



UNIVERSITÀ DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

“GALILEO GALILEI”

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

**Creazione di coppie in stelle massicce:
implicazioni sul destino finale**

Relatore

Dr. Guglielmo Costa

Laureando

Andrea Fenech

Correlatore

Dr. Michele Trabucchi

ANNO ACCADEMICO 2025-2026

*Alla mia famiglia e ai miei amici. A chi c'è sempre stato, a chi c'è ancora anche se non c'è più
e a chi ci sarà.*

Abstract

Tra le stelle che compongono l'universo, le stelle massicce sono importanti laboratori di nucleosintesi, nonché causa di arrossamento delle galassie lontane e progenitori di buchi neri. Durante la vita e alla morte di queste stelle, gran parte del materiale processato che le componeva viene restituito alla galassia ospite e arricchisce di metalli le successive generazioni stellari. In questa tesi, mi occupo di descrivere la teoria della struttura stellare e di riportare lo stato dell'arte circa l'evoluzione di stelle molto massicce ($M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 100 M_{\odot}$) che entrano nel regime di instabilità di produzione di coppie. L'instabilità dinamica di cui esse risentono porta alla formazione di pulsioni che strappano via materiale prima del collasso finale (*pulsational pair instability supernova*, PPISN) o slegano l'intera stella (*pair instability supernova*, PISN), limitando così la massa del buco nero finale o impedendone totalmente la formazione. A causa di questi effetti, la teoria non prevede buchi neri nell'intervallo di massa tra circa $50 - 150 M_{\odot}$, dando luogo al cosiddetto *pair instability mass gap*. Nell'ultima parte della tesi mi focalizzo sulle incertezze evolutive derivanti dalla quantità di metalli presenti nella stella, dal diverso tasso delle reazioni nucleari, dal modo in cui si trattano la convezione e la rotazione della stella, dall'interazione in un sistema binario e dalla presenza di materia oscura come fonte di energia non nucleare.

Indice

1	Introduzione	1
2	Teoria di struttura stellare	5
2.1	Equazioni di struttura	5
2.2	Equazione di stato	10
2.2.1	Produzione di coppie	11
2.3	Opacità	13
2.4	Processi nucleari	14
3	Evoluzione di stelle massicce	17
3.1	Diagramma HR di stelle massicce	17
3.2	Evoluzione durante la fase di <i>pair instability</i>	18
3.3	Evoluzione durante il pulso	20
4	Pair instability mass gap	23
4.1	Dipendenza dalla metallicità	23
4.2	Incertezze	28
4.2.1	Tassi di reazione	28
4.2.2	Convezione	30
4.2.3	Rotazione e momento angolare	31
4.2.4	Interazioni in sistemi binari	34
4.2.5	Oltre il modello standard	35
5	Conclusioni	39

Elenco delle figure

2.1	Onion skin model	16
3.1	HR di stelle di diversa massa	18
3.2	Ciclo evolutivo MS	19
3.3	Evoluzione durante un pulso	21
4.1	PI mass gap	24
4.2	HR di stelle di diversa metallicità	25
4.3	Evoluzione di $\langle \Gamma_1 \rangle$	26
4.4	Regione di instabilità	27
4.5	Diagrammi di Kippenhahn a diverse Z	27
4.6	Massa iniziale contro massa del relitto	29
4.7	PI mass gap dipendente da Z	30
4.8	Regione di instabilità corretta per rotazione della stella	32
4.9	HR di stella con fonti di energia non nucleare	36
4.10	Regione di instabilità per stella con fonti di energia non nucleare	37

Capitolo 1

Introduzione

Il nostro universo è ricco di stelle di masse molto diverse tra loro. In questa tesi approfondiremo lo studio delle stelle massicce, importanti laboratori di nucleosintesi di specie atomiche di massa elevata, incluse quelle necessarie alla vita. Atomi e molecole vengono infatti espulsi attraverso i forti venti stellari delle fasi evolutive avanzate, se non già durante la Sequenza Principale, arricchendo il mezzo interstellare di metalli che andranno a formare successive generazioni stellari. Inoltre, sono stelle molto calde che contribuiscono significativamente alla luminosità della galassia ospite sotto forma di radiazione ultravioletta. Questa riscalda le particelle di polvere, che poi riemettono nell'infrarosso, arrossando lo spettro delle galassie lontane. Infine, le stelle massicce tipicamente terminano la loro evoluzione con un evento molto energetico e luminoso chiamato *supernova*, durante il quale ulteriore materiale processato dalla stella viene liberato nel mezzo interstellare, contribuendo all'evoluzione dell'intera galassia, stimolando, ad esempio, i siti di formazione stellare.

Le stelle evolvono in maniera differente in base alla loro massa iniziale. Durante la *Main Sequence* (MS), il comportamento è qualitativamente simile: bruciano idrogeno tramite reazioni nucleari per produrre elio e sostenersi in equilibrio contro la propria gravità. Alla fine della MS, si forma un nucleo inerte di elio e il bruciamento di idrogeno si sposta in una *shell* sopra il nucleo. Diversamente, l'evoluzione post-MS risulta più diversificata e permette una classificazione principale delle stelle in tre regimi di massa:

- *Low-mass* (LM): stelle di piccola massa che innescano il bruciamento dell'elio in un nucleo di elettroni degeneri e sviluppano l'*helium flash*. In seguito al bruciamento dell'elio, formano un nucleo degenere di carbonio e ossigeno, ma non riescono ad accendere il bruciamento del carbonio, finendo la loro vita come nana bianca di CO. Approssimativamente, sono stelle con masse tra $0,5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 2 M_{\odot}$.
- *Intermediate-mass* (IM): stelle di massa intermedia che accendono il bruciamento dell'elio in modo stabile. Sviluppano anch'esse un nucleo di elettroni degeneri di carbonio

e ossigeno alla fine del bruciamento dell'elio e non attivano il bruciamento del carbonio, lasciando una nana bianca di CO come relitto stellare. Sono stelle con masse tra $2 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$.

- *Massive*: Attivano il bruciamento dell'elio e del carbonio in modo non degenerare. Se hanno sufficiente massa, $M \gtrsim 11 M_{\odot}$, possono sviluppare tutti i bruciamenti successivi, fino a formare un nucleo inerte di ferro-nichel, per poi esplodere con una *core-collapse* supernova (CC-SN) e lasciare una stella di neutroni o un buco nero come oggetto compatto.

Di particolare interesse, in questa tesi, sono le stelle molto massicce ($M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 100 M_{\odot}$). Queste stelle, come le massicce, sono dominate dalla pressione di radiazione. Una differenza rispetto a esse è che, in fasi evolutive avanzate, il nucleo è sufficientemente caldo e relativamente poco denso da innescare efficientemente il processo di produzione di coppie elettrone-positrone. Tale processo converte l'energia di radiazione nella massa a riposo di una coppia elettrone-positrone (vedi Paragrafo 2.2.1), sottraendo parte della pressione che sostiene il nucleo contro la gravità della stella. Questa cosiddetta “*pair instability*” (PI) causa il collasso e l'esplosione termonucleare nelle stelle molto massicce (Renzo & Smith, 2024).

Il fato di questo tipo di stelle è strettamente legato alle proprietà del nucleo alla fine del bruciamento dell'elio. Infatti, stelle con un nucleo di He di massa $M_{\text{He}} \sim 30\text{--}60 M_{\odot}$ (corrispondente a una massa iniziale tra $\sim 70\text{--}140 M_{\odot}$, per stelle non rotanti senza perdita di massa) sviluppano una serie di puls energetici che rimuovono massa (eventi chiamati “*pulsational pair instability supernovae*” o PPISN, in sigla) e finiscono per collassare in un buco nero (Marchant et al., 2019; Huynh et al., 2025).

Nelle stelle con un nucleo di massa $M_{\text{He}} \sim 60\text{--}130 M_{\odot}$ ($\sim 140\text{--}260 M_{\odot}$ in ZAMS), si produce un unico pulso estremamente energetico che accende violentemente la combustione dell'ossigeno e fa esplodere la stella, diffondendo materiale processato nel mezzo interstellare attraverso un particolare tipo di supernova detto “*pair instability supernova*” (PISN), senza lasciare oggetti compatti al suo posto.

Infine, per le stelle ancora più massicce ($M_{\text{He}} \gtrsim 130 M_{\odot}$, $M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 260 M_{\odot}$), si prevede ancora che sviluppino una PI, ma che la perdita di energia dovuta alla foto-disintegrazione degli elementi pesanti prevenga l'esplosione termonucleare della stella e permetta la formazione di un buco nero per collasso diretto (Marchant et al., 2019).

L'instabilità di produzione di coppie, quindi, impatta fortemente sullo spettro di massa dei buchi neri. Le stelle che finiscono la loro vita con una PISN non produrranno un buco nero, aprendo, secondo la teoria dell'evoluzione stellare, un vuoto nell'intervallo di massa dei buchi neri formati da stelle singole. Questo è il cosiddetto *pair instability mass gap* dei buchi neri. Essere in grado di modellizzare l'evoluzione di stelle che sviluppano PI e successivamente su-

biscono un *core-collapse* risulta dunque necessario per determinare la massa finale degli oggetti compatti rimanenti.

Nella presente tesi, andremo a rivedere alcune fondamentali nozioni teoriche sulla fisica della struttura stellare (Capitolo 2), delle quali faremo uso per spiegare, nel Capitolo 3, l'evoluzione di stelle massicce che sviluppano la *pair instability*. Nel Capitolo 4 analizzeremo il *pair instability mass gap* ed esploreremo le incertezze esistenti nei modelli evolutivi, trovando come il *gap* si possa spostare o scalare a masse diverse dal caso “standard”. Infine, un riassunto di quanto trattato viene riportato nel Capitolo 5 insieme alle nostre conclusioni sull'argomento.

Capitolo 2

Teoria di struttura stellare

Le stelle sono oggetti auto-gravitanti, fatti di plasma caldo in equilibrio idrostatico e termico che perdono energia sotto forma di fotoni e, eventualmente, di neutrini. Al fine di costruire un'adeguata teoria dell'evoluzione stellare, dobbiamo attuare le seguenti semplificazioni:

- le stelle sono corpi considerati *isolati*. La loro evoluzione dipende solo dalla propria massa e composizione chimica, senza risentire degli effetti di altri oggetti. Lo stesso non si può dire per le stelle in densi agglomerati stellari o in sistemi binari, nel qual caso l'interazione con le stelle vicine altera la normale evoluzione di una stella singola;
- le stelle hanno *composizione iniziale omogenea*, in quanto originate da nubi molecolari di gas ben mescolato.
- l'autogravità di una stella ci permette di sfruttare la *simmetria sferica* per descrivere la sua struttura, cioè permette di definire le quantità fisiche in funzione della sola coordinata radiale (e del tempo, se si considera la sua evoluzione). Ciò è possibile per la maggior parte delle stelle, in cui altre forze che agiscono su di esse sono trascurabili rispetto alla gravità. Nel caso di forze non centrali non trascurabili, effetti legati a rotazione e campo magnetico portano a deviazioni dalla simmetria sferica, con conseguenti deformazioni della stella.

2.1 Equazioni di struttura

La composizione interna e il funzionamento delle stelle sono descritti da $4 + N$ importanti equazioni differenziali, dette “equazioni di struttura”.

La prima equazione descrive il principio di conservazione della massa. Prendendo una massa infinitesima dm di una *shell* sferica di spessore infinitesimo dr a raggio r , si ha:

$$dm(r, t) = 4\pi r^2 \rho \, dr - 4\pi r^2 \rho \, v \, dt \quad ,$$

cioè la massa di un guscio sferico è data dalla quantità di massa stessa presente nel volume del guscio ($4\pi r^2 \rho \, dr$) meno la quantità di materia che si è spostata su altri livelli a causa dei movimenti interni. Se calcolato alla superficie della stella ($r = R$), questo termine rappresenta la perdita di massa dovuta ai venti stellari (se $v > 0$) oppure il tasso di accrescimento (se $v < 0$). In condizioni di staticità, la velocità è pari a zero e il secondo termine si annulla. Con questa semplificazione, si ricava un'equazione differenziale che possiamo riscrivere in termini di coordinate Lagrangiane come:

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad , \quad (2.1)$$

che è la prima equazione di struttura, la quale afferma che, in caso statico, la massa all'interno di una *shell* si conserva nel tempo.

Dalla conservazione del momento si ottiene la seconda equazione. Un elemento di massa infinitesima subisce un'accelerazione pari a:

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -\frac{Gm}{r^2} - 4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m} \quad ,$$

dove il primo termine a destra rappresenta il contributo gravitazionale e il secondo quello dovuto al gradiente di pressione esercitato sulla massa. Per le stelle assumiamo la condizione di *equilibrio idrostatico*, imponendo $\ddot{r} = 0$, così da ottenere la seconda equazione di struttura in coordinate Lagrangiane:

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad . \quad (2.2)$$

Di conseguenza, all'interno di una stella in equilibrio idrostatico, la pressione diminuisce verso l'esterno.

A seguito di piccole deviazioni dall'equilibrio idrostatico, la stella impiega un certo tempo per ripristinarlo, detto tempo scala dinamico

$$\tau_{\text{dyn}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \approx 0,02 \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{3/2} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/2} \text{ giorni} \quad .$$

Si dice quindi che le stelle evolvono in maniera *quasi-statica*.

Definiamo *luminosità* $l(r)$ l'energia irradiata per secondo da una sfera di raggio r . Al centro, $l(r = 0) = 0$, mentre in superficie $l(r = R) = L \equiv -dE_{\text{nuc}}/dt$. Dal principio di conservazione dell'energia, $\dot{E}_{\text{tot}} = \dot{E}_{\text{int}} = \dot{E}_{\text{gr}} = 0$, ne segue che, quando una stella si contrae, si riscalda; quando si espande, si raffredda. Questo “effetto termostato” è regolato dal tasso delle reazioni nucleari al fine di mantenere la stella in uno stato di *equilibrio termico*. In tali condizioni, l'energia è irradiata dalla superficie allo stesso tasso con cui è prodotta all'interno.

