



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

Effetti della rotazione stellare
sull'evoluzione delle stelle massicce

Relatrice:
Prof.ssa Paola Marigo

Laureanda:
Eugenia Boccanera

ANNO ACCADEMICO 2022/2023

Indice

1	Introduzione	2
1.1	Cenni di struttura ed evoluzione stellare	2
1.2	Rotazione stellare	4
2	Struttura stellare	5
2.1	Equazioni della struttura stellare	5
2.2	Equazione di stato e opacità	6
2.3	Perdita di massa	6
3	Principali effetti fisici della rotazione	7
3.1	Struttura meccanica	7
3.2	Trasporto di elementi chimici e di momento angolare	8
3.2.1	Perdita di massa	11
3.2.2	Campo magnetico	11
3.3	Rotazione nelle stelle binarie	12
3.4	Osservazione degli effetti della rotazione	13
3.5	Effetti evolutivi della rotazione sulla struttura interna delle presuper- novae	15
3.5.1	Nuclei stellari: massa e composizione	15
3.5.2	Nuclei stellari: momento angolare e relazione con la rotazione delle pulsar	17
4	Effetti evolutivi della rotazione sui progenitori e sui tipi di esplo- sioni	20
4.1	Stelle che terminano la loro vita come supergiganti rosse	22
4.2	Stelle che terminano la loro vita come supergiganti gialle-blu	23
4.3	Stelle che terminano la loro vita come stelle LBV	25
4.4	Stelle che terminano la loro vita come stelle Wolf-Rayet	26
5	Conclusioni	29
	Bibliografia	29

Sommario

La presente tesi discute: gli effetti principali della rotazione stellare sulle presupernovae, le osservazioni che confermano questi effetti e le loro conseguenze per i modelli di presupernova, in quanto, identificando la natura dei progenitori è possibile conoscere il Tipo di supernova che ne deriva. La rotazione è presente in ogni fase dell'evoluzione stellare e influenza criticamente: la massa dei nuclei che esplodono, la massa e la composizione chimica degli involucri ed il Tipo di supernovae, oltre che le proprietà dei resti e dei resti chimici. La rotazione gioca un ruolo fondamentale nell'evoluzione e nella nucleosintesi delle stelle massicce con metallicità molto basse (metallicità che variano da quella della Piccola Nube di Magellano a quella delle stelle di terza popolazione). A metallicità solari e superiori, gli effetti della rotazione competono con quelli dei venti stellari.

I primi due capitoli sono dedicati a una descrizione introduttiva della struttura stellare e di come, negli ultimi anni, si è rivelato fondamentale includere la rotazione stellare nei modelli evolutivi. Nel terzo capitolo verranno trattati gli effetti fisici dovuti alla rotazione che si verificano nelle stelle: in particolare il mixing, che trasporta elementi chimici e momento angolare; la perdita di massa che influenza significativamente gli stadi finali dell'evoluzione delle stelle più massicce; e infine gli effetti della rotazione sulla struttura interna della stella. Nell'ultimo capitolo viene discusso come la rotazione, insieme ad altri fattori, portino alla formazione di diversi tipi di stelle (e quindi di progenitori) alla fine dell'evoluzione, e quindi a diversi tipi di esplosioni di supernovae. In conclusione, la rotazione è un aspetto fisico fondamentale dei modelli stellari e dell'evoluzione di stelle singole e di binarie strette.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Cenni di struttura ed evoluzione stellare

Gli studi sulla struttura stellare sono iniziati nel ventesimo secolo. Nel 1902 fu mostrato che il sole e le stelle potevano essere considerati come sfere di gas che obbediscono alle leggi della termodinamica dei gas e all'equazione dell'equilibrio idrostatico (Eq. 2.1), dando così una prima idea della struttura interna delle stelle. Successivamente, i lavori di Hertzsprung (1911) e Russel (1914) gettarono le basi per lo studio dell'evoluzione stellare. Essi trovarono, separatamente, che esiste una correlazione tra la luminosità osservata ed il tipo spettrale delle stelle nel diagramma che oggi è conosciuto come il diagramma di Hertzsprung-Russel (HR Diagram). In esso è evidente che le stelle non popolano casualmente il grafico, ma si trovano in regioni ben determinate, come si vede, ad esempio, nella sequenza principale (Main Sequence: MS). Negli anni Venti Sir. A. Eddington sviluppò una teoria elaborata sulla struttura stellare interna, aggiungendo le equazioni di formazione e trasporto dell'energia al modello precedente. Bethe nel 1939 trovò le reazioni nucleari di base che danno energia alle stelle durante la MS. Tali reazioni sono la catena protone protone e il bruciamento dell'elio. Grazie a queste scoperte fu possibile comprendere che l'evoluzione chimica della materia stellare influisce sull'evoluzione stessa delle stelle.

