Einstein. Per esempio, un nuovo accoppiamento tra materia e settori della gravità porterebbe ad un discostamento del moto geodetico o una variazione delle costanti fisiche fondamentali, dunque, lascerebbe una traccia evidente nello spettro elettromagnetico. Teorie di gravità modificata, nella quale buchi neri non carichi sono descritti ancora dalla soluzione di Kerr, predicono lo stesso spettro elettromagnetico come in relatività generale ma un diverso spettro per le onde gravitazionali, in quanto, la metrica rimane la stessa ma le equazioni di campo sono differenti. È importante sottolineare che non è vero, come spesso si crede, che test sulla relatività generale richiedono l'analisi di una piccola parte dello spettro di onde elettromagnetiche o gravitazionali. Per esempio, nel caso di test elettromagnetici, lo spettro di emissione del disco di accrescimento attorno ad una stella di bosoni è qualitativamente differente da quello attorno ad un buco nero di Kerr ed è relativamente semplice escludere diversi scenari estremi. Inoltre, onde gravitazionali predette da altre teorie possono essere radicalmente diverse da quelle aspettate in relatività generale, e anche ciò permette di imporre alcuni vincoli su altri modelli.

#### 4.1 Test elettromagnetici

In principio, qualunque modello astrofisico che richiede la metrica di Kerr per descrivere alcuni componenti dello spettro elettromagnetico di un disco di accrescimento attorno ad un buco nero può essere esteso a testare la fisica fondamentale con buchi neri. Comparando quelle che sono le previsioni teoriche di tali modelli astrofisici con i dati della sorgente, è possibile sondare una nuova fisica misurando i parametri del modello. La tecnica che ha permesso di ricavare vincoli quantitativi osservativi è la spettroscopia di riflessione a raggi X ed è sicuramente anche la tecnica più promettente, ad oggi, tra i test con onde elettromagnetiche [42]. Di solito, si procede assumendo il moto geodetico e comparando le predizioni teoriche con i dati osservativi in modo da escludere eventuali deviazioni dalla metrica di Kerr. Inoltre, è anche possibile testare la validità del principio di equivalenza di Einstein verificando se la fisica atomica nel regime di campo forte attorno ad un buco nero è la stessa di quella osservata nei laboratori sulla terra [43]. Gli sforzi attuali si concentrano principalmente sul migliorare i modelli teorici per ridurre e quantificare attuali incertezze sistematiche. È molto importante, da questo punto di vista, selezionare sorgenti e dati adatti a minimizzare gli errori sistematici e massimizzare le caratteristiche relativistiche dello spettro di riflessione. Per tale ragione si selezionano sorgenti pulite, ovvero senza assorbimento intrinseco e con il bordo interno del disco di assorbimento il più vicino possibile all'oggetto compatto [44]. Come la spettroscopia di riflessione a raggi X, anche il metodo del continuum-fitting può essere esteso per testare la natura di buchi neri astrofisici [45]. Tale tecnica può essere utilizzata solo per test su buchi neri di massa stellare, essa richiede una misura indipendente della massa del buco nero, della distanza e dell'angolo di inclinazione del disco, ovvero tre quantità per le quali una stima rimane difficoltosa e affetta da errori sistematici; inoltre, la componente termica dello spettro ha una forma così semplice che risulta complicato rompere la degenerazione tra il parametro di spin e possibili deviazioni dalla soluzione di Kerr. La rivelazione dell'ombra di un buco nero supermassivo in M87 con l'Event Horizon Telescope ha aperto la possibilità di testare la metrica di Kerr. Tuttavia, l'immagine ottenuta può solo escludere scenari esotici e non si conoscono i possibili progressi in questa direzione considerando che l'angolo di inclinazione dello spin del buco nero in M87 con la linea di vista è presumibilmente molto piccolo, così che ogni immagine appare circolare impedendo la distinzione tra la metrica di Kerr e altre soluzioni alternative. Altri test elettromagnetici proposti in letteratura riguardano lo studio di pulsar orbitanti attorno a buchi neri, l'analisi di QPOs nello spettro di accrescimento di un buco nero, l'osservazione di jets potenziati dall'energia rotazionale del buco nero ecc.