Per il primo principio della termodinamica, l'energia può essere scambiata sotto forma di calore o di lavoro meccanico. Prendendo queste grandezze per unità di massa, scriviamo:

$$\delta u = \delta q + \frac{P}{\rho^2} \delta \rho \quad . \quad (2.3)$$

Nel caso di una stella, una *shell* acquisisce energia tramite processi di reazione nucleare ε_{nuc} (per unità di massa e di tempo) e ne perde sotto forma di luminosità $\partial l / \partial m$ e flusso di neutrini ε_ν , i quali, formati come prodotti secondari delle reazioni nucleari o per altri processi elettrodeboli, scappano via dal cuore della stella senza interagire con la materia circostante e portano via energia:

$$\delta q = \left(\varepsilon_{\text{nuc}} - \varepsilon_\nu - \frac{\partial l}{\partial m} \right) \delta t \quad .$$

Riscrivendo il δq sfruttando il primo principio della termodinamica (Equazione 2.3) e considerando $\delta t \rightarrow 0$, si ottiene:

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \varepsilon_{\text{nuc}} - \varepsilon_\nu - \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad ,$$

dove gli ultimi due termini a destra rappresentano il contributo gravitazionale $\varepsilon_{\text{gr}} = -T \partial s / \partial t$. La terza equazione di struttura che rappresenta la conservazione dell'energia è dunque:

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \varepsilon_{\text{nuc}} - \varepsilon_\nu - T \frac{\partial s}{\partial t} \quad . \quad (2.4)$$

Nel caso di equilibrio termico, la stella è statica e le derivate temporali sono nulle, perciò rimane:

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \varepsilon_{\text{nuc}} - \varepsilon_\nu \quad . \quad (2.5)$$

Il termine ε_ν è, a sua volta, trascurabile per stelle in stadi evolutivi non avanzati.

I cambiamenti nella struttura termica di una stella avvengono in un tempo scala termico o di Kelvin-Helmholtz:

$$\tau_{\text{KH}} = \frac{E_{\text{int}}}{L} \approx \frac{|E_{\text{gr}}|}{2L} \approx \frac{GM^2}{2RL} \approx 1,5 \times 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \frac{R_\odot}{R} \frac{L_\odot}{L} \text{ yr} \quad . \quad (2.6)$$

Se una stella si sposta dall'equilibrio termico, generalmente esso verrà ripristinato in un tempo pari a τ_{KH} .

L'energia prodotta nel nucleo deve ora in qualche modo raggiungere gli strati più esterni della stella. Esiste un gradiente di temperatura, seppur piccolo (dell'ordine di 10^{-4} K), che consente lo spontaneo spostamento dell'energia dalle profondità più calde (10^7 K) alla superficie

più fredda (10^4 K). Attraverso un numero sufficiente di urti, assorbimenti o scattering nel loro moto, le particelle di materia e radiazione raggiungono uno stato di *equilibrio termodinamico locale*, cioè localmente si trovano alla stessa temperatura, $T_{\text{gas}}(r) = T_{\text{rad}}(r) = T(r)$.

La distanza percorsa da una particella prima di subire un urto è detta cammino libero medio l_p e dipende dalla densità di materia nella stella e da un coefficiente di assorbimento medio. Per i fotoni vale $l_{\text{ph}} = 2$ cm, molto minore del raggio stellare (ad esempio, per il Sole si ha $R_{\odot} \approx 7 \times 10^{10}$ cm); perciò, il trasporto di energia tramite radiazione può essere trattato come un processo di diffusione, cosicché è possibile ricavare un'equazione di struttura per il trasporto di energia con calcoli semplificati, ottenendo:

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \nabla, \quad (2.7)$$

con

$$\nabla = \begin{cases} \nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa l}{m} \frac{P}{T^4} & \text{se } \nabla_{\text{rad}} \leq \nabla_{\text{ad}} \\ \nabla_{\text{ad}} + \Delta \nabla & \text{se } \nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}} \end{cases}. \quad (2.8)$$

Nel primo caso si ha trasporto radiativo dell'energia, come definito finora; nel secondo, il gradiente di temperatura è tale da rendere il gas dinamicamente instabile, portando all'insorgere di un processo chiamato convezione, in cui dei moti macroscopici di circolazione del gas mescolano e trasportano energia all'interno della stella.

Secondo una teoria chiamata *mixing-length theory*, le “bolle” di gas caldo risalgono verso la superficie, espandendosi adiabaticamente per un certo tratto, detto “lunghezza di mescolamento”, per poi dissolversi e scambiare calore con l'ambiente; le bolle fredde, invece, più dense, affondano verso zone a temperature maggiori. A volte può accadere che, per inerzia, una bolla di gas superi il proprio limite e si dissolva più in alto o più in profondità, provocando un tipo di mescolamento ulteriore chiamato *overshooting convettivo*.

Per descrivere la risposta logaritmica della pressione a un cambiamento adiabatico della densità, si utilizza il cosiddetto *esponente adiabatico*:

$$\gamma_{\text{ad}} = \Gamma_1 = \left(\frac{\partial \log P}{\partial \log \rho} \right)_{\text{ad}}. \quad (2.9)$$

I termini che compaiono nel secondo caso dell'Equazione 2.8 sono il *gradiente adiabatico*:

$$\nabla_{\text{ad}} = \left(\frac{\partial \log T}{\partial \log P} \right)_{\text{ad}},$$

che descrive una risposta logaritmica della temperatura a un cambiamento adiabatico della

pressione, e la *superadiabaticità*:

$$\Delta\nabla = \nabla - \nabla_{\text{ad}} \quad ,$$

usata per descrivere comportamenti a metà tra il trasporto radiativo e i moti convettivi.

Considerando stelle chimicamente omogenee, la convezione insorge quando $\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}$ (violando il criterio di Schwarzschild). Se analizziamo i termini che compaiono all'interno di ∇_{rad} nel primo caso dell'Equazione 2.8, ciò avviene in particolare quando:

- l'opacità κ è elevata. L'opacità aumenta quando decresce la temperatura; pertanto, ci aspettiamo che le stelle di piccola massa, più fredde di quelle massicce, abbiano involucri convettivi;
- il rapporto l/m è elevato; ad esempio, nel nucleo di stelle massicce;
- ∇_{ad} è piccolo. Per stelle di qualsiasi massa, questo è valido vicino alla superficie, dove H e He sono parzialmente ionizzati.

Tuttavia, in quest'ultimo caso, la densità delle particelle diminuisce e il loro cammino libero medio tende (e poi supera) la dimensione del raggio stellare, impedendoci di sfruttare la semplificazione della diffusione radiativa e costringendoci a risolvere complicate equazioni di idrodinamica.

L'ultima serie di equazioni di struttura descrive il cambiamento della composizione della i -esima specie chimica in una stella, con i che varia tra 1 e N , dove N è pari al numero di specie chimiche presenti:

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \frac{A_i m_u}{\rho} \left[- \sum_j (1 + \delta_{ij}) r_{ij} + \sum_{k,l} r_{kl,i} \right] + \text{mixing} \quad , \quad i = 1, \dots, N. \quad (2.10)$$

Nell'equazione compaiono: il numero di massa A_i e la massa atomica m_u ; la densità ρ ; il tasso di reazione r_{ij} , cioè il numero di reazioni per unità di tempo dei nuclei della specie i che reagiscono con i nuclei di una specie j ; le reazioni tra nuclei identici ($\delta_{ij} = 1$ se $i \neq j$, $\delta_{ij} = 0$ se $i = j$); i prodotti delle reazioni tra i nuclei di specie k e l che reagiscono con i nuclei della specie i con un tasso $r_{kl,i}$.

I cambiamenti nella composizione chimica avvengono in un tempo scala nucleare pari a:

$$\tau_{\text{nuc}} = \frac{E_{\text{nuc}}}{L} = \phi f_{\text{nuc}} \frac{Mc^2}{L} \approx 10^{10} \frac{M}{M_{\odot}} \frac{L_{\odot}}{L} \text{ yr} \quad ,$$

che tiene conto della disponibilità di combustibile, dell'efficienza e della frazione di massa nucleare convertita in energia. Si osserva che $\tau_{\text{nuc}} \gg \tau_{\text{KH}} \gg \tau_{\text{dyn}}$. Questa relazione può non essere vera discostandosi da situazioni di equilibrio.

Finché può produrre energia dalle reazioni nucleari, la stella si mantiene in equilibrio termico. Questa previsione è resa più complicata dalla presenza di *overshooting* convettivo o da altri processi di mescolamento, come la rotazione, che diventa importante per stelle di massa $M \gtrsim 2 M_{\odot}$.

2.2 Equazione di stato

Al fianco delle equazioni di struttura, un altro elemento fondamentale per descrivere le proprietà di una stella, in particolare quelle termodinamiche, è l'*equazione di stato*. Essa esprime la pressione P in funzione della densità ρ , della temperatura T e della composizione per specie chimica X_i .

Per un gas *ideale*, ovvero una miscela di particelle libere e non interagenti, l'equazione di stato può essere scritta in diversi modi equivalenti:

$$P_{\text{gas}} = nk_{\text{B}}T = \frac{k_{\text{B}}}{\mu m_u} \rho T = \frac{\mathcal{R}}{\mu} \rho T \quad , \quad (2.11)$$

dove n è la densità di particelle, $k_{\text{B}} = 1,380650 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹ è la costante di Boltzmann, $\mathcal{R} = k_{\text{B}}/m_u = 8,31447 \times 10^7$ erg g⁻¹ K⁻¹ è la costante universale dei gas e μ è il peso molecolare medio per particella.

In caso di gas ionizzato, all'interno della miscela avremo sia ioni che elettroni liberi, e la pressione del gas sarà data dalla somma dei due contributi:

$$P_{\text{gas}} = P_{\text{ion}} + P_{\text{e}} = \left(\frac{1}{\mu_{\text{ion}}} + \frac{1}{\mu_{\text{e}}} \right) \mathcal{R} \rho T \quad ,$$

con

$$\frac{1}{\mu_{\text{ion}}} = \sum_i \frac{X_i}{A_i} \quad \text{e} \quad \frac{1}{\mu_{\text{e}}} = \sum_i \frac{Z_i X_i}{A_i} \quad ,$$

usati per definire la massa atomica media per ione di carica $Z_i e$ e il peso molecolare medio per elettrone libero.

Il contributo alla pressione cambia se il gas è composto da elettroni completamente degeneri. Nel limite di elettroni con velocità non-relativistiche ($v = p/m \ll c$), si ha:

$$P_{\text{e}} = K_{\text{NR}} \left(\frac{\rho}{\mu_{\text{e}}} \right)^{5/3} = \frac{2}{3} U_{\text{e}} \quad , \quad (2.12)$$

con la costante adimensionale $K_{\text{NR}} = 1,0036 \times 10^{13}$ e la densità di energia degli elettroni U_e . Quando la densità delle particelle aumenta, un numero maggiore di elettroni è confinato nello stesso volume; tuttavia, per il Principio di esclusione di Pauli, devono occupare stati di momento diverso (più elevato), spostandosi a velocità sempre maggiori fino a raggiungere velocità relativistiche. In questo caso, la pressione diventa:

$$P_e = K_{\text{ER}} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3} = \frac{1}{3} U_e \quad , \quad (2.13)$$

con $K_{\text{ER}} = 1,2435 \times 10^{15}$. Il grado minore dell'esponente nell'Equazione 2.13 mostra che la pressione aumenta meno con la densità nel limite estremamente relativistico. Inoltre, in questo caso la pressione elettronica è indipendente dalla temperatura; perciò, una stella degenerare non ha bisogno di essere calda per essere in equilibrio idrostatico. È il caso delle *nane bianche*.

Oltre al gas, alla pressione contribuisce anche la spinta esercitata dalla radiazione uscente dal nucleo:

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T^4 \quad , \quad (2.14)$$

dove la costante di densità di radiazione a è pari a $a = 7,56 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$. Essendo i fotoni particelle estremamente relativistiche, similmente all'Equazione 2.13, si avrà $P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} U_{\text{rad}}$. In conclusione, la pressione totale all'interno di una stella è data dalla somma dei contributi della radiazione e del gas (ioni ed elettroni): $P = P_{\text{rad}} + P_{\text{gas}} = P_{\text{rad}} + P_{\text{ion}} + P_e$.

È chiaro che i diversi contributi alla pressione dominano in regimi di T e ρ specifiche. In termini di masse, per stelle con $0,1 \lesssim M/M_\odot \lesssim 100$ domina la pressione del gas ideale, ma già sopra le $10 M_\odot$ il contributo della pressione di radiazione diventa importante, fino a dominare nell'involuppo di stelle con $M \gtrsim 100 M_\odot$; per $M \lesssim 0,1 M_\odot$ e ad alte T e ρ , invece, domina la pressione di degenerazione degli elettroni non relativistici.

2.2.1 Produzione di coppie

Passiamo ora a considerare un effetto aggiuntivo che devia dal caso ideale. A temperature $T \gtrsim 10^9 \text{ K}$, i fotoni sono talmente energetici da superare, in somma, l'energia della massa a riposo di due elettroni, $h\nu \geq 2m_e c^2 \approx 1 \text{ MeV}$. In un caso simile, accade che una coppia di fotoni possa trasformarsi in una coppia di un elettrone e^- e un positrone (anti-elettrone) e^+ , aumentando il numero di particelle a spese dell'energia dei fotoni e della pressione; di conseguenza, diminuisce il Γ_1 (si veda Equazione 2.9) che impatta sulla stabilità dinamica della stella.

Nei prossimi capitoli verrà utilizzato un valore dell'esponente adiabatico pesato sulla massa

totale della stella, definito come:

$$\langle \Gamma_1 \rangle = \frac{\int_0^M \frac{\Gamma_1 P}{\rho} dm}{\int_0^M \frac{P}{\rho} dm}, \quad (2.15)$$

dove Γ_1 è lo stesso definito nell'Equazione 2.9 e P e ρ si riferiscono alla pressione e alla densità della *shell* di massa dm . Similmente, possiamo definire

$$\langle \Gamma_1 \rangle_{\text{core}} = \frac{\int_0^{M_{\text{core}}} \frac{\Gamma_1 P}{\rho} dm}{\int_0^{M_{\text{core}}} \frac{P}{\rho} dm}, \quad (2.16)$$

dove M_{core} è la massa del nucleo di elio, e

$$\langle \Gamma_1 \rangle_{\text{env}} = \frac{\int_{M_{\text{core}}}^M \frac{\Gamma_1 P}{\rho} dm}{\int_{M_{\text{core}}}^M \frac{P}{\rho} dm}. \quad (2.17)$$

Per affrontare il problema dell'instabilità di produzione di coppie, dobbiamo prima definire quando una stella si dice stabile:

- se $\langle \Gamma_1 \rangle > 4/3$, si ha una situazione di stabilità dinamica;
- se $\langle \Gamma_1 \rangle_{\text{core}} < 4/3$ nel nucleo (alto P/ρ), la stella è globalmente instabile;
- se $\langle \Gamma_1 \rangle_{\text{env}} < 4/3$ nell'involuppo (basso P/ρ) non si ha instabilità globale.

A $T \gtrsim 10^{9.5}$ K, le coppie prodotte sono talmente numerose da contribuire, con la loro pressione di degenerazione non-relativistica, alla stabilità della stella, riportando il $\langle \Gamma_1 \rangle \gtrsim 4/3$ (Renzo & Smith, 2024).

A densità $\rho \gtrsim 10^7$ g cm⁻³, i fotoni devono avere non solo sufficiente energia per creare la coppia, ma anche energia in più da convertire in energia cinetica per la coppia, in modo da muoversi verso stati non occupati. Così facendo, gli elettroni e i positroni creati finiranno per raggiungere velocità relativistiche, con un'energia extra tale da prevenire l'insorgere dell'instabilità.