Un esempio recente di diagramma HR è mostrato nella Fig. 1.1. Il plot mostra le magnitudini e i colori delle stelle a 100 parsec dal sole ([Gaia Collaboration et al., 2018](#)). È chiaramente visibile che la maggior parte delle stelle si trova nella MS, la diagonale più marcata nel grafico.

Un importante passo avanti è stato ottenuto grazie all'arrivo dei primi computer. Già negli anni Cinquanta cominciano ad apparire le prime simulazioni di evoluzione stellare nella letteratura. Ad esempio, grazie a queste, ora è risaputo che quasi tutti gli elementi chimici nell'universo sono stati creati nelle stelle o in processi che le coinvolgono direttamente, come le drammatiche (ed affascinanti) esplosioni di supernova e le fusioni di stelle di neutroni recentemente scoperte.

Negli ultimi decenni, il confronto tra osservazioni e modelli ha evidenziato la necessità di includere nuovi fenomeni fisici nei codici dell'evoluzione, due di essi sono: il core overshooting e la perdita di massa. Un altro fenomeno che ad oggi è oggetto

→ GAIA'S HERTZSPRUNG-RUSSELL DIAGRAM

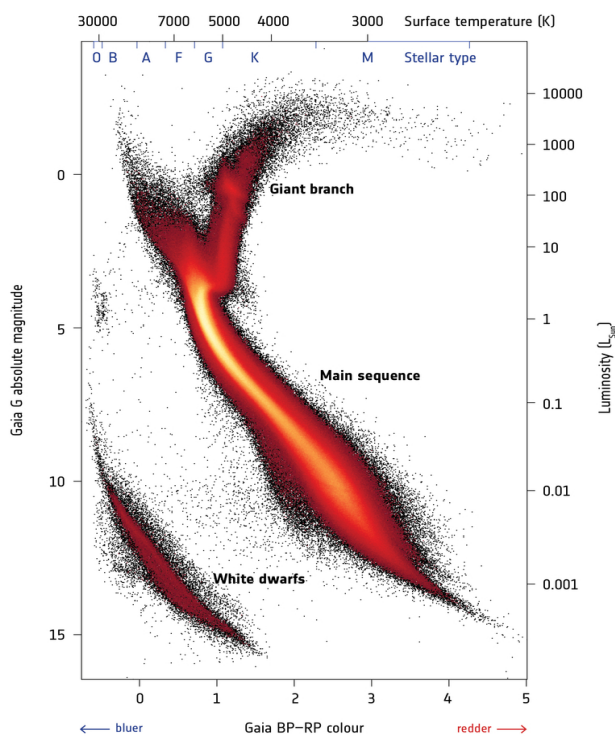


Figura 1.1: Diagramma colore magnitudine di 212728 stelle a 100pc dal sole. La scala di colori rappresenta la radice quadrata della densità relativa di stelle. Le regioni più scure indicano una minor densità di stelle. Immagine presa dalla collaborazione con Gaia (2018).

di indagine, e frequentemente incluso nei codici, è la rotazione. Così come la Terra ruota attorno a se stessa, così anche tutte le stelle compiono un moto rotatorio attorno al proprio asse. Spesso considerato come un effetto conseguente all'evoluzione stellare, la rotazione sta acquistando sempre più un ruolo di maggior importanza. Tutte le fasi dell'evoluzione stellare sono influenzate dalla rotazione: il tempo di vita, la grandezza del nucleo convettivo, gli arricchimenti chimici superficiali, la perdita di massa, le proprietà delle supernovae, i resti chimici e gli stadi finali. Inoltre, recentemente, la rotazione è stata considerata come possibile spiegazione di fenomeni non ancora completamente compresi, come le abbondanze anomale di certi elementi chimici sulla superficie stellare.

Tutte le proprietà dell'evoluzione delle stelle binarie dipendono, inoltre, dalla rotazione assiale delle stelle. La spettroscopia in alta risoluzione di stelle massive in rapida-rotazione ha mostrato forti arricchimenti di azoto, così come di pochi altri elementi. Osservazioni in astrosismologia hanno, inoltre, dimostrato il verificarsi di tagli interni nell'involuppo delle stelle, i quali sono probabilmente responsabili del mixing degli elementi all'interno delle stesse.