#### **4.2. Test con onde gravitazionali**

Le onde gravitazionali permettono di andare ad analizzare la dinamica in regime di campo forte. Test con modelli indipendenti verificano la consistenza delle differenti misure di alcuni parametri del sistema assumendo la validità della relatività generale. Test con modelli dipendenti, invece, confrontano le predizioni della teoria con i dati osservativi in modo da escludere o vincolare le deviazioni dalla relatività generale [46]. Lo svantaggio di test con modelli dipendenti è che ci sono molte teorie modificate della gravità e le predizioni teoriche sono difficili da calcolare. Attuali osservazioni riguardo onde gravitazionali sono limitate alla rivelazione della coalescenza di buchi neri di massa stellare, per la quale è possibile studiare il segnale. Futuri interferometri laser situati nello spazio permetteranno la rivelazione di onde gravitazionali da EMRIs, ovvero onde gravitazionali emesse da oggetti compatti di massa stellare come buchi neri di massa stellare, stelle di neutroni o nane bianche, orbitanti attorno ad un buco nero supermassiccio con una massa milioni di volte quella del sole. Il sistema solare è particolarmente adatto allo studio dello spazio-tempo attorno ad un buco nero supermassiccio perché il segnale può essere osservato per lungo tempo, anni, portando ad un elevato rapporto segnale/rumore, ed il calcolo delle forme d'onda è semplificato dalla grande differenza in massa dei due corpi [47].

## **Conclusioni**

I buchi neri sono tra gli oggetti più incredibili nell'Universo conosciuto e rappresentano laboratori ideali per lo studio della fisica fondamentale. Dalla scoperta delle equazioni di campo gravitazionale ad opera di Einstein fino ad oggi sono stati fatti progressi eccezionali. Negli ultimi 50 anni, la comunità astronomica è riuscita a convincere riguardo la reale presenza di tali oggetti nell'Universo, iniziando dalla rivelazione di un numero sempre maggiore di oggetti compatti candidati ad essere classificati come buchi neri con l'uso di tecniche sempre più innovative. Nell'ultimo ventennio sforzi significativi sono stati fatti per la ricerca e misurazione dello spin di buchi neri e dell'ambiente che li circonda assumendo la Fisica standard. Nuove tecniche per misurazioni sempre più precise sono in via di sviluppo e probabilmente il prossimo decennio potrà essere considerato come una sorta di "età dell'oro" per l'osservazione dei buchi neri.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] S. Capozziello, M. Funaro, Introduzione alla Relatività Generale - Con applicazioni all'Astrofisica Relativistica e alla Cosmologia, Liguori 2018.
- [2] A. Einstein, Ann. Phys. 49, 769 (1916).
- [3] H. Reissner, Ann. Phys. 59, 106 (1916). G. Nordstrom, Proc. Kon. Ned. Akad. Wet. 20, 1238 (1918).
- [4] D. Finkelstein, Phys. Rev. 110, 965 (1958).
- [5] E. T. Newman, R. Couch, K. Chinnapared, A. Exton, A. Prakash, R. Torrence, J. Math. Phys. 6, 918 (1965).
- [6] W. Israel, Phys. Rev. 164, 1776 (1967). B. Carter, Phys. Rev. Lett. 26, 331 (1971).
- [7] S. Chandrasekhar, Astrophys. J. 74, 81 (1931).
- [8] J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev. 55, 374 (1939).
- [9] C. T. Bolton, Nature 235, 271 (1972). B. L. Webster, P. Murdin, Nature 235, 37 (1972).
- [10] K. Schwarzschild, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin 1916.
- [11] R. P. Kerr, Phys. Rev. Lett. 11, 237 (1963).
- [12] C. Bambi, Ann. Phys. 530, 1700430 (2018) [arXiv:1711.10256 (gr-qc)].
- [13] C. Bambi, A. D. Dolgov, A. A. Petrov, JCAP 0909, 013 (2009) [arXiv: 0806.3440 (astro-ph)].
- [14] I. D. Novikov, K. S. Thorne, Astrophysics and Black Holes, in Black Holes, Gordon&Breach, New York, 1973.
- [15] C. Bambi Space Sci. Rev.10 Jun 2019[arXiv:1906.03871v1 (astro-ph.HE)].
- [16] C. E. Rhoades, R. Ruffini, Phys. Rev. Lett. 32, 324 (1974). J. M. Lattimer, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 62, 485 (2012) [arXiv: 1305.3510 (nucl-th)].
- [17] W. M. Farr, N. Sravan, A. Cantrell, L. Kreidberg, C. D. Bailyn, I. Mandel, V. Kalogera, Astrophys. J. 741, 103 (2011) [arXiv: 1011.1459 (astro-ph.GA)].
- [18] K. Belczynski, T. Bulik, C. L. Fryer, A. Ruiter, J. S. Vink, J. R. Hurley, Astrophys. J. 714, 1217 (2010) [arXiv: 0904.2784 (astro-ph.SR)].