Ancora Renzo & Smith (2024) spiega che, a densità maggiori, la pressione del gas è sufficientemente elevata da impedire tragici eventi a seguito della sua diminuzione dovuta alla produzione di coppie. L'instabilità è quindi presente, ma è solo locale.

Naturalmente, nel caso in cui la temperatura sia bassa, i fotoni non hanno abbastanza energia per creare la coppia. Il preciso punto di svolta dipende dal cammino libero medio dell'interazione fotone-fotone, che deve essere minore di quello dell'interazione fotone-elettrone, in quanto gli elettroni sono la prima fonte di opacità in questo regime (Renzo & Smith, 2024).

2.3 Opacità

A proposito di opacità, capire per quale meccanismo di trasporto di energia la materia stellare è più trasparente (opacità minore) può aiutare a studiare l'evoluzione di una stella.

Nelle stelle massicce, protagoniste di questa tesi, la principale fonte di opacità sono proprio gli elettroni. Quando un fotone interagisce con un elettrone libero e viene scatterato, fa oscillare l'elettrone che si comporta così come un dipolo elettrico, irradiando in altre direzioni. In questa situazione, l'opacità da scattering elettronico è equivalente a un assorbimento, che diminuisce l'energia del fotone. In un gas ionizzato non troppo denso con frazione di massa X dell'idrogeno, si parla di *scattering Thomson*:

$$\kappa_{\text{es}} \simeq 0,20(1 + X) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \quad . \quad (2.18)$$

Se la temperatura è $\gtrsim 10^8 \text{ K}$ (quando il fotone ha energia $h\nu \gtrsim 0,1m_e c^2$), bisogna tenere conto dello scambio di momento con l'elettrone e si parla invece di *scattering Compton*, con un'opacità minore di circa il 20% rispetto a quella dell'Equazione 2.18 (Kippenhahn et al., 2013).

Un altro esempio di fonte di opacità si verifica per assorbimento *free-free*, quando un elettrone libero passa vicino a uno ione e viene accelerato, assorbendo un fotone. In questo caso si ha $\kappa_{\text{ff}} \propto \rho T^{-7/2}$.

Se, invece, un fotone viene assorbito da un elettrone legato in un atomo e ne spezza il legame, siamo nel caso di una foto-ionizzazione e compare un'ulteriore dipendenza dalla metallicità Z . Questo assorbimento di tipo *bound-free* si verifica per temperature $T \gtrsim 10^4 \text{ K}$, ma si arresta a temperature molto alte, quando gli atomi sono perlopiù già completamente ionizzati.

Più nel dettaglio, un assorbimento di questo tipo può essere provocato da uno ione negativo di idrogeno (H^-), cioè un atomo di idrogeno che ha catturato un elettrone libero proveniente da metalli già ionizzati una volta (è dunque evidente una dipendenza dalla metallicità). Questo ione è fragile e bastano temperature comprese tra 3000 e 6000 K per spezzare il legame. A temperature superiori, torna dominante l'assorbimento da scattering elettronico.

Nel caso in cui il fotone non abbia sufficiente energia per ionizzare l'atomo, ma la giusta frequenza di transizione per eccitare un elettrone, l'assorbimento è di tipo *bound-bound*, importante per $T \lesssim 10^6 \text{ K}$.

A basse temperature, gli atomi si legano in molecole che si aggregano con altre fino a formare delle strutture dette polveri. A $T \lesssim 1500 \text{ K}$, queste sono le principali fonti di opacità nelle atmosfere esterne di stelle fredde.

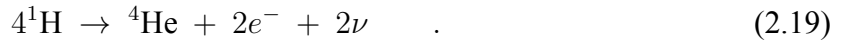
Infine, per un gas di elettroni degeneri ad alta densità e bassa temperatura, diventa dominante un tipo di opacità detta opacità conduttiva κ_{cd} .

2.4 Processi nucleari

Durante la propria evoluzione, una stella attraversa diversi cicli di combustione nel suo nucleo, ognuno a un regime di temperatura distinto.

Inizialmente, la proto-stella formatasi dal collasso e dalla frammentazione di una nube di idrogeno molecolare è ancora troppo fredda per innescare reazioni nucleari e si contrae a causa della propria gravità, riscaldandosi. Qui, l'opacità è ancora alta e la proto-stella rimane totalmente convettiva, posizionandosi nel diagramma Hertzsprung-Russell (HR) sulla cosiddetta linea di Hayashi. A $T \gtrsim 2000$ K, l' H_2 viene dissociato in idrogeno atomico, l'opacità diminuisce e la temperatura centrale continua a salire, mentre la stella si allontana dalla linea di Hayashi. Dopo una serie di assestamenti interni, prima di raggiungere l'equilibrio termico, la stella ha già attivato i bruciamenti del deuterio, del litio e del carbonio. Appena la sua temperatura centrale riesce a raggiungere livelli sufficienti per innescare la fusione dell'idrogeno (stella di massa $M > 0,08 M_\odot$), viene raggiunto l'equilibrio termico e la stella inizia la sua evoluzione dal punto di *Zero-Age Main Sequence* (ZAMS).

Esistono due modi in cui una stella può convertire l'idrogeno in elio. Per $T \lesssim 1,5 \times 10^7$ K, la reazione avviene tramite la cosiddetta catena protone-protone, mentre per $T \gtrsim 1,5 \times 10^7$ K si ha la serie di reazioni del ciclo CNO, dal nome dei tre elementi che reagiscono con l'idrogeno, dei quali il ^{12}C è il principale catalizzatore. Per entrambe, al netto si ha:



Quando la stella esaurisce l'idrogeno nel nucleo, si trova nel punto di *Terminal-Age Main Sequence* (TAMS) e il bruciamento dell'idrogeno si sposta in una *shell* prossima al nucleo. Termina qui l'evoluzione nella Sequenza Principale (*Main Sequence*, MS) e la stella si sposta verso il ramo delle giganti nel diagramma HR. In base alla massa della stella, tenendo conto della quantità effettiva di energia rilasciata per grammo dalla reazione 2.19, q_H , della frazione di massa del nucleo efficace, q_c , in cui tutto l'idrogeno viene consumato, e della frazione di massa iniziale di idrogeno X_0 , la durata della fase della MS si calcola come

$$\tau_{\text{MS}} = (X_0 q_H q_c) M^{1-\eta} \quad , \quad (2.20)$$

con η dipendente dalla massa e che in media vale $\simeq 3,8$. Da ciò si evince che le stelle più massicce passano meno tempo nella Sequenza Principale.

Non appena la temperatura del nucleo raggiunge $T \gtrsim 10^8$ K, viene innescata la combustione dell'elio (in nucleo degenero o meno), che converte tre nuclei di elio in carbonio e per questo è detta “reazione 3α ”:



Quando sono stati formati già abbastanza atomi di carbonio, può capitare che uno di essi catturi un altro atomo di elio per formare un atomo di ossigeno, secondo la reazione



A causa di questa reazione, che trasforma gli atomi di carbonio prodotti dalla reazione 3α con un tasso di reazione non certo, il rapporto finale $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ risulta incerto.

Una volta terminato anche l'elio nucleare, solo le stelle con una massa del nucleo superiore a $\simeq 1,1 M_{\odot}$ riescono a raggiungere una temperatura centrale sufficiente per attivare tutti i successivi bruciamenti, la cui durata è sempre minore. Il primo è quello del carbonio, innescato a $T \gtrsim 5 \times 10^8 \text{ K}$:



che decade in $^{20}\text{Ne} + \alpha$ (cioè $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$) oppure in $^{23}\text{Na} + p$ con uguale probabilità. Questi prodotti, a loro volta, possono dar luogo ad altri cicli di reazione che portano alla formazione di ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg . Di questi e di altri atomi iniziano a formarsi anche isotopi ricchi di neutroni.

A $T \gtrsim 1,5 \times 10^9 \text{ K}$ è la volta del neon, ^{20}Ne (bruciamento della durata di circa un anno), che può essere foto-disintegrato da fotoni molto energetici per formare ^{16}O o catturare una particella α e diventare ^{24}Mg .

Segue il bruciamento dell'ossigeno, che reagisce con un altro atomo della stessa specie per formare silicio o fosforo. Attraverso le catture elettroniche da parte degli atomi, aumenta l'eccesso di neutroni rispetto ai protoni e si liberano neutrini.

Infine, due atomi di ^{28}Si possiedono una barriera Coulombiana troppo alta per permettere la loro fusione diretta; tuttavia, a $T \gtrsim 3 \times 10^9 \text{ K}$, il silicio subisce in parallelo una serie di foto-disintegrazioni e catture α . In pochi giorni, il nucleo della stella rimane principalmente composto dagli elementi del gruppo del ferro, con isotopi ricchi di neutroni, raggiungendo il cosiddetto *equilibrio statistico nucleare*. Attorno al nucleo, una serie di *shell* concentriche continua a bruciare gli elementi delle fasi precedenti in una composizione detta “a cipolla” (Fig 2.1).

A questo punto, la fusione del ferro richiederebbe più energia di quella liberata dalla reazione; perciò, il nucleo rimane inerte e diventa instabile, così che la stella comincia il collasso, fino a lasciare al suo posto una stella di neutroni o un buco nero, a seconda della massa dell'oggetto.

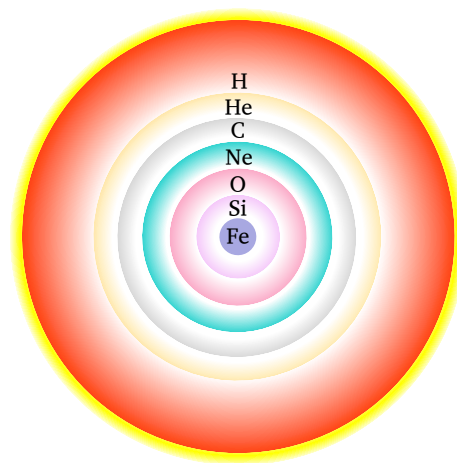


Figura 2.1: Modello a *onion skin* di una stella in fase pre-supernova. Il nucleo inerte composto dagli elementi del gruppo del ferro è circondato da una serie di *shell* (non in scala) in cui sono attivi i bruciamenti delle fasi precedenti.

Capitolo 3

Evoluzione di stelle massicce

3.1 Diagramma HR di stelle massicce

Come si è detto nel Capitolo 1, le stelle evolvono diversamente in base alla massa iniziale, M_{ZAMS} . In Figura 3.1 si può osservare questo effetto nella diversa forma dei tracciati evolutivi nel diagramma HR, dove sono state considerate sei stelle alla stessa metallicità, pari a $Z = 0,0001$, e con masse di 10, 20, 50, 100, 200 e 500 $M_{\odot}$, prese dal database del *PAdova and tRieste Stellar Evolution Code*¹ (PARSEC v2.0). Il punto rosso in figura indica la *Zero-Age Main Sequence* (ZAMS), il momento in cui la stella comincia a bruciare stabilmente l'idrogeno nel nucleo, che si trova a temperature e luminosità più alte all'aumentare della massa. La *Main Sequence* finisce nel punto nero della *Terminal-Age Main Sequence* (TAMS), quando l'idrogeno nucleare si è esaurito e il suo bruciamento si sposta in *shell*. Quest'ultima continua a produrre elio, che va ad aumentare la massa e la densità del nucleo. Di conseguenza, aumenta la temperatura centrale, finché non si attiva il bruciamento dell'elio, che per questa classe di stelle è non degenerare. Si nota che il quadrato rosso, che indica l'inizio del bruciamento nucleare dell'elio, è più vicino alla TAMS per masse maggiori della stella, in quanto hanno nuclei più caldi a fine MS e quindi più prossimi ad accendere il bruciamento dell'elio prima che la *shell* di idrogeno aumenti la massa del nucleo.

A questa metallicità, la stella di 10 $M_{\odot}$ è una stella di tipo OB in Sequenza Principale ed è abbastanza compatta da accendere il bruciamento dell'elio nel nucleo (quadrato rosso nel diagramma) prima di diventare una supergigante rossa, evitando la zona del diagramma corrispondente all'*Hertzsprung gap*. Similmente alla stella di classe O di 20 $M_{\odot}$, la fase di supergigante rossa è invece raggiunta quando viene esaurito l'elio nel nucleo e la stella migra nel lato freddo del diagramma. Infine, il nucleo di entrambe queste stelle collassa in una stella di neutroni, come indicato dalla tabella dei destini finali nel database di PARSEC. Le altre stelle considerate, appar-

¹le tabelle dei dati sono disponibili su <http://stev.oapd.inaf.it/PARSEC/>

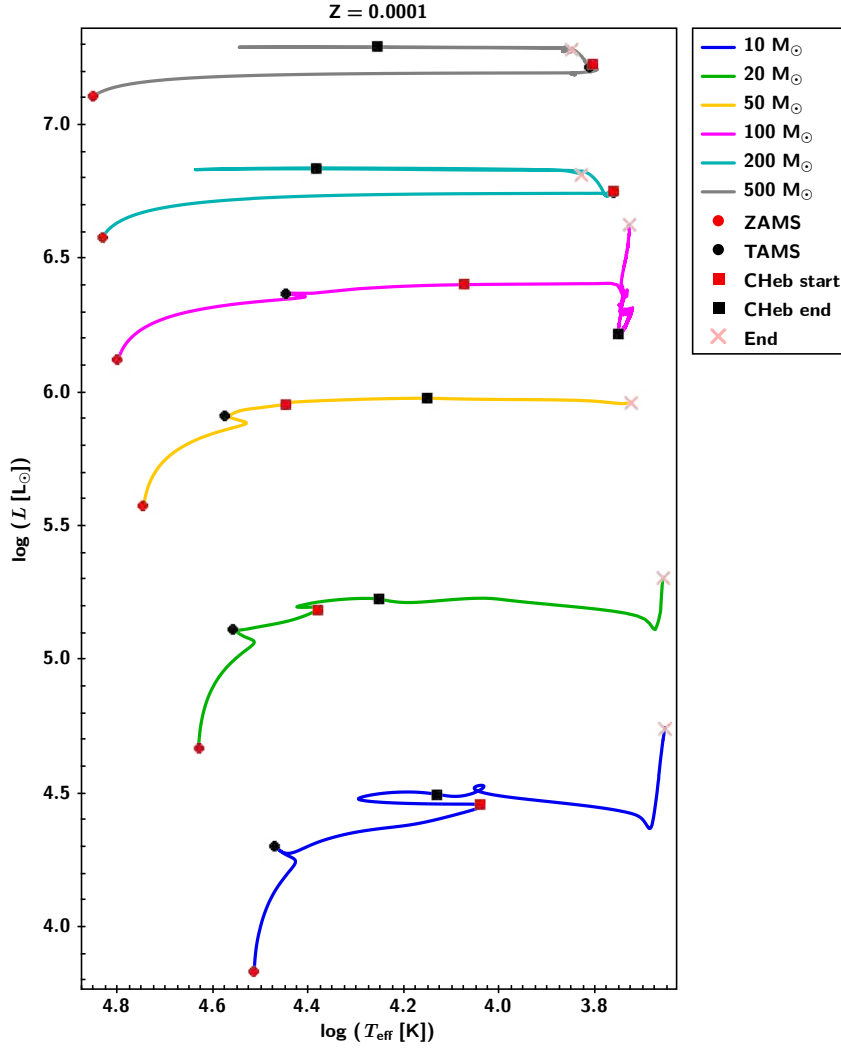


Figura 3.1: Diagramma HR di stelle di diversa massa: 10, 20, 50, 100, 200 e 500 $M_{\odot}$. Sono evidenziati con i cerchi l'inizio e la fine della *Main Sequence* (ZAMS e TAMS), con i quadrati l'inizio e la fine della fase di bruciamento dell'elio nel nucleo e con la croce la fine della stella.

tenenti alla classe O, evolvono invece in supergiganti blu. A seguito di una supernova fallita, le stelle di 50 e 100 $M_{\odot}$ collassano in un buco nero al termine della propria evoluzione, mentre quella di 200 $M_{\odot}$ entra nel regime di instabilità dinamica a causa della produzione di coppie $e^{\pm}$ ed esplode con una PISN. Con ancora più massa a disposizione, la stella di 500 $M_{\odot}$ risente di un altro tipo di instabilità, quella per foto-disintegrazione, che rimuove gli effetti della PI e la stella subisce così un collasso diretto in un buco nero molto massiccio ($\sim 470 M_{\odot}$).