1.2 Rotazione stellare

È un dato di fatto che tutte le stelle ruotino, così come qualsiasi altro oggetto nell'universo. La rotazione stellare è un'evidenza studiata dal ventesimo secolo, ma anche prima, già Galileo sapeva che il Sole ruotava (grazie all'osservazione delle macchie solari). Negli ultimi vent'anni, recenti studi e osservazioni hanno mostrato che la rotazione gioca un ruolo non trascurabile nell'evoluzione delle stelle, intervenendo in ogni fase della loro vita, fino alla loro morte. Nei modelli rotanti le stelle si evolvono in modo diverso rispetto a quelle nei modelli non rotanti. Generalmente, le stelle rotanti sono più luminose e fredde, il tempo di vita trascorso nella sequenza principale è maggiore, la superficie è arricchita dagli elementi del bruciamento dell'idrogeno e, inoltre, esse sviluppano un nucleo più grande, con effetti diversi sulla loro evoluzione finale. Tali differenze nell'evoluzione derivano da diversi effetti indotti dalla rotazione. Come sottolineato da molti autori, (come [16]; [10]), tali effetti sono:

- Le forze centrifughe riducono l'effettiva forza di gravità in ogni punto che non si trova sull'asse di rotazione;
- Poiché, in generale, la forza centrifuga non è parallela alla forza di gravità, le superfici equipotenziali non sono più sfere;
- Il flusso radiativo varia con la forza di gravità effettiva, perciò esso non è costante su una superficie equipotenziale;
- La rotazione induce il processo di mescolamento (mixing).

Capitolo 2

Struttura stellare

La teoria della struttura e dell'evoluzione stellare applica le leggi note della fisica alle stelle sotto estreme condizioni di temperatura e densità, per comprenderne i processi e tentare di risolvere le incertezze mediante confronti con le osservazioni. Testare e migliorare continuamente la teoria dell'evoluzione stellare è necessario perché ingredienti fisici diversi possono cambiare in modo significativo i modelli stellari e, quindi, possono modificare profondamente le interpretazioni dei dati osservati e di tutti gli altri studi basati su di essa. Diversi fenomeni fisici hanno luogo nelle stelle e i modelli dovrebbero includere la fisica atomica e nucleare, la termodinamica e l'interazione materia-radiazione in un'ampia gamma di condizioni fisiche, da gas tenui a densità estremamente elevate nei nuclei degeneri delle stelle. In questo capitolo, verranno introdotti i principali processi ed equazioni che governano la fisica stellare.

2.1 Equazioni della struttura stellare

Di seguito vi sono elencate le equazioni della struttura stellare, in forma lagrangiana:

$$\frac{\delta P}{\delta M} = -\frac{GM}{4\pi r^4} \quad (2.1)$$

$$\frac{\delta r}{\delta M} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (2.2)$$

$$\frac{\delta L}{\delta M} = \epsilon_n - \epsilon_v + \epsilon_g \quad (2.3)$$

$$\frac{\delta T}{\delta M} = -\frac{GM}{4\pi r^4} \frac{T}{P} \min[\nabla_{ad}, \nabla_{rad}] \quad (2.4)$$

Dove:

$$\nabla_{ad} = \frac{P\delta}{T\rho c_p} \quad \nabla_{rad} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{kLP}{MT^4} \quad (2.5)$$

Dove, per ogni guscio (shell, superficie equipotenziale) della stella, M è la variabile indipendente ed è la massa racchiusa nella shell di raggio r , con pressione locale P , densità locale ρ , luminosità L e temperatura T . ϵ_n è il tasso di produzione di energia nucleare, ϵ_ν è il tasso di energia dei neutrini e ϵ_g è il tasso di energia gravitazionale. ∇_{ad} e ∇_{rad} sono i gradienti adiabatico e radiativo, $\delta = \frac{\delta \ln \rho}{\delta \ln T}$ è una derivata termodinamica, c_p è la capacità termica specifica a pressione costante e k è l'opacità del materiale. Infine, $G=6,6738 \cdot 10^{11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ è la costante gravitazionale, $a=7,5657 \cdot 10^{16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$ è la costante di radiazione e $c=2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ è la velocità della luce. La soluzione di tali equazioni, combinate con una serie di condizioni al contorno, consente di descrivere il comportamento fisico ed evolutivo di una stella.