- [19] E. P. J. van den Heuvel, Endpoints of stellar evolution: The incidence of stellar mass black holes in the galaxy, in “Environment Observation and Climate Modelling Through International Space Projects”, Space Sci. Rev. 29 (1992).
- [20] B. P. Abbott et al. [LIGO Scientific and Virgo Collaborations], Phys. Rev. Lett. 116, 061102 (2016) [arXiv:1602.03837 (gr-qc)].
- [21] J. Kormendy, D. Richstone, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 33, 5.
- [22] L. Ferrarese et al., Astrophys. J. 644, L21 (2006) [astro-ph/0603840].
- [23] A. M. Ghez, S. Salim, S. D. Hornstein, A. Tanner, M. Morris, E. E. Becklin, G. Duchene, Astrophys. J. 620, 744 (2005) [astro-ph/0306130].
- [24] E. Maoz, Astrophys. J. 494, L181 (1998) [astro-ph/9710309].
- [25] K. Akiyama et al. [Event Horizon Telescope Collaboration], Astrophys. J. 875, L1.
- [26] X.-B. Wu et al., Nature 518, 512 (2015).
- [27] M. C. Miller, E. J. M. Colbert, Int. J. Mod. Phys. D 13, 1 (2004) [astro-ph/0308402].
- [28] E. J. M. Colbert, R. F. Mushotzky, Astrophys. J. 519, 89 (1999) [astro-ph/9901023].
- [29] M. Bachetti et al., Nature 514, 202 [arXiv: 1410.3590 (astro-ph.HE)].
- [30] D. R. Pasham, T. E. Strohmayer, R. F. Mushotzky, Nature 513, 74 (2014) [arXiv:1501.03180 (astro-ph.HE)].
- [31] L. Barack, C. Cutler, Phys. Rev. D 69, 082005 (2004) [gr-qc/0310125].
- [32] Li-Xin Li, E. R. Zimmerman, R. Narayan, J. E. McClintock Astrophys.J.Suppl. 157 (2005) 335-370 [[arXiv:astro-ph/0411583](#)].
- [33] J. E. McClintock, R. Narayan, J. F. Steiner, Space Sci. Rev. 183, 295 (2014) [arXiv: 1303.1583 (astro-ph.HE)].
- [34] C. S. Reynolds, Space Sci. Rev. 183, 277 (2014) [arXiv: 1302.3260 (astro-ph.HE)].
- [35] L. W. Brenneman, C. S. Reynolds, Astrophys. J. 652, 1028 (2006) [astro-ph/0608502].
- [36] K. S. Thorne, Astrophys. J. 191, 507 (1974).
- [37] E. S. Kammoun, E. Nardini, G. Risaliti, Astron. Astrophys. 614, A44 (2018) [arXiv:1802.06800 (astro-ph.HE)].

- [38] L. Brenneman, *Measuring Supermassive Black Hole Spins in Active Galactic Nuclei*, Springer, New York, 2013, doi: 10.1007/978-1-4614-7771-6 [arXiv: 1309.6334 (astro-ph.HE)].
- [39] J. E. McClintock, R. Narayan, J. F. Steiner [arXiv: 1303.1583 (astro-ph.HE)].
- [40] S. E. Motta, T. M. Belloni, L. Stella, T. Muoz-Darias, R. Fender, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 437, 2554 (2014) [arXiv: 1309.3652 (astro-ph.HE)].
- [41] B. P. Abbott et al. [LIGO Scientific and Virgo Collaborations], *Phys. Rev. Lett.* 116, 221101 (2016).
- [42] C. Bambi, A. Cardenas-Avendano, T. Dauser, J. A. Garcia, S. Nampalliwar, *Astrophys. J.* 842, 76 (2017) [arXiv:1607.00596 (gr-qc)].
- [43] C. Bambi, *JCAP* 1403, 034 (2014) [arXiv: 1308.2470 (gr-qc)].
- [44] A. B. Abdikamalov et al., *Proceedings* 17, 2 (2019) [arXiv:1905.08012 (gr-qc)].
- [45] M. Zhou, A. B. Abdikamalov, D. Ayzenberg, C. Bambi, H. Liu, S. Nampalliwar, *Phys. Rev. D* 99, 104031 (2019) [arXiv:1903.09782 (gr-qc)].
- [46] N. Yunes, K. Yagi, F. Pretorius, *Phys. Rev. D* 94, 084002 (2016) [arXiv:1603.08955 (gr-qc)].
- [47] L. Barack, C. Cutler, *Phys. Rev. D* 75, 042003 (2007) [gr-qc/0612029].