3.2 Evoluzione durante la fase di *pair instability*

Tipicamente, una stella sufficientemente massiccia da essere dominata dalla pressione di radiazione raggiunge l'instabilità di produzione di coppie (possibile per $T \gtrsim 10^9$ K) quando sono

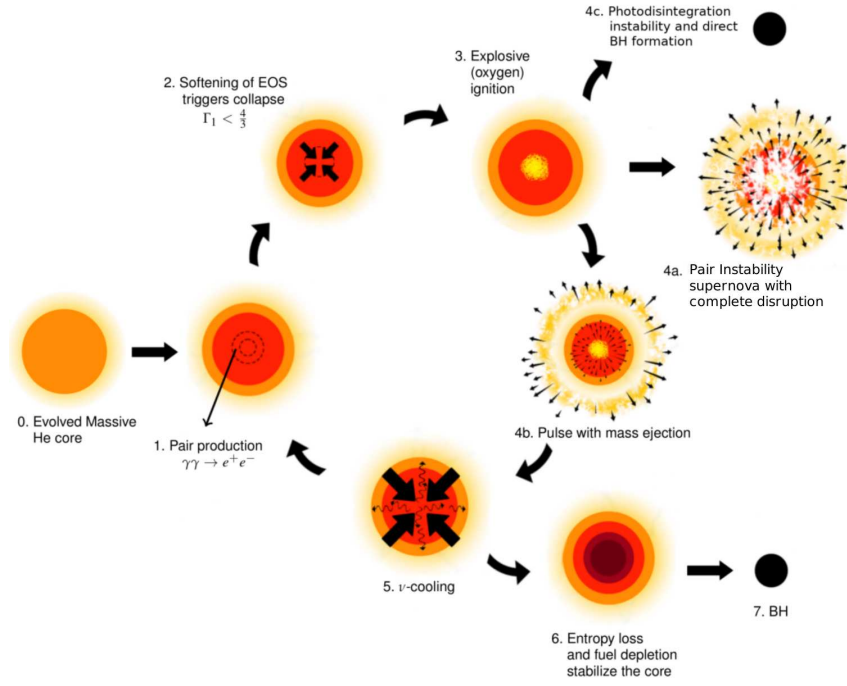


Figura 3.2: Schema rappresentativo del ciclo di evoluzione di una stella molto massiccia e i diversi destini che incontra a seconda della massa del proprio nucleo. (4a) *pair instability supernova* senza relitto; (4b) PPISN fino a ritornare stabile ed eventualmente ripetere il ciclo; (4c) foto-disintegrazione con collasso diretto e formazione di un buco nero. Immagine presa da Renzo et al. (2020a).

ancora attivi i processi nucleari di fusione del carbonio e dell'ossigeno (rispettivamente a partire da $T \gtrsim 5 \times 10^8$ K e $T \gtrsim 3 \times 10^9$ K). Nel momento in cui la produzione di coppie rimuove fotoni che, tramite la loro pressione, sostengono la stella contro la gravità, la stella si contrae, aumenta la sua temperatura e quindi anche l'energia media dei fotoni al suo interno. Di conseguenza, la quantità di fotoni che possono produrre coppie aumenta, accelerando il collasso.

Mentre la stella collassa e aumenta la sua temperatura, accende un nuovo combustibile nucleare. Dato che la stella è ormai fuori dall'equilibrio termodinamico ($\langle \Gamma_1 \rangle < 4/3$) e i tassi di reazione nucleare dipendono fortemente dalla temperatura, l'attivazione sarà di tipo esplosivo. Lo sviluppo di reazioni termonucleari a seguito della *pair instability* porta a conseguenze e destini diversi a seconda della massa della stella (vedi Figura 3.2), che determina il rapporto tra l'energia rilasciata dal bruciamento esplosivo e l'energia di legame del gas stellare (Renzo & Smith, 2024).

La classica PISN ($M_{\text{He}} \sim 60 - 130 M_{\odot}$) avviene quando il bruciamento nucleare rilascia più energia dell'intera energia di legame della stella. In questi casi, l'esplosione non lascia alcun oggetto compatto e tutto il materiale della stella ritorna alla galassia ospite, arricchendo il mezzo interstellare (punto 4a di Figura 3.2).

Per masse minori ($M_{\text{He}} \sim 30-60 M_{\odot}$), vengono raggiunte temperature centrali più basse

e, dunque, un minor tasso di reazioni nucleari. Questo risulta in un'esplosione meno energetica che non riesce a slegare la stella, bensì produce un pulso, eventualmente seguito da altri, che si propaga come un'onda d'urto attraverso gli strati esterni a minore densità. Quest'onda può inoltre strappare del materiale dalla stella attraverso una o più particolari supernove. Nel complesso, questo destino viene denominato PPISN (punto 4b in Figura 3.2). Non è un tipo di evento che pone fine alla vita della stella come una normale supernova, ma appare ugualmente luminosa o anche più di essa, come nel caso delle *Superluminous Supernovae* (SLSN).

Il pulso causa quindi un'espansione del nucleo, diminuendone la temperatura e la densità e portandolo fuori dalla regione di instabilità. La stella poi si rilassa in un tempo scala termico (vedi Equazione 2.6), il cui ordine di grandezza è tipicamente determinato dal raffreddamento operato dall'emissione di neutrini (*neutrino cooling*, punto 5 in Figura 3.2), e può andare da giorni a $\sim 10^5$ anni. Altrimenti, si ha un pulso talmente energetico da lasciare il nucleo a una densità tale da non risentire del *neutrino cooling*, e la radiazione e la convezione tornano a essere i principali processi di trasporto di energia.

In seguito a questa fase di rilassamento, la stella può incontrare una nuova fase di instabilità, ripetendo il ciclo finché il consumo di combustibile nucleare, la perdita di massa dovuta ai pulsii e la perdita di entropia durante il *neutrino cooling* stabilizzano il nucleo, evitando la PI. A questo punto, la stella torna a evolvere normalmente, terminando di bruciare in equilibrio idrostatico il combustibile rimanente nel nucleo e subendo poi un collasso del nucleo di ferro, che, nel regime di masse qui trattato, ci si aspetta lasci un buco nero, la cui massa finale è limitata dalla quantità di massa precedentemente persa durante i pulsii (Renzo & Smith, 2024).

Nel caso di stelle più massicce dei progenitori delle PISN ($M_{\text{He}} \gtrsim 130 M_{\odot}$), i fotoni sono così energetici da disintegrare i nuclei atomici, un processo chiamato foto-disintegrazione. L'energia spesa in tal modo non favorirà l'energia cinetica del gas nell'esplosione, cancellando gli effetti dinamici della PI e permettendo alla stella di collassare in un buco nero massiccio (punto 4c in Figura 3.2).

Per capire quali di questi rami evolutivi seguirà la stella, bisogna partire dalla storia del nucleo di elio, quindi dalla massa iniziale della stella e dalla sua evoluzione, tenendo conto della perdita di massa (che dipende dalla metallicità, vedi Costa et al., 2025) e delle eventuali interazioni in sistemi binari (Marchant et al., 2019).

3.3 Evoluzione durante il pulso

Prendiamo adesso in esame cosa accade nello specifico durante un pulso. Come discusso da Marchant et al. (2019), consideriamo un modello di stella di puro He di $76 M_{\odot}$ e ne studiamo l'evoluzione. Dopo aver esaurito l'elio centrale e aver ridotto la sua massa a $53,9 M_{\odot}$ a causa dei venti stellari, si accende stabilmente il bruciamento nucleare del carbonio. Prima

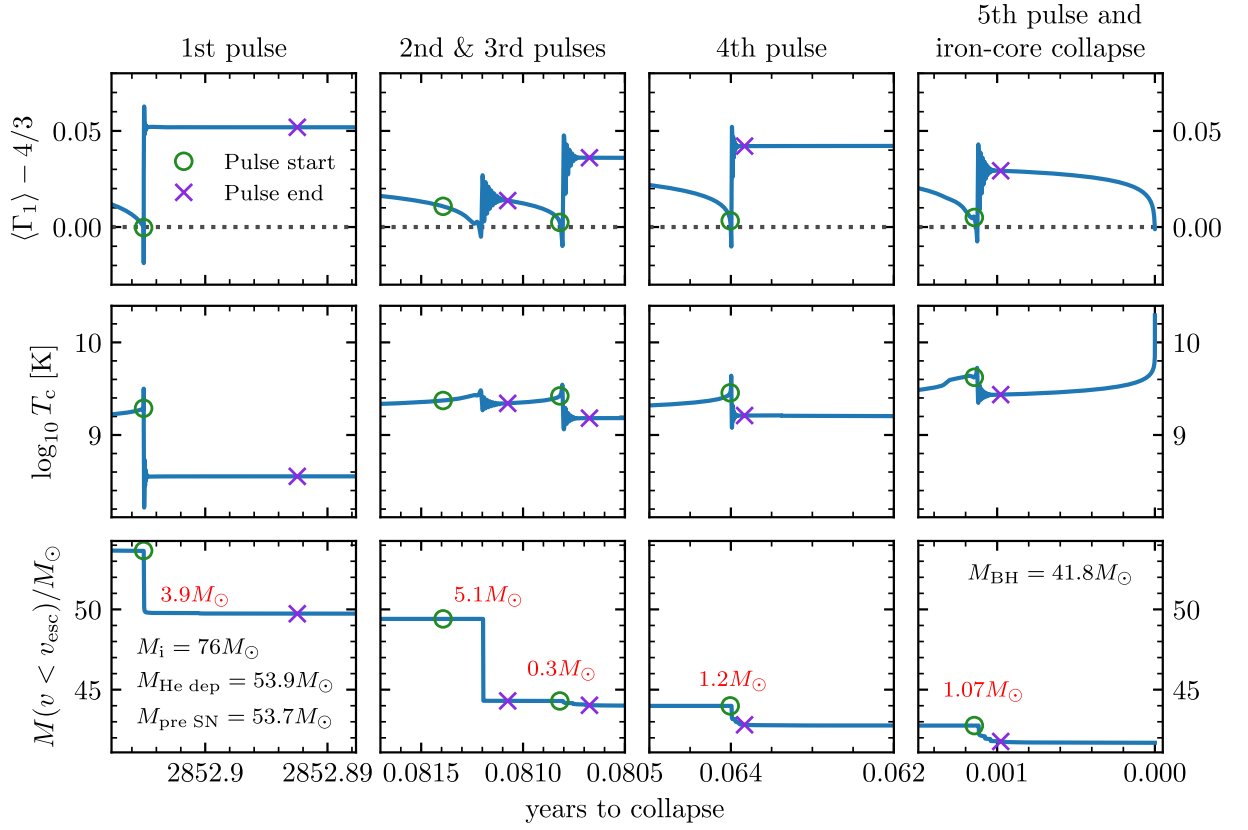


Figura 3.3: Evoluzione di una PPISN da una stella con massa iniziale $M_i = 76 M_\odot$. I grafici in prima riga descrivono l'andamento dell'esponente adiabatico durante i puls; al centro, il cambiamento della temperatura centrale della stella; in basso, la massa della stella nel tempo, con in rosso la quantità persa a ogni pulso. L'oggetto compatto rimanente è un buco nero di $41,8 M_\odot$. Immagine adattata da Marchant et al. (2019).

dell'accensione dell'ossigeno, la stella si contrae, riducendo il fattore $\langle \Gamma_1 \rangle$ che così si avvicina a $4/3$, allontanandosi dall'equilibrio idrostatico e dirigendosi verso la regione di instabilità di produzione di coppie. L'inizio dell'instabilità è definito da Marchant et al. (2019) quando $\langle \Gamma_1 \rangle - 4/3 < 0,005$, e il primo forte pulso rimuove $3,94 M_\odot$ (vedi le scritte in rosso in Figura 3.3, che indicano la massa persa a ogni pulso). La temperatura centrale, T_c , subisce un crollo rispetto all'inizio del pulso. Dopodiché, la stella torna in equilibrio idrostatico con $\langle \Gamma_1 \rangle > 4/3$ e mantiene una fase stabile per 3000 anni, finché non incontra una nuova instabilità, producendo una serie di puls che le fanno perdere massa fino a subire un *core collapse* di Fe entro un mese dal pulso precedente. Ma un ultimo pulso avviene tre giorni prima del collasso, riportando la stella in equilibrio idrostatico, durante il quale brucia il silicio nel nucleo, prima di collassare definitivamente in un buco nero di $41,8 M_\odot$. È possibile seguire l'andamento dell'esponente adiabatico, della temperatura centrale e l'ammontare di massa espulsa per ogni pulso nei grafici in Figura 3.3.

La grande differenza di tempi scala tra la lunga fase di quiescenza dopo il primo pulso e

il veloce collasso è dovuta alla luminosità prodotta dall'emissione di neutrini, che diminuisce insieme alla temperatura centrale a ogni pulso. A maggiore massa corrisponde un pulso più energetico; perciò, la stella perde molta energia durante il primo pulso, con conseguente diminuzione della temperatura centrale, così che la stella in seguito risenta solo della perdita di energia per radiazione ed evolva in un tempo scala di Kelvin-Helmholtz dell'ordine di migliaia di anni. Nell'esempio proposto, la luminosità dei neutrini allo stadio pre-SN ammontava a $10^{12} L_{\odot}$, mentre dopo il pulso è scesa a $1,5 \cdot 10^4 L_{\odot}$. I successivi pulsii, invece, prodotti da una stella con ormai minor massa, fanno diminuire di meno la temperatura centrale (come si nota nella serie di grafici al centro in Figura 3.3) e l'emissione di neutrini torna dominante, accelerando l'evoluzione fino al collasso.