2.2 Equazione di stato e opacità

L'insieme dell'equazioni della struttura stellare è completato dall'aggiunta dell'equazione di stato (EOS) della materia stellare, che mette in relazione le quantità: T , ρ , P , la composizione chimica X_i , e l'opacità k che a sua volta è una funzione di ρ , T e X_i . Tali quantità sono ricavate sotto l'ipotesi di equilibrio termodinamico locale (LTE). L'opacità è una quantità fisica che descrive come l'intensità di radiazione è ostacolata durante la propagazione nella materia; quindi, determina a che velocità la luce fuoriesce dalla stella. L'opacità stellare è prevalentemente causata da:

- Scattering di elettroni (electron scattering)
- Interazioni libero-libero (free-free interactions)
- Transizioni legato-libero (bound-free transitions)
- Interazioni legato-legato (bound-bound transitions)

2.3 Perdita di massa

Un ulteriore effetto trattato separatamente dalle equazioni della struttura stellare è il fenomeno di perdita di massa. La perdita di massa deriva dai venti stellari guidati dalla pressione di radiazione, che “spinge fuori” la materia stellare più esterna. Il contributo principale all'accelerazione totale dei venti è dovuto alle linee di assorbimento della radiazione stellare. Il momento angolare viene principalmente trasferito dai fotoni UV nelle linee risonanti del ferro Fe e degli elementi del CNO. Quindi, la perdita di massa gioca un ruolo fondamentale in particolare nelle stelle massicce, poiché esse sono più luminose delle stelle di piccola e media massa. Per stelle di piccola massa, come il sole, il tasso di perdita di massa è $\dot{M}=10\text{-}14 M_\odot/\text{yr}$ e il tempo scala relativo (τ_{Mloss}) è maggiore del tempo scala nucleare (τ_{nuc}), quindi l'evoluzione non è influenzata dai venti e la perdita di massa può essere ignorata nei modelli. Il fenomeno della perdita di massa inizia a dominare l'evoluzione in stelle con massa iniziale di $M_i > 30M_\odot$.

Capitolo 3

Principali effetti fisici della rotazione

Andiamo ora ad esaminare i principali effetti fisici della rotazione, che possono influenzare significativamente le proprietà e il tipo delle presupernovae, oltre che la natura delle esplosioni e dei resti. Gli effetti del mescolamento (mixing) generato dalla rotazione hanno un tempo-scala relativamente lungo, e perciò agiscono nelle fasi evolutive iniziali. Tali effetti devono essere analizzati con cura. Il modo in cui essi sono considerati, spesso, porta a grandi differenze nelle interpretazioni tra i diversi autori.

3.1 Struttura meccanica

La rotazione richiederebbe idealmente di essere trattata in due o tre dimensioni. Per ora, i modelli uno-dimensionali (1-D) sono però gli unici capaci di seguire l'evoluzione della struttura delle stelle dalla loro formazione fino allo stadio di supernova. In questi modelli vengono spesso fatte queste quattro assunzioni:

- La stella è suddivisa in shells (gusci), che sono superfici equipotenziali.
- In ogni shell, la velocità angolare (Ω) ha una simmetria cilindrica.
- La velocità angolare Ω è costante lungo la colatitudine della shell. La legge di rotazione, inoltre, dipende al primo ordine dalla distanza r dal centro della stella [16].
- L'approssimazione di Roche è usata per calcolare la forma delle superfici equipotenziali.

L'equazione della struttura stellare per la legge di rotazione per modelli 1-D è stata ottenuta da [10] ed è stata ampiamente applicata nei modelli stellari agli stadi avanzati dell'evoluzione. Il teorema di Von Zeipel (1924) afferma che il flusso di una stella rotante è proporzionale alla gravità effettiva locale. Questo è descritto da:

$$\vec{F}(\omega, \theta) = -\frac{L}{4\pi GM_*} \vec{g}_{eff}(\omega, \theta) \quad (3.1)$$

dove ω_s è la velocità angolare superficiale della stella, M_* è la massa totale effettiva della stella e $g_{eff}(\omega_s, \theta)$ è la gravità superficiale effettiva della stella. Da tale teorema è immediatamente chiaro che il flusso emesso da una stella rotante dipende sia dal tasso di rotazione, che dall'angolo di inclinazione dell'asse di rotazione della stella rispetto alla linea di vista. Adottando l'approssimazione di Roche ed usando il teorema di Von Zeipel, si può ricostruire la superficie di una stella rotante e la distribuzione della temperatura effettiva su di essa. Un esempio è mostrato in Fig. 3.1.