Capitolo 4

Pair instability mass gap

Come spiegato in precedenza, l'esplosione di una PISN causa la totale assenza di un buco nero come relitto stellare, mentre lo sviluppo di una serie di pulsioni ne limita la massa finale. Si viene così a creare un intervallo, in termini di massa dei buchi neri, in cui, secondo le previsioni teoriche dei modelli evolutivi, non dovrebbero esistere tali oggetti compatti. L'ampiezza dell'intervallo di massa del *pair instability mass gap* è oggetto di ricerca e finora sono stati proposti valori diversi a seconda dei modelli stellari utilizzati e delle condizioni iniziali impostate.

Bisogna tenere in considerazione che ci sono molte variabili in gioco durante l'evoluzione della stella, come le fasi in cui essa evolve in maniera idrostatica (stabile, quando $\langle \Gamma_1 \rangle > 4/3$) e quando diventa instabile e l'evoluzione va seguita con modelli idrodinamici (quando $\langle \Gamma_1 \rangle < 4/3$, durante i pulsioni). Ciò porta a numerose incertezze, con conseguenti differenze nei risultati. Ad esempio, Woosley & Heger (2021) riporta un *gap* tra $50 - 150 M_\odot$, mentre nella Figura 4.1 tratta da Renzo & Smith (2024) si trova una mancanza di buchi neri tra $45 - 125 M_\odot$. Le due proposte sono compatibili tra loro; eppure, grazie alle rilevazioni di onde gravitazionali di buchi neri in coalescenza, ne sono stati osservati alcuni con masse che ricadono all'interno di questi intervalli. Per spiegare come ciò sia possibile, è bene ricordare che il destino della stella dipende dalle sue condizioni iniziali, in particolare dalla massa e dalla metallicità.

4.1 Dipendenza dalla metallicità

La perdita di massa dovuta all'azione del vento stellare è proporzionale alla percentuale di metalli presenti nella stella: $\dot{M} \sim Z^{0,85}$ (Vink et al., 2000). Ciò porta a una massa rimanente differente al termine della sua evoluzione, con un conseguente diverso destino finale della stella.

Ad esempio, in Costa et al. (2025), viene mostrato un paragone tra modelli di tre stelle di $240 M_\odot$ a tre differenti metallicità, calcolate col codice evolutivo PARSEC. Dai tracciati del diagramma HR in Figura 4.2, vediamo che queste evolvono in modo diverso. Le stelle con $Z = 10^{-11}$ e $Z = 0,001$ bruciano stabilmente idrogeno, elio e carbonio nel nucleo, poi muoiono

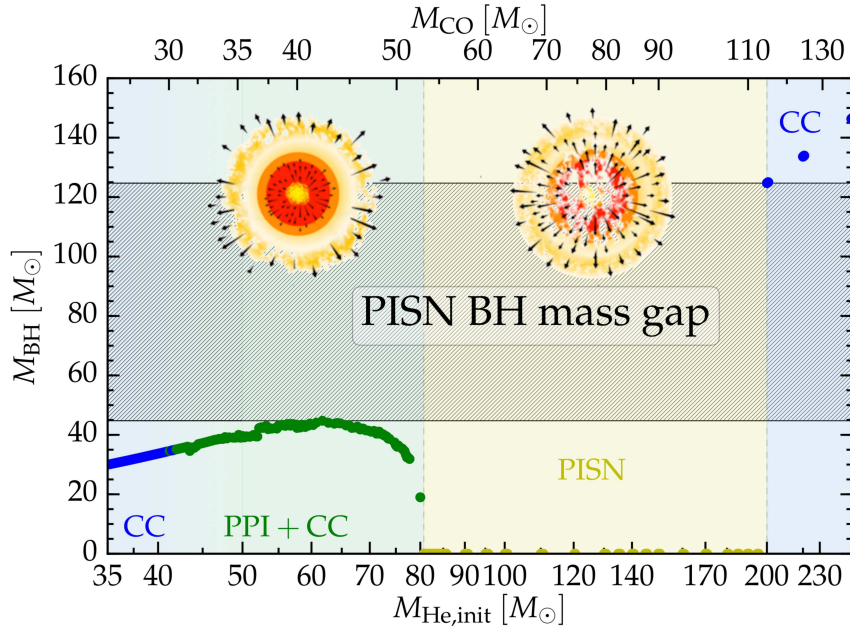


Figura 4.1: Grafico illustrato che mette in relazione la massa risultante del buco nero sull'asse y in relazione alla massa iniziale del nucleo di elio. La fascia grigia indica il *gap* di massa in cui dalla teoria non si dovrebbero osservare buchi neri, tra $45 - 125 M_{\odot}$. In blu sono indicati i candidati per subire collasso diretto (*Core Collapse*, CC); in verde, le stelle che perdono massa a seguito della PI e poi collassano in buco nero; in giallo, le stelle che esplodono con una PISN senza lasciare relitti: il *mass gap* si presenta a causa della presenza di questo destino stellare. Immagine presa da Renzo & Smith (2024).

in maniera diversa: la prima termina la propria vita a temperature più alte, come una stella blu, mentre la seconda diventa una fredda supergigante rossa. La stella di metallicità $Z = 0,014$ evolve invece in modo molto diverso: la perdita di massa causata dai venti è molto intensa già durante la *Main Sequence*, a tal punto da rimuovere quasi tutto l'involuppo di idrogeno e lasciare esposto il nucleo di He. Nel momento in cui $X_H < 0,4$, la stella diventa una *Wolf Rayet* (quadrato nero nel grafico). Vediamo quindi che la sua luminosità cala drasticamente. Rispetto alle altre, questa stella si mantiene in vita abbastanza a lungo da attivare il successivo bruciamento del neon, prima di terminare anch'essa nel lato freddo del diagramma.

Analizzando meglio cosa avviene all'interno delle stelle, possiamo tracciare l'andamento del valore di $\langle \Gamma_1 \rangle$ in Figura 4.3 durante l'evoluzione stellare.

Tutte e tre le stelle entrano nel regime di instabilità nella zona gialla del tracciato, quando $\langle \Gamma_1 \rangle - 4/3$ è molto vicino a zero, corrispondente alla fase di bruciamento del carbonio, tuttavia con masse finali molto differenti, rispettivamente $M_{\text{pre-SN}} \approx 240, 180$ e $58 M_{\odot}$. Vale lo stesso ragionamento per l'analisi del centro della stella, confrontando tra loro la temperatura e la densità delle tre stelle, avvicinandosi alla regione di instabilità verso la fine della loro vita (vedi Figura 4.4). A questo punto, le stelle risentono in maniera diversa degli effetti dell'instabilità di

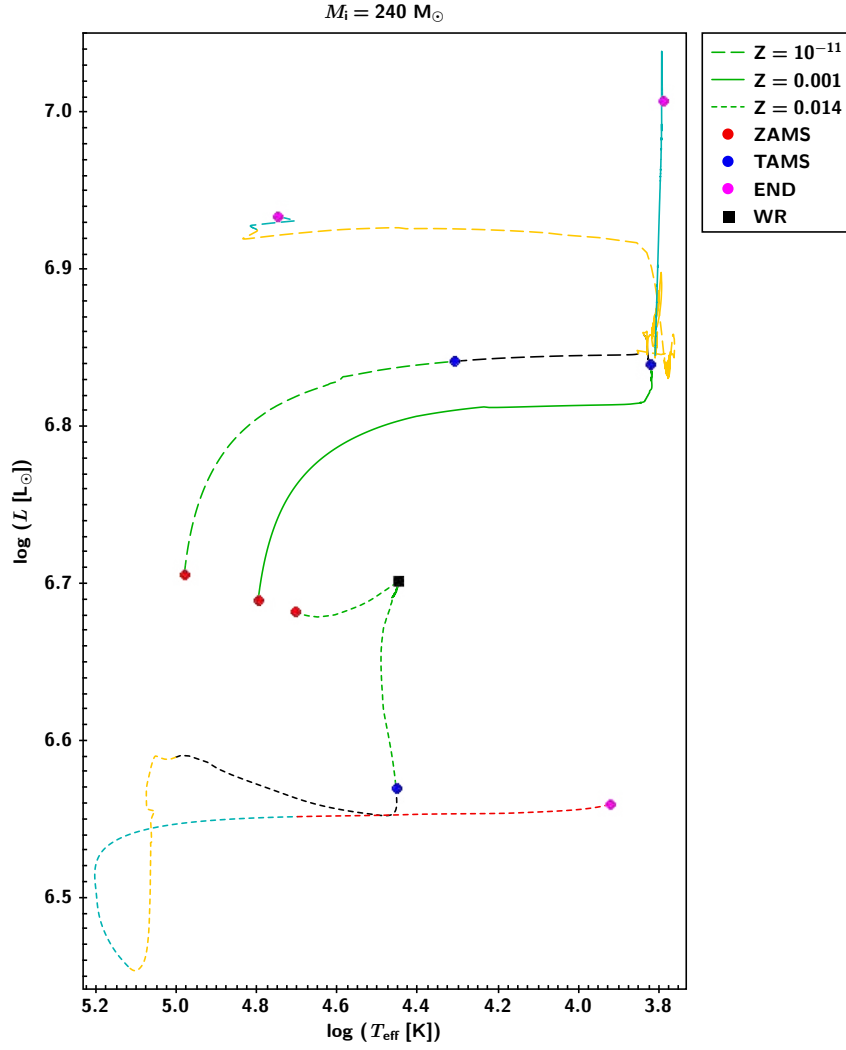


Figura 4.2: Diagramma HR di tre stelle di massa iniziale $M_i = 240 M_\odot$ a metallicità $Z = 10^{-11}$, $Z = 0,001$ e $Z = 0,014$. Le varie fasi evolutive sono evidenziate con colori diversi: in verde, *Main Sequence*; in nero, bruciamento dell'idrogeno in *shell*; in giallo, bruciamento dell'elio nel nucleo; in verde acqua, bruciamento del carbonio nel nucleo; in rosso, bruciamento del neon nel nucleo.

produzione di coppie.

Come si evince dal primo dei tre diagrammi di Kippenhahn in Figura 4.5, la stella con $Z = 10^{-11}$ rimane praticamente intatta durante la sua evoluzione, essendo quasi nullo il contributo dei venti alla perdita di massa, e termina la propria vita ancora a $240 M_\odot$ (come mostra la linea nera del grafico, corrispondente a M_{tot}), e con un nucleo di elio di circa $135 M_\odot$ (linea blu). A causa della sua grande massa, prima di poter sviluppare puls in seguito alla PI, la stella subisce un collasso diretto in un buco nero di $\sim 240 M_\odot$. Si ritiene che le stelle a bassa metallicità siano le progenitrici dei buchi neri più massivi.

Diversamente, l'andamento non piatto della linea nera negli altri due diagrammi della Figura 4.5 mostra che le stelle con una maggiore quantità di metalli sono particolarmente soggette

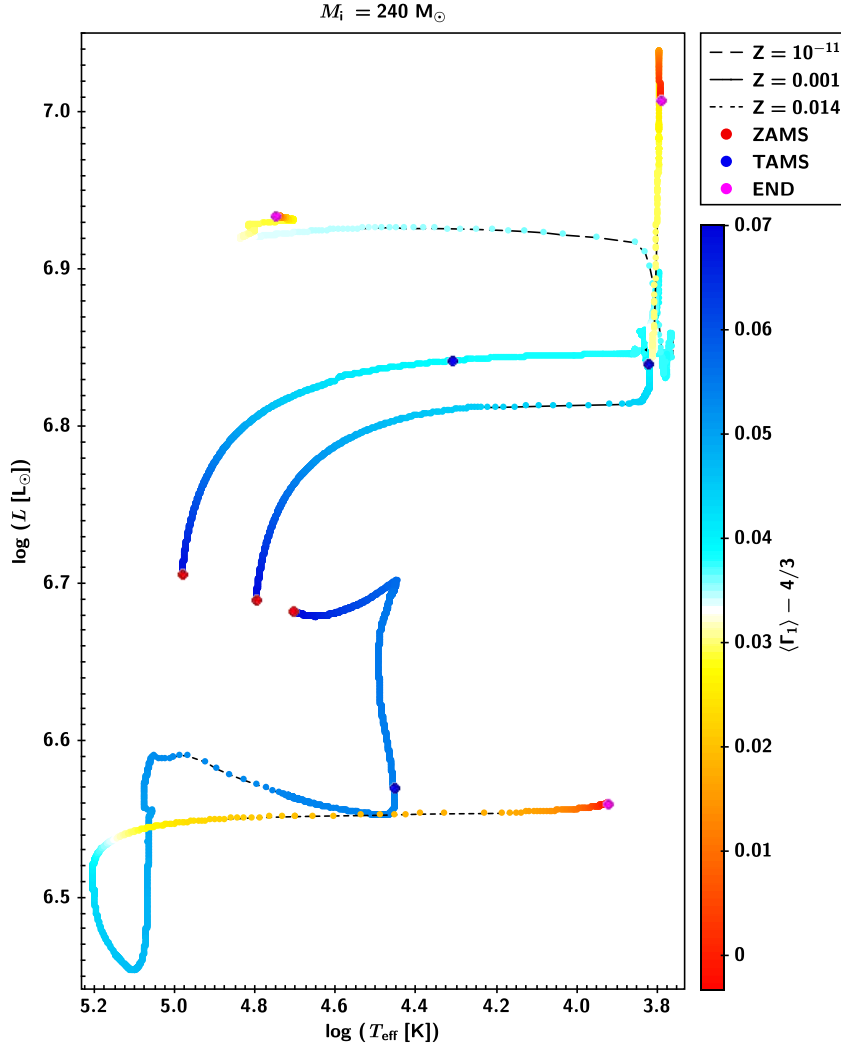


Figura 4.3: Diagramma HR di tre stelle di massa iniziale $M_i = 240 M_\odot$ a metallicità $Z = 10^{-11}$, $Z = 0,001$ e $Z = 0,014$. La scala dei colori mostra quanto il valore di $\langle \Gamma_1 \rangle$ si avvicina ai $4/3$ durante la vita delle stelle: più il colore è rosso, più la stella è vicina al regime di instabilità di produzione di coppie.

all'azione dei venti. In particolare, la stella di metallicità solare $Z = 0,014$ espelle una gran quantità di materia, fino a esporre il nucleo di elio mentre è ancora in atto il bruciamento dell'idrogeno nucleare, diventando di fatto una stella di tipo *Wolf Rayet* nel punto indicato dal quadrato rosso nel diagramma.

In Figura 4.6, i grafici mostrano lo spettro di massa dei buchi neri, che descrive l'andamento della massa finale del buco nero rispetto alla massa iniziale della stella per le stesse metallicità trattate finora. Sull'asse delle ordinate si legge la massa risultante del buco nero a seguito di una supernova fallita (*Failed Supernova*, FSN) o per collasso diretto (*Direct Black Hole*, DBH). Le stelle che sviluppano puls perdono massa dall'involuppo e danno origine a buchi neri di masse ridotte, mentre quelle che vanno incontro a una PISN liberano tutto il loro materiale nel mezzo

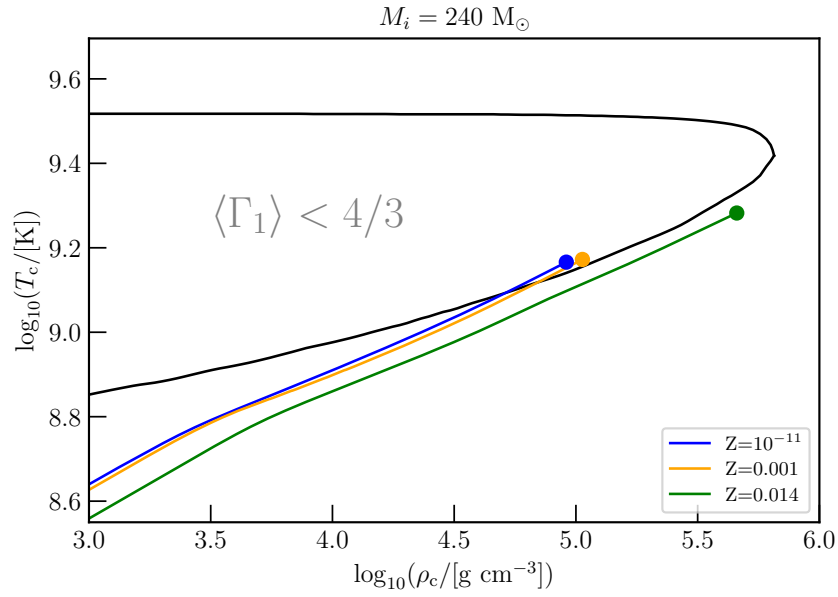


Figura 4.4: Profilo $T_c - \rho_c$ in scala logaritmica del centro delle tre popolazioni stellari di massa iniziale $M_i = 240 M_\odot$. L'interno della linea nera individua la regione di instabilità di produzione di coppie (PI), dove $\langle \Gamma_1 \rangle < 4/3$. Si osserva che le due stelle a metallicità minore entrano nella regione subendo la prima un collasso diretto e la seconda una PISN. La stella a metallicità maggiore subisce invece dei puls prima di collassare anch'essa in un buco nero, ma di massa minore rispetto alla stella povera di metalli.

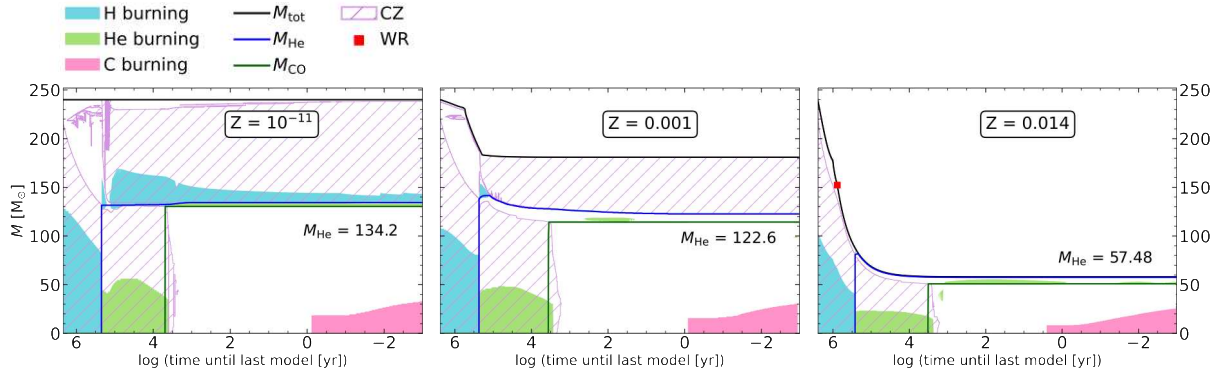


Figura 4.5: Diagrammi di Kippenhahn per tre stelle con $M_{ZAMS} = 240 M_\odot$ e metallicità indicata in legenda. La linea nera indica la massa totale della stella, quella blu la massa del nucleo di elio e la verde la massa del nucleo di CO. Le diverse aree colorate rappresentano le zone di bruciamento di idrogeno, elio e carbonio, rispettivamente in azzurro, verde e rosa. L'area viola tratteggiata evidenzia la presenza di zone convettive all'interno della stella. Si osserva che la stella priva di metalli non perde massa durante la sua evoluzione, mentre quella ad alta metallicità espelle molti strati a causa dei venti, esponendo il nucleo di He e diventando una *Wolf Rayet* già in MS (quadrato rosso nel terzo diagramma). Immagine presa da Costa et al. (2025).

interstellare.

Nel pannello (b) di Figura 4.6, si osserva un alternarsi di FSN e PPI. Ciò è dovuto a eventi

di *dredge-up* durante l'evoluzione di queste stelle, in cui la regione convettiva dell'involuppo penetra in profondità e cambia la composizione chimica degli strati più interni; in particolare, diminuisce la massa del nucleo di He, stabilizzandolo contro la PI e modificando così il destino finale della stella (Costa et al., 2025).

Le stelle di $240 M_{\odot}$ discusse finora sono evidenziate da un quadrato rosso. Come detto, la stella povera di metalli forma un buco nero massiccio di circa $240 M_{\odot}$, a seguito di un collasso diretto; quella con $Z = 0,001$ esplode con una PISN senza lasciare relitto, e la stella con $Z = 0,014$ perde molta massa a causa dei venti, come si evince dall'area verde nel grafico, e sviluppa pulsioni che riducono la massa del buco nero finale a circa $45 M_{\odot}$.

Il *mass gap* dei buchi neri si sposta, perciò, a intervalli diversi a seconda della metallicità. Così, quella finestra di $50 - 150 M_{\odot}$ si riduce a circa $\sim 100 - 130 M_{\odot}$ (Costa et al., 2025), se si tiene conto di tutte le metallicità delle stelle che sviluppano la PI, come si vede dalla fascia rossa in Figura 4.7.

4.2 Incertezze

Come accennato nell'introduzione di questo capitolo, le incertezze note sui modelli di evoluzione dei progenitori delle (P)PISN sono molte. Andremo ora a discuterne alcune, analizzando come varia il *pair instability mass gap* in seguito a modifiche dei modelli.

4.2.1 Tassi di reazione

Si è visto come la PI possa provocare delle esplosioni termonucleari che coinvolgono principalmente l'energia rilasciata dalla fusione di due atomi di ossigeno, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. È quindi evidente che la prima incertezza rilevante riguarda la quantità di ossigeno disponibile nella stella, in particolare il rapporto $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$.

Nel Paragrafo 2.4, si era anticipato che le reazioni 3α producono carbonio dalla fusione di tre atomi di elio, mentre il processo $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ consuma il carbonio per formare ossigeno. Ne segue che il rapporto $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ dipende dal tasso di queste due reazioni e dalla loro competizione.

Woosley & Heger (2021) spiega che il bruciamento del carbonio nel nucleo è una reazione endotermica (rilascia energia), mentre quella nella *shell* è esotermica (assorbe energia). La maggiore stabilità deriva proprio dalla presenza di una spessa *shell* di carbonio, che assorbe l'energia rilasciata dal pulso e previene la totale esplosione della stella o riduce la quantità di massa espulsa da una PPISN. Inoltre, una maggiore quantità di carbonio corrisponde a una minore quantità di ossigeno, quindi a un'esplosione meno violenta che potrebbe anche prevenire del tutto l'occorrenza di un pulso. Viceversa, una maggiore quantità di ossigeno rende l'esplosione estremamente energetica, con maggiori probabilità di una PISN.

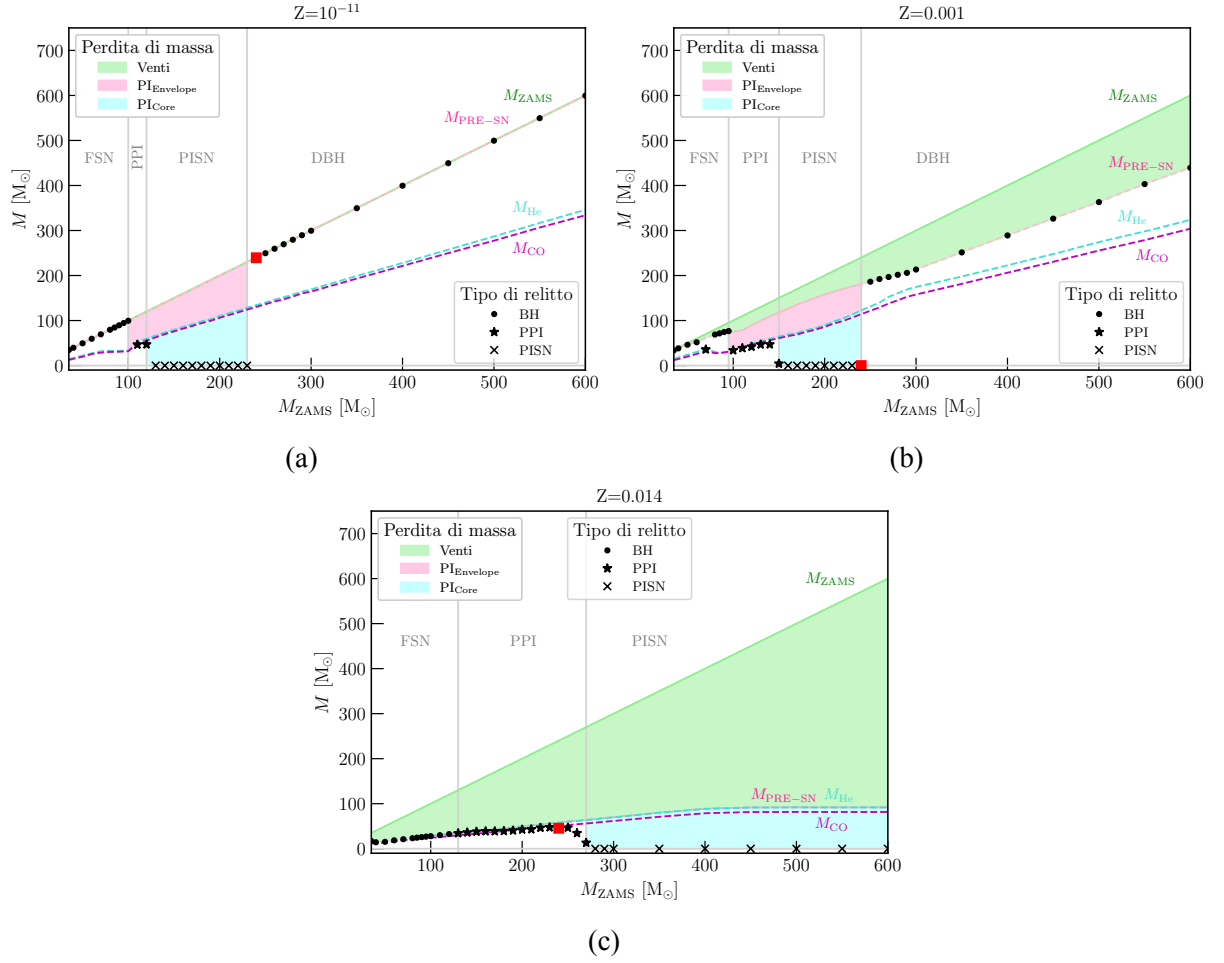


Figura 4.6: Confronto M_{ZAMS} contro massa del relitto (Buco nero o PISN) per tre diverse popolazioni stellari. In alto a sinistra: stelle con metallicità $Z = 10^{-11}$; in alto a destra: stelle con $Z = 0,001$; in basso: stelle di metallicità quasi-solare, $Z = 0,014$. I diversi intervalli mostrano per quali masse iniziali si formano buchi neri a seguito di una supernova mancata (FSN) o per collasso diretto (DBH); tra questi ci sono gli intervalli in cui si formano buchi neri di massa ridotta a seguito di puls (PPI) e dove non rimane alcun relitto (PISN). Il quadrato rosso in ogni grafico evidenzia la stella di $240 M_{\odot}$ trattata in precedenza. L'area verde descrive la quantità di massa persa a causa dei venti stellari, quella in rosa la massa persa dall'involucro per via dei puls e quella azzurra la totale perdita di materia in seguito a una PISN. Immagini ispirate a Costa et al. (2025).

Aumentando il tasso della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, Woosley & Heger (2021) ottiene un limite inferiore per il *mass gap* tra $46 - 56 M_{\odot}$. Se, al contrario, si aumenta il tasso delle reazioni 3α , un buco nero può formarsi fino a circa $64 M_{\odot}$. Maggiori incertezze sono invece presenti per la determinazione del limite superiore, proposto a circa $139 M_{\odot}$.

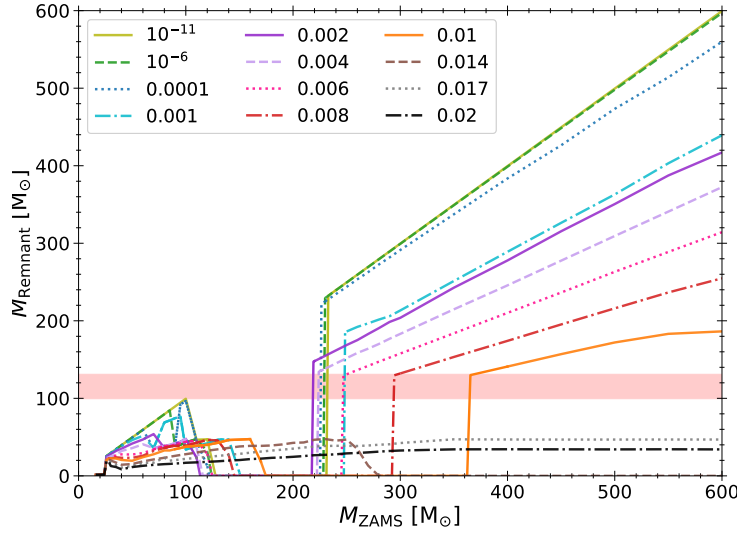


Figura 4.7: Spettro di masse di stelle a diverse metallicità. A ogni colore e stile di linea corrisponde una metallicità differente. L'area rossa indica il PI *mass gap* tenendo in considerazione tutte le percentuali di metalli delle stelle. Immagine presa da Costa et al. (2025).