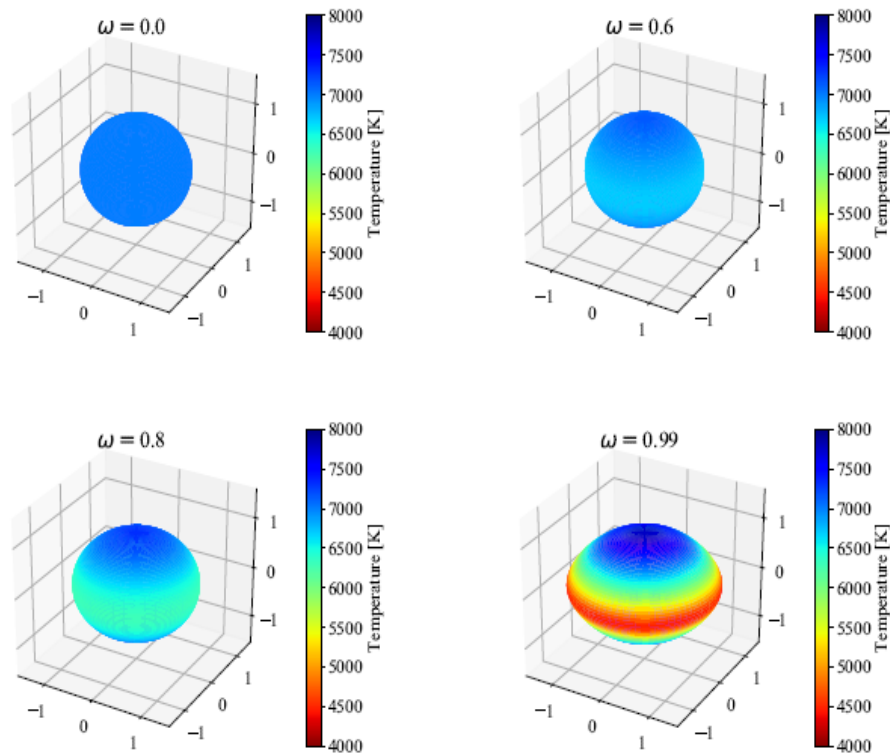


Figura 3.1: Ricostruzione della temperatura effettiva sulla superficie di una stella per diversi tassi di rotazione ω . A colori diversi corrispondono diverse temperature. Notare il fatto che nei casi in cui è presente la rotazione, i poli sono più caldi delle regioni equatoriali della stella.

Tale teorema implica che il flusso, cioè la temperatura effettiva, decresce dai poli all'equatore. La superficie di una stella rotante presenta pertanto disomogeneità per temperatura e gravità effettive, e ciò influenza lo spettro ottenuto e la perdita di massa.

3.2 Trasporto di elementi chimici e di momento angolare

Nei modelli non rotanti (modelli classici), di solito, il mixing (miscelamento) degli elementi ha luogo solo nelle regioni convettive della stella. Gli elementi chimici nelle zone radiative non si mescolano (se si trascura la diffusione microscopica). D'altra

parte, nelle stelle rotanti il mescolamento avviene anche nelle regioni radiative delle stelle stesse. Oltre alla distorsione geometrica della struttura stellare, la rotazione induce un'instabilità che porta a una redistribuzione degli elementi chimici e del momento angolare in tutta la stella. A seconda della velocità di rotazione, questa miscelazione “extra” può influire notevolmente sull'evoluzione della stella. Grazie a diversi studi effettuati nei decenni passati su questo argomento, è ormai accertato che le due instabilità principali che causano l'extra-miscelazione sono:

- la circolazione meridionale, nota come circolazione di Eddington-Sweet (Eddington, 1929; Sweet, 1950), che è un macro moto del materiale stellare dai poli all'equatore o viceversa, causato dallo squilibrio termico di una stella rotante;
- l'instabilità di taglio, dovuta alla diversa velocità di rotazione di due gusci adiacenti della stella, che porta a una miscelazione turbolenta degli elementi chimici tra gli strati.

Altre instabilità fisiche intervengono nelle stelle rotanti e agiscono sul trasporto sia degli elementi chimici che del momento angolare, ma il loro contributo è di secondo ordine rispetto ai due sopra citati.

Le due instabilità di rotazione sopramenzionate hanno una sorta di dipendenza gerarchica. Infatti, come affermato in [10], la rotazione porta alla distorsione geometrica della stella che implica la circolazione meridionale, che a sua volta induce la rotazione differenziale che produce instabilità di taglio. Inoltre, la perdita di massa gioca un ruolo importante nel trasporto del momento angolare, poiché essa è il modo principale in cui le stelle singole perdono il loro momento angolare dopo la sequenza principale al tempo zero (ZAMS). A seconda della velocità di rotazione iniziale nella ZAMS, le stelle possono evolversi in modo molto diverso: principalmente perché, durante l'evoluzione, il mixing dovuto alla rotazione fornisce nuovo combustibile ai nuclei delle stelle che bruciano e trasporta il materiale processato dai nuclei alle superfici stellari.

Circolazione meridionale

La circolazione meridionale è un macro-moto di materiale innescato dallo squilibrio termico generato dalla differenziata geometria della stella dovuta alla rotazione. Dal teorema di Von Zeipel Eq. 3.1 è noto che il flusso radiativo dipende dalla gravità effettiva, quindi una stella rotante non può essere in equilibrio idrostatico e radiativo contemporaneamente. Lo squilibrio termico generato dalla differenza di gravità effettiva tra i poli e l'equatore porta a questo importante spostamento di materiale. Nel caso della rotazione di un corpo solido, la materia presente negli strati più profondi della stella emerge ai poli e scende verso l'equatore, come mostrato in figura Fig. 3.2.

È significativo notare che il tempo scala della circolazione meridionale si comporta come il tempo scala di Kelvin-Helmholtz diviso il rapporto tra la forza centrifuga e la gravità, così la circolazione meridionale agisce in modo efficace durante le lunghe fasi del bruciamento nucleare.

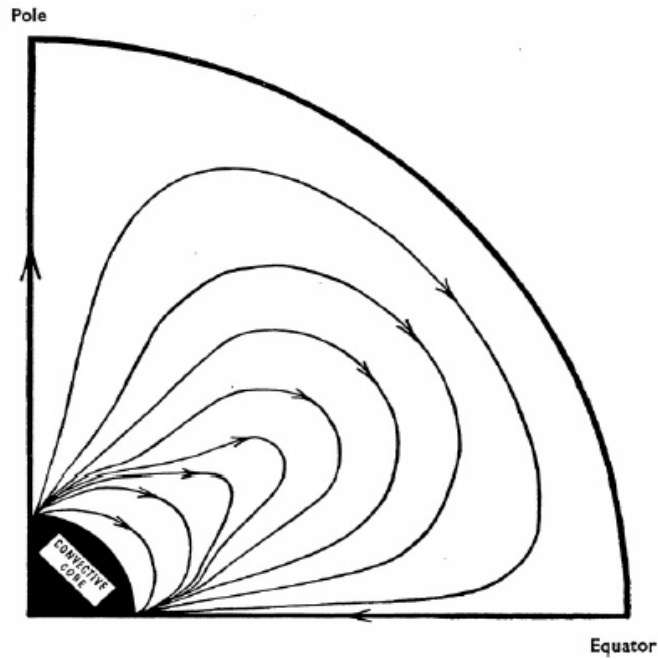


Figura 3.2: Sezione schematica di una stella rotante, dove le linee nere rappresentano la circolazione meridionale nel caso della rotazione di un corpo solido. La parte nera è il nucleo convettivo della stella, mentre la zona bianca (comprese le linee nere) è l'involucro convettivo della stella.

Instabilità di taglio

L'instabilità di taglio inizia a verificarsi quando due strati adiacenti in un fluido stratificato hanno velocità diverse. Una rappresentazione schematica è illustrata nella Fig. 3.3. Nel caso di una stella rotante, la diversa velocità di rotazione è dovuta alla circolazione meridionale che trasporta momento angolare tra i vari gusci della stella.

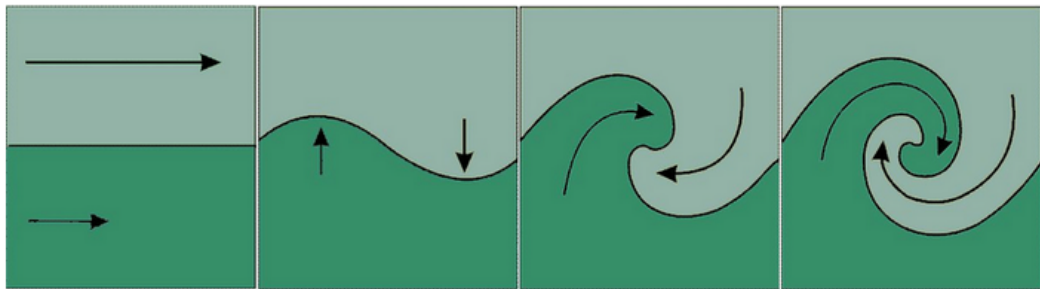


Figura 3.3: Instabilità di taglio. Una differenza tra le velocità dei diversi strati causa il mescolamento tra gli strati stessi.

L'instabilità di taglio si verifica, secondo il criterio di Richardson, quando:

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{dv}{dr}\right)^2} < Ri_c = \frac{1}{4}. \quad (3.2)$$

Dove, N^2 è la frequenza di Brunt-*Väisälä*, v è la velocità di rotazione tangenziale, Ri_c è il numero critico di Richardson. Tale criterio afferma che si sviluppa un'instabilità se l'eccesso di energia dei moti differenziali (eccesso rispetto all'energia della velocità media) è più grande del lavoro necessario a scambiare materia verticalmente. Esso dipende, inoltre, dal gradiente di composizione, così come dalla turbolenza orizzontale.

3.2.1 Perdita di massa

Un altro importante effetto presente nel trasporto di momento angolare è la perdita di massa. Inizialmente, nei vari modelli evolucionistici, la perdita di massa era considerata per stelle con massa maggiore di $12 M_\odot$, le quali sono le uniche significativamente colpite da questo processo durante la loro fase principale di bruciamento. Tuttavia, se si pensa a stelle rotanti, la perdita di massa deve essere presa in considerazione anche a masse inferiori per le seguenti ragioni: prima di tutto, la rotazione porta ad una maggior perdita di massa, a causa della minore gravità effettiva, causata dalle forze centrifughe. In secondo luogo, la perdita di massa rimuove momento angolare dalla stella, assicurando stabilità nel trasporto del momento angolare e nell'evoluzione della stella. Questo è particolarmente vero nel caso di stelle in rapida rotazione (cioè con $\omega \geq 0.90$). Durante l'evoluzione, stelle con elevati tassi di rotazione iniziale ($\omega \geq 0.90$) possono raggiungere la rotazione critica (tipicamente alla fine del MS). In tal caso, la gravità effettiva della superficie all'equatore è zero, a causa delle forze centrifughe, e gli strati più esterni si staccano dalla stella. Questo processo viene chiamato perdita di massa meccanica. Come suggerito da [3], possiamo aspettarci che questo fenomeno si verifichi principalmente nella regione equatoriale della stella, dove gli strati supercritici che fuggono dalla superficie mantengono quest'ultima alla velocità critica o leggermente al di sotto di essa. La perdita di massa causata dai venti (chiamata perdita di massa radiativa) potrebbe non essere sufficiente per estrarre il momento angolare richiesto per mantenere le shells esterne a meno della velocità critica.

3.2.2 Campo magnetico

Gli oggetti degeneri, come nane bianche e stelle di neutroni, sono stelle in cui la gravità è controbilanciata dalla pressione degenera degli elettroni nel nucleo. Tali oggetti, nelle fasi finali dell'evoluzione stellare, hanno un forte campo magnetico. Esso viene generato all'interno della stella (supponiamo durante la MS) dal movimento, nella zona convettiva, del plasma, che si comporta come una dinamo che genera un campo bipolare. Poiché le stelle sono soggette a una rotazione differenziale (velocità e tempi di rotazioni diversi a seconda del punto della superficie considerato), il campo magnetico viene costretto in un campo toroidale.

Alcune stelle massicce, al termine del proprio ciclo vitale, esplodono come supernovae e lasciano come residuo un oggetto molto compatto, ad esempio una stella di neutroni. Queste stelle conservano buona parte del campo magnetico della stella progenitrice, ma, a causa del collasso a cui questa è andata incontro, tale campo magnetico risulta estremamente potenziato. La stella di neutroni ruota rapidamente attorno al proprio asse, manifestandosi come pulsar, cioè come una sorgente di onde radio che emette periodicamente fasci di energia. Se la stella di partenza in

MS possiede un campo magnetico nell'intervallo tra 10 G - 1 kG, potrebbe portare alla formazione di una stella di neutroni con campo magnetico tra 10^{11} - 10^{13} G o a una nana bianca con campo magnetico tra $10^5 - 10^7$ G. Tali predizioni sono in accordo con il campo magnetico delle pulsar classiche, che è dell'ordine di 10^{12} G e con quello delle nane bianche magnetiche, inoltre, sono compatibili con l'ipotesi di campo magnetico fossile.

Tuttavia, è possibile anche ipotizzare l'esistenza di una dinamo interna nelle stelle rotanti. La formazione di campi magnetici nelle regioni convettive delle stelle è stata studiata principalmente nel caso della dinamo solare. Per dinamo solare si intende quel processo fisico che si viene a creare quando muovendo un fluido attraverso un campo magnetico preesistente si induce una corrente elettrica nel fluido stesso che distorce il precedente campo magnetico. La direzione della distorsione è quella in cui le linee di campo tendono ad essere trascinate via col fluido. Il fluido considerato è il plasma presente nelle zone interne del sole, che è formato principalmente da idrogeno ed elio allo stato di gas quasi completamente ionizzato a causa dell'elevatissima temperatura a cui si trova. Gli elettroni e protoni presenti nel plasma non sono legati tra loro come se fossero in atomi neutri, pertanto possono muoversi liberamente. Gli elettroni, essendo più leggeri dei protoni, si muovono a velocità maggiore, dando così origine a correnti elettriche molto intense all'interno del sole, in particolare nella regione che separa la zona radiativa (trasporto di energia tramite fotoni) da quella convettiva (trasporto di energia tramite moti turbolenti di masse di gas). Se il plasma possiede una componente di sforzo di taglio (ciò si verifica, come abbiamo visto prima nel Paragrafo 3.2, nelle zone convettive delle stelle), ogni linea di campo è tirata dalla corrente amplificando così il campo magnetico esistente. L'effetto principale di un campo magnetico nelle stelle è quello di creare un accoppiamento efficiente tra regioni adiacenti dell'interno stellare. A tale accoppiamento è possibile associare un coefficiente di viscosità che caratterizza una legge di rotazione non molto diversa dalla legge di rotazione del corpo solido.

3.3 Rotazione nelle stelle binarie

Una stella binaria è definita come un sistema stellare formato da due stelle che orbitano intorno al loro comune centro di massa. La stella primaria è la stella più luminosa, mentre l'altra viene chiamata compagna o secondaria. Se le componenti di un sistema binario sono abbastanza vicine (binarie strette), esse possono distorcere reciprocamente le loro atmosfere e, in alcuni casi, arrivano a scambiarsi materiale, così da modificare la loro normale evoluzione. Giunta al termine della sequenza principale, una stella sperimenta diverse fasi di instabilità, che la portano a espandersi. Se essa si trova in un sistema binario stretto, può colmare ed eccedere il suo Roche-lobe (regione di spazio attorno alla stella, all'interno del quale il materiale orbitante è gravitazionalmente legato a questa stella), cioè i suoi strati più esterni subiscono un'attrazione gravitazionale dalla compagna, maggiore di quanto sia quella esercitata dalla stella stessa. In questo modo si innesca un processo di trasferimento di massa da una stella all'altra governato dalle interazioni mareali; tale massa viene fatta propria dalla stella ricevente per impatto diretto o mediante un disco di accrescimento. (de Mink et al. 2009). In funzione dei valori del periodo orbitale e della velocità di rotazione, le maree possono aumentare o diminuire la rotazione assiale

delle componenti del sistema. In entrambi i casi, l'interazione mareale produce un elevato differenziale di rotazione interno e quindi un'instabilità di taglio. Il mixing di taglio risultante è molto efficiente e produce alti arricchimenti di azoto (N) ed elio (He) sulla superficie stellare (Song et al. 2013). Le interazioni di marea e di rotazione possono essere così elevate che, a causa del mixing, la stella primaria diventa chimicamente omogenea. Una tale evoluzione si verifica tipicamente quando le velocità di rotazione sono superiori a 250 km/s (questo limite di velocità vale per i modelli con un forte accoppiamento mediato da un campo magnetico interno). Se ciò accade, il raggio stellare non aumenta più durante l'evoluzione e, se le stelle sono abbastanza compatte, possono evitare il Roche-lobe overflow (RLOF) e quindi il trasferimento di massa. Il RLOF viene evitato nelle stelle di massa elevata (M iniziale $> 35 M_{\odot}$) con metallicità Z inferiore e periodi orbitali più brevi (Song et al. 2016). Questo scenario di evoluzione omogenea in un sistema binario è importante nel contesto della formazione di buchi neri binari.

3.4 Osservazione degli effetti della rotazione

I principali effetti della rotazione sono: come già elencato in precedenza, il rigonfiamento equatoriale, la rotazione differenziale, l'instabilità di taglio e il mixing interno. Un ulteriore effetto misurabile è l'arricchimento superficiale dei prodotti del bruciamento del ciclo del CNO, osservabile, ad esempio, dai rapporti N/H o N/C. Gli arricchimenti chimici sono direttamente proporzionali: alla massa stellare M , alla velocità di rotazione v , poiché aumenta l'instabilità di taglio e quindi il mixing è più efficiente, all'età t poiché sempre più prodotti nucleari raggiungono la superficie stellare con l'avanzare del tempo. La Fig. 3.4 illustra gli effetti previsti della rotazione per diverse masse e stadi evolutivi. Si notano le seguenti differenze tra questi due modelli (andando dall'alto al basso dei modelli HR).

Nell'immagine di sinistra, che considera modelli di stelle non rotanti, i colori indicano l'abbondanza del rapporto N/H su scala logaritmica (il valore iniziale è $\log(N/H) + 12 = 6.95$). Per tutte le stelle considerate in questo grafico non