4.2.2 Convezione

La fisica dei moti convettivi è descritta dalla *mixing length theory* (MLT, vedi Paragrafo 2.1), valida anche per le stelle progenitrici di (P)PISN. Il problema insorge quando si deve studiare il comportamento della convezione durante un pulso, dal momento che la stella non è più in equilibrio idrostatico e bisogna procedere con un modello idrodinamico più complesso. La presenza di celle convettive in una stella favorirebbe l'assorbimento di energia durante il trasporto del pulso verso la superficie, diminuendo la conseguente perdita di massa e influenzando così la massa del buco nero rimanente (Renzo & Smith, 2024). In Renzo et al. (2020b) si calcola di ottenere un buco nero con circa $5 M_{\odot}$ in più rispetto al modello della MLT, portando il limite inferiore a $\sim 48 M_{\odot}$. Questo approccio è valido per stelle con nucleo di elio in un intervallo di masse vicine al limite inferiore ($32 \lesssim M_{\text{He}} \lesssim 45 M_{\odot}$), quando la convezione è in grado di rimuovere sensibilmente l'energia rilasciata da un pulso, mentre diventa quasi irrilevante per masse maggiori ($45 \lesssim M_{\text{He}} \lesssim 64 M_{\odot}$), quando l'energia rilasciata è maggiore.

Un altro effetto legato alla convezione riguarda il mescolamento del gas: un maggiore mescolamento durante la MS significa una massa del nucleo di elio più elevata, con conseguenti più (P)PISN a parità di massa iniziale rispetto a una stella con un mescolamento minore. Al contrario, meno mescolamento porta a una minore massa del nucleo di elio, che può prevenire una PISN o attenuare i puls, oltre a portare la stella a subire meno perdita di massa a causa dei venti. La descrizione del mescolamento convettivo è attualmente possibile grazie a un algoritmo monodimensionale basato su simulazioni tridimensionali, ma non è compatibile con i regimi di massa delle stelle molto massicce prese in esame; pertanto, questo tipo di incertezza rimane un campo di ricerca aperto (Renzo & Smith, 2024).

4.2.3 Rotazione e momento angolare

Altre incertezze sul *mass gap* dei buchi neri insorgono quando si considerano effetti legati alla rotazione della stella progenitrice. In Marchant & Moriya (2020) viene apportata una modifica dell'esponente adiabatico, tenendo ora conto della frequenza di rotazione ω della stella:

$$\Gamma_1 < \frac{4}{3} - \frac{2}{9}\omega^2 + \mathcal{O}(\omega^4) \quad , \quad (4.1)$$

con $\omega = \Omega/\Omega_{\text{crit}}$, rapporto tra la velocità angolare di rotazione alla superficie Ω e la velocità angolare limite, definita come

$$\Omega_{\text{crit}} = \left[\frac{(1 - \Gamma)GM}{R^3} \right]^{1/2} \quad ,$$

dove il termine adimensionale $\Gamma = L/L_{\text{Edd}}$ è il fattore di Eddington, in cui compaiono L , la luminosità totale della stella, e la luminosità di Eddington

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi cGM}{\kappa} \quad ,$$

definita come il limite di luminosità che può assumere una stella in equilibrio idrostatico, che dipende dalla massa M della stella e dall'opacità κ .

Naturalmente, né Γ_1 né ω assumono valori costanti in tutta la stella; può dunque capitare di avere instabilità dinamiche solo locali e non globali. Detto ciò, riprendiamo il profilo $T_c - \rho_c$ visto in Figura 4.4 e confrontiamolo con il nuovo grafico in Figura 4.8, in cui sono state aggiunte due regioni di instabilità per le frequenze di rotazione $\omega = 0,4$ e $\omega = 0,2$, oltre al caso non rotazionale visto prima ($\omega = 0,0$). Dai modelli di stelle non rotanti di Marchant et al. (2019), vengono presi in esame i profili di tre stelle con massa iniziale pari a $50 M_\odot$, $61 M_\odot$ e $72 M_\odot$, i quali raggiungono diverse instabilità a seconda della regione considerata. Si osserva che la stella di $50 M_\odot$ sviluppa PPISN, mentre quelle di $61 M_\odot$ e $72 M_\odot$ esplodono con una PISN, ma tutte e tre evitano la regione di instabilità nel caso con $\omega = 0,4$, in quanto la rotazione abbassa il valore della temperatura centrale a parità di ρ_c , permettendo alla stella di evolvere senza entrare nella regione di PI (Marchant & Moriya, 2020).

Tuttavia, allo stesso tempo, una stella in rapida rotazione subisce effetti di mescolamento aggiuntivo del gas, portando una maggiore quantità di elio e carbonio nel nucleo, formando poi più ossigeno e rendendo la stella più esplosiva. Inoltre, alti tassi di rotazione possono portare a un fenomeno di perdita di massa a livello equatoriale, detto *mass shedding*, causato dall'alto trasporto di momento angolare (importante quando $J_{\text{iniziale}} \gtrsim 6 \times 10^{52} \text{ erg s}$) da parte del momento magnetico sugli strati superficiali, poco legati, della stella. In Woosley & Heger (2021) si calcola che la massa strappata via da questo fenomeno è appena $\lesssim 2 M_\odot$, ma porta con sé

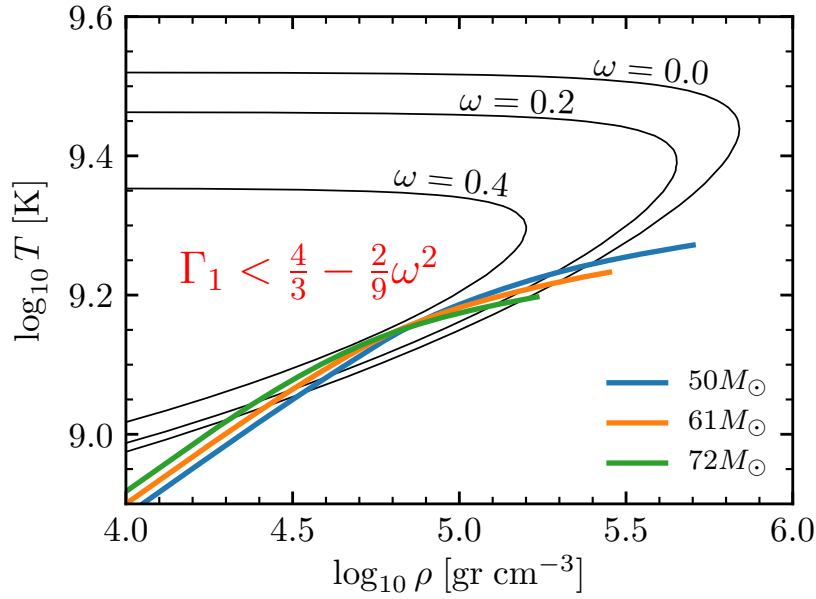


Figura 4.8: Profilo $T - \rho$ in scala logaritmica dell'interno di tre stelle con massa iniziale pari a $50 M_{\odot}$, $61 M_{\odot}$ e $72 M_{\odot}$ (Marchant et al., 2019), segnate con diversi colori nel grafico. Si vede che i profili delle stelle entrano o si avvicinano a diverse regioni di instabilità a seconda della frequenza di rotazione ω utilizzata nel modello. Immagine presa da Marchant & Moriya (2020).

gran parte del momento angolare della stella. In questi casi, la stella può attivare stabilmente il bruciamento dell'ossigeno nel nucleo, o al massimo risentire di una serie di pulsari a bassa energia che portano via poca massa.

In caso contrario, a seguito di un forte primo pulso, la stella beneficia di un lungo periodo di tempo durante il quale si rilassa e permette al momento angolare di essere trasportato verso l'esterno dal momento magnetico o dalla convezione. Ma, quando si manifesteranno i pulsari successivi, non essendo più soggetti agli effetti del momento angolare, questi saranno più energetici del caso precedente e strapperanno una maggiore massa alla stella. Ovviamente, prevedere quando e con che entità si presentano tutti questi effetti è complicato e ciò porta a grandi incertezze nei modelli evolutivi.

Volendo aggiungere una precisazione, anche evitando il fato di una PISN, non tutti i modelli di stelle rotanti possono collassare direttamente in un buco nero: solo quelli con un momento angolare sotto una certa soglia critica sono ammessi, come descritto dal Parametro di Kerr

$$a/M = cJ/GM^2 = J \times 10^{52} (33,5 M_{\odot}/M)^2 \quad . \quad (4.2)$$

Ad esempio, nel caso di un buco nero di $70 M_{\odot}$ con $a/M = 1$, il momento angolare critico è uguale a $4,40 \times 10^{52}$ erg s (Woosley & Heger, 2021). I buchi neri con un momento angolare maggiore devono prima perderne a sufficienza tramite *mass shedding*, formando così corpi

circondati da dischi di accrescimento e possibili getti che emettono massa attraverso i poli del buco nero. Considerando una stella di $76 M_{\odot}$ con $J = 12 \times 10^{52}$ erg s, questa formerà un buco nero di $73,3 M_{\odot}$ e momento angolare $J_{\text{fin}} = 8,62 \times 10^{52}$ erg s, valore superiore al limite critico per un corpo di questa massa. Se però si forma un disco di accrescimento di circa $4 M_{\odot}$, un buco nero con $\sim 69 M_{\odot}$ può soddisfare $a/M = 1$ con $J = 4,2 \times 10^{52}$ erg s (Woosley & Heger, 2021). Accorgimenti simili limitano l'intervallo di masse a cui è possibile osservare buchi neri, influenzando specialmente il limite superiore del *mass gap*.

Calcoli più precisi per le stelle rotanti sono stati portati avanti dal recente studio di Huynh et al. (2025), in cui è stato utilizzato il codice di evoluzione stellare mono-dimensionale MESA (*Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*), in grado di trattare i pulsar con modelli idrodinamici. In esso possono essere inserite condizioni iniziali di massa e metallicità della stella, insieme alla frequenza di rotazione ω . Il codice idrodinamico si attiva nei punti della stella che raggiungono l'instabilità, ovvero dove $\langle \Gamma_1 \rangle - 4/3 < 0,01$ e la velocità è maggiore di 50 km s^{-1} (Huynh et al., 2025), con $\langle \Gamma_1 \rangle$ esponente adiabatico, come era stato definito nell'Equazione 2.15.

Analizzando la variazione di ω a M_{ZAMS} fissata, si ottengono una serie di conseguenze:

1. un aumento della velocità di rotazione fino a $\omega = 0,2$ porta a un aumento della massa del nucleo di He e CO, mentre riduce la massa di CO a velocità maggiori ($\omega = 0,2 - 0,7$) a causa del *mixing* rotazionale e dei profondi *dredge-up* che portano elementi pesanti fino in superficie, rendendola più opaca, con conseguente maggiore perdita di massa dovuta ai venti. Un altro motivo per cui il nucleo di CO è meno massiccio ad alte velocità è la perdita di massa dovuta a deformazioni della stella e all'oscuramento gravitazionale, che portano il materiale all'equatore a essere meno legato gravitazionalmente e quindi più facile da strappare via per opera dei venti o del solo *mass shedding*;
2. a causa della maggiore perdita di massa descritta nel punto precedente, la massa persa a seguito di un pulso è minore come conseguenza di una stella meno massiccia e più gravitazionalmente legata; inoltre, il numero di pulsar è limitato a circa due, in media. Prendiamo come esempio una stella di $85 M_{\odot}$ con $\omega = 0,7$ e $\omega = 0,2$. Nel primo caso, la stella perde circa $2,95 M_{\odot}$ in tre pulsar; nel secondo, espelle $7,5 M_{\odot}$ in due pulsar.
3. l'intervallo di tempo tra due pulsar successivi è minore per stelle di massa più piccola ($85 - 90 M_{\odot}$) ed è maggiore per masse più alte;
4. alti tassi di rotazione supportano una struttura stellare più compatta; per tale motivo, una stella con $\omega > 0,5$ avrà un involucro meno esteso di una con $\omega = 0,2$.

Fissando ora il valore di ω , si osserva che a M_{ZAMS} maggiori segue una maggiore massa di CO, come ci si aspetta, e meno pulsar, perché i primi sono più energetici e rimuovono più massa

di quanto avvenga per i modelli di stelle a M_{ZAMS} minore. Riprendendo la stella di $85 M_{\odot}$ con $\omega = 0,7$ dell'esempio precedente e il modello di $M_{\text{ZAMS}} = 115 M_{\odot}$ con lo stesso tasso di rotazione, si trova che la seconda perde circa $23 M_{\odot}$ in due pulsioni contro le $2,95 M_{\odot}$ della prima.

Anche considerando stelle rotanti, l'aggiunta del parametro della metallicità può cambiarne le sorti evolutive. Ad esempio, stelle di 140 e $160 M_{\odot}$ di metallicità solare con $\omega = 0,2$ producono PPISN. Al contrario, le stesse con $10\% Z_{\odot}$ perdono meno massa per i venti e quindi possiedono un nucleo con una maggiore massa di CO che esploderà con una PISN. Una stella di $120 M_{\odot}$ con metallicità solare, invece, perde sufficiente massa da rimanere con poco CO nel nucleo e non risentire degli effetti di PI, subendo al loro posto un collasso del nucleo (Huynh et al., 2025).

4.2.4 Interazioni in sistemi binari

È possibile che un buco nero con una massa che cade all'interno del *mass gap* sia il risultato della fusione di due buchi neri originari di un sistema binario. Se questi ultimi hanno per progenitrici delle stelle che hanno sviluppato una *pair instability*, allora la loro massa dipende dall'evoluzione dei pulsioni durante la vita delle due compagne. Le incertezze riguardano come esse interagiscano tra loro, come evolva la stella secondaria a seguito del collasso della primaria e cosa accada al sistema durante i pulsioni.

Assumiamo un sistema binario con un ampio raggio dell'orbita, $a \sim 1000 R_{\odot}$ (Marchant et al., 2019), con una stella che abbia sottratto l'involuppo di idrogeno alla compagna e consideriamo l'evoluzione di una stella singola di puro elio per semplificare il problema (Renzo & Smith, 2024). Come mostrato in Marchant et al. (2019), la primaria di elio subisce un collasso in un buco nero, con o senza PI, e la secondaria si ritrova in orbita col buco nero in un involucro comune formato dal materiale precedentemente espulso dalla primaria. A questo punto, la frizione con l'involuppo comune porta il sistema a perdere energia sotto forma di onde gravitazionali e a ridurre il raggio dell'orbita. In seguito, l'involuppo viene espulso e anche la seconda stella può sviluppare PPISN o meno e infine collassare in un buco nero. Se il raggio dell'orbita è abbastanza piccolo ($a \lesssim 60 R_{\odot}$, nel caso di due corpi di $40 M_{\odot}$, Marchant et al. (2019)), può portare alla fusione finale dei due buchi neri in un tempo inferiore all'età dell'universo, $13,8$ Gyr (Planck Collaboration et al., 2016), e quindi rilevabile con gli interferometri.

Un secondo scenario in cui possono fondersi due buchi neri è quello dell'evoluzione chimicamente omogenea (Marchant et al., 2019). In questo caso, le due stelle sono in orbita stretta ($a \lesssim 60 R_{\odot}$) ed entrambe vengono considerate già composte dal solo nucleo di He. Anche stavolta, una o entrambe le stelle possono risentire dell'instabilità di produzione di coppie o meno e sviluppare PPISN, limitando la massa del buco nero finale.

4.2.5 Oltre il modello standard

Le modifiche apportate in precedenza ai tassi di reazione nucleare rientravano ancora all'interno di quello che conosciamo come *modello standard delle particelle*. Se quindi ora consideriamo effetti che vanno oltre il modello standard, possono scaturire interessanti conseguenze, come si legge in Ziegler & Freese (2024), in cui l'evoluzione di stelle con $Z = 0$ è analizzata aggiungendo fonti di energia non nucleare (*non-nuclear energy*, NNE). Una stella con queste caratteristiche presenta un nucleo meno compatto, con conseguenti tassi di reazione più bassi, e un involucro più denso, dunque più facilmente soggetto a *dredge-up* e a *mixing* convettivi. Dato che l'evoluzione delle stelle è principalmente determinata dalle caratteristiche del loro nucleo, una stella con NNE (nucleo più leggero) evolve similmente a una stella meno massiccia sostenuta solo da energia nucleare. Tale somiglianza è mostrata nel diagramma HR in Figura 4.9, dove la linea continua blu traccia l'evoluzione di una stella di $240 M_{\odot}$ con solo energia nucleare ($3 - 5 \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$ in *Main Sequence*), mentre le linee colorate con stili diversi indicano l'evoluzione della stessa stella, ma con l'aggiunta di differenti quantità di energia non nucleare. Si vede che l'evoluzione standard porta la stella a una fine già vista in Figura 4.2 per la stella di metallicità $Z = 10^{-11}$: una supergigante azzurra che subisce collasso diretto in un buco nero di pari massa. Nel caso, ad esempio, dell'evoluzione lungo la linea rossa, la stella raggiunge lo stadio di supergigante rossa, evitando la *pair instability*.

Allo stesso modo, è possibile studiare l'interno del piccolo nucleo della stella per capire come le NNE influenzino la densità centrale e la temperatura centrale (Ziegler & Freese, 2024). Dalla Figura 4.10, vediamo che il profilo del grafico $T_c - \rho_c$ del centro della stella di $240 M_{\odot}$ risulta traslato lontano dalla regione di instabilità se viene aggiunta energia non nucleare. Il profilo diventa così simile a quello di una stella di massa minore con solo energia nucleare.

Ziegler & Freese (2024) propone come esempio di NNE l'energia prodotta dall'annichilimento di particelle e antiparticelle di materia oscura, in particolare delle candidate *Weakly Interactive Massive Particles* (WIMP). A differenza della fusione nucleare, che converte solo una piccola parte delle masse dei reagenti in energia, l'annichilimento di materia oscura ha un'efficienza quasi totale, fornendo così molta più energia alla stella e innalzandone la temperatura.

Se la massa di materia oscura $m_{\text{DM}} \gtrsim 1 \text{ GeV}$ (Croon & Sakstein, 2024), si trova concentrata nel nucleo della stella. La maggiore energia fornita permette di mantenere l'equilibrio idrodinamico più a lungo, facendo in modo che la reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ lasci una maggiore abbondanza di ^{16}O al termine del bruciamento dell'elio. In questa situazione, l'instaurarsi della PI porta la stella a esplodere più violentemente come PISN, abbassando la posizione del limite inferiore del *mass gap* dei buchi neri.

Al contrario, se $m_{\text{DM}} \lesssim 1 \text{ GeV}$, la materia oscura è diffusa in tutta la stella, fornendo energia anche nell'involucro e contrastando la contrazione al momento della fine del bruciamento del-

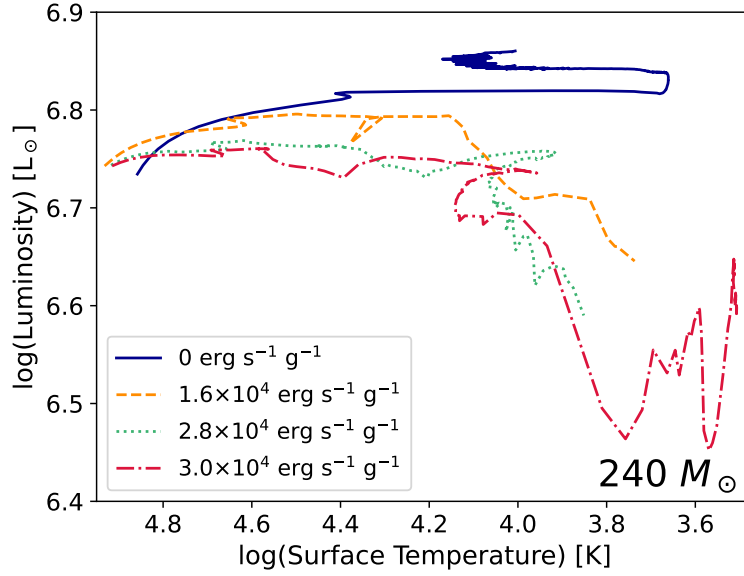


Figura 4.9: Diagramma HR di una stella di $240 M_{\odot}$ con $Z = 0$ e con l'aggiunta di energia non nucleare secondo le quantità mostrate in legenda. La linea continua blu indica l'evoluzione di una stella con solo energia nucleare, che durante la MS si aggira tra $3-5 \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$. La presenza di NNE porta la stella a evolvere in modo simile a una stella di massa minore. Immagine presa da Ziegler & Freese (2024).

l'elio nel nucleo. Di conseguenza, il nucleo risente di una contrazione minore e quindi si trova a temperatura e densità inferiori rispetto al caso standard, evitando la PI o, almeno, subendo pulsazioni meno violente che fanno perdere meno massa alla stella, risultando in un relitto più massiccio alla fine della vita dell'oggetto.

Esistono poi altre proposte oltre il modello standard che presentano esiti simili a modifiche già viste nei paragrafi precedenti, di cui bisogna approfondire meglio la fisica (Renzo & Smith, 2024). In ogni caso, proposte di questo tipo permetterebbero di colmare del tutto o quasi il *pair instability mass gap*.

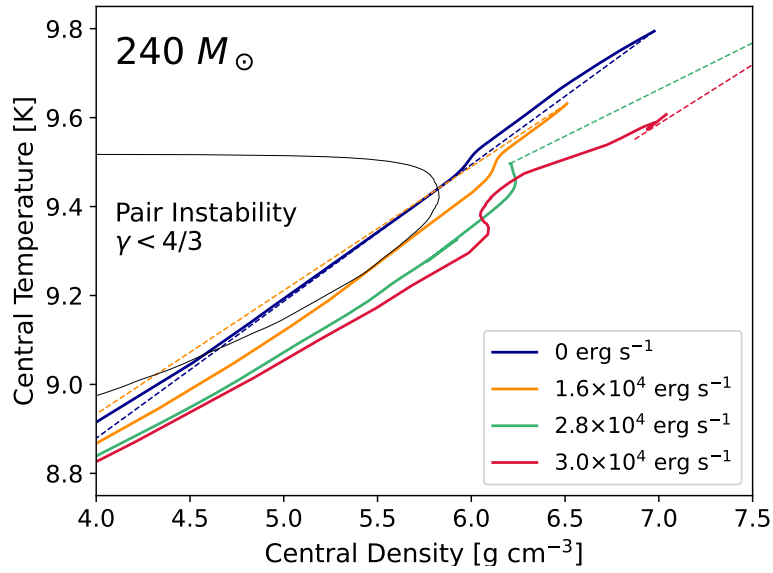


Figura 4.10: Profilo $T_c - \rho_c$ in scala logaritmica dell'interno di una stella di $240 M_\odot$ con $Z = 0$ e con l'aggiunta di energia non nucleare secondo le quantità mostrare in legenda. La linea continua blu indica il profilo della stella con solo energia nucleare. Anche in questo caso, la presenza di NNE porta l'interno della stella a evolvere in modo simile a quello di una stella di massa minore. Immagine presa da Ziegler & Freese (2024).

Capitolo 5

Conclusioni

Nella teoria dell'evoluzione stellare, le stelle con una massa iniziale $M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 100 M_{\odot}$ sono classificate come stelle molto massicce. Esse sono dominate dalla pressione di radiazione e raggiungono elevate temperature nel nucleo, dell'ordine di 10^9 K, tali da possedere fotoni molto energetici che possono produrre una coppia elettrone-positrone. Aumentando il numero di particelle a spese della pressione di radiazione, la stella entra in una fase di instabilità dinamica che la porta a contrarsi e ad aumentare ulteriormente la sua temperatura e la produzione di coppie. Se la stella ha un nucleo di elio con $M_{\text{He}} \sim 60 - 130 M_{\odot}$ ($M_{\text{ZAMS}} \sim 140 - 260 M_{\odot}$), la violenta accensione dell'ossigeno porta alla sua totale esplosione (*pair instability supernova*, PISN), impedendo la formazione di un buco nero, e tutto il materiale della stella viene disperso sotto forma di mezzo interstellare. Se invece il nucleo di elio ha massa $M_{\text{He}} \sim 30 - 60 M_{\odot}$ ($M_{\text{ZAMS}} \sim 70 - 140 M_{\odot}$), a seguito di un rimbalzo degli strati superiori sul nucleo, del materiale viene emesso attraverso un pulso (*pulsational pair instability supernova*, PPISN) che rimuove l'instabilità fino a un suo ritorno e a nuovi puls, finché la stella eventualmente non rimane una normale stella massiccia che alla fine collasserà in una stella di neutroni o in un buco nero. Stelle ancora più massicce con $M_{\text{He}} \gtrsim 130 M_{\odot}$ ($M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 260 M_{\odot}$) subiscono un collasso diretto in un buco nero. L'assenza di buchi neri nell'intervallo di masse corrispondente a quelle dei progenitori delle PISN (circa $50 - 150 M_{\odot}$) prende il nome di *pair instability mass gap*. La vera ampiezza di questo intervallo dipende dal modello evolutivo utilizzato per studiare la stella.

In questa tesi, ho riassunto diversi fattori evolutivi studiati da vari autori (Renzo & Smith, 2024; Woosley & Heger, 2021, e altri), servendomi di grafici e diagrammi realizzati personalmente con i modelli evolutivi stellari di PARSEC o presi da altri lavori, con l'obiettivo di mostrare lo stato dell'arte sulla posizione e l'ampiezza del *mass gap* dei buchi neri. Prima di tutto, ho preso in esame tre stelle di $240 M_{\odot}$ e di diversa metallicità per mostrare come differiscono i tre tracciati evolutivi. A causa dei venti stellari, infatti, anche una stella molto massiccia finirà per ridursi a una semplice stella massiccia, evitando l'instabilità di produzione di coppie, mentre una stella con metallicità quasi nulla può dar luogo a una PISN senza relitto o produrre una serie

di pulsar, risultando in un relitto meno massivo. Il *mass gap* si riduce così a $\sim 100 - 130 M_{\odot}$. Modificando, poi, il tasso di reazione dei processi nucleari e tenendo conto di effetti aggiuntivi di mescolamento del gas, come la rotazione della stella e la convezione, l'intervallo si sposta a masse maggiori. Abbiamo anche ragionato su una stella che fa parte di un sistema binario. In questo caso, la sua evoluzione è influenzata dalla stella compagna, con effetti che portano a molti risultati possibili e lasciano quindi una grande incertezza. Infine, con l'idea più esotica di considerare l'annichilazione di materia oscura come fonte di energia non nucleare, il *gap* potrebbe essere del tutto colmato, sebbene la fisica dietro questo tipo di particelle non ci sia ancora chiara.

I prossimi passi per progredire nella determinazione dell'ampiezza del *pair instability mass gap* e tentare di risolvere le incertezze comprendono, ad esempio, l'implementazione e l'utilizzo di modelli evolutivi multidimensionali (Huynh et al., 2025), in modo da poter investigare gli effetti dinamici della rotazione durante la formazione e la propagazione di un pulso, a seguito di deviazioni dalla simmetria sferica. Un'altra miglioria riguarda la modifica degli algoritmi che descrivono il mescolamento convettivo in modo da renderli applicabili alle stelle molto massicce (Renzo & Smith, 2024). Inoltre, la maggior parte delle stelle massicce sembra far parte di un sistema binario (Sana et al., 2012; Offner et al., 2022); perciò, continuare a trascurare le interazioni binarie ci tiene particolarmente lontani dal caso reale. Comprenderne il funzionamento risulterà utile anche per capire come esse contribuiscono alla popolazione di buchi neri in sistemi binari.

Bibliografia

- Costa, G., Shepherd, K. G., Bressan, A., et al. 2025, *A&A*, 694, A193, doi: 10.1051/0004-6361/202452573
- Croon, D., & Sakstein, J. 2024, *Phys. Rev. D*, 109, 103021, doi: 10.1103/PhysRevD.109.103021
- Huynh, T. N., Chatzopoulos, E., & Zaman, N. 2025, *ApJ*, 991, 12, doi: 10.3847/1538-4357/adf4e7
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. 2013, *Stellar Structure and Evolution* (Springer Berlin, Heidelberg), doi: 10.1007/978-3-642-30304-3
- Marchant, P., & Moriya, T. J. 2020, *Astronomy and Astrophysics*, 640, L18, doi: 10.1051/0004-6361/202038902
- Marchant, P., Renzo, M., Farmer, R., et al. 2019, *ApJ*, 882, 36, doi: 10.3847/1538-4357/ab3426
- Offner, S. S. R., Moe, M., Kratter, K. M., et al. 2022, *The Origin and Evolution of Multiple Star Systems*. <https://arxiv.org/abs/2203.10066>
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 594, A13, doi: 10.1051/0004-6361/201525830
- Renzo, M., Farmer, R., Justham, S., et al. 2020a, *A&A*, 640, A56, doi: 10.1051/0004-6361/202037710
- Renzo, M., Farmer, R. J., Justham, S., et al. 2020b, *MNRAS*, 493, 4333, doi: 10.1093/mnras/staa549
- Renzo, M., & Smith, N. 2024, *arXiv e-prints*, arXiv:2407.16113, doi: 10.48550/arXiv.2407.16113
- Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, *Science*, 337, 444, doi: 10.1126/science.1223344

Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 362, 295, doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/0008183

Woosley, S. E., & Heger, A. 2021, *ApJ*, 912, L31, doi: 10.3847/2041-8213/abf2c4

Ziegler, J., & Freese, K. 2024, *Phys. Rev. D*, 109, 103042, doi: 10.1103/PhysRevD.109.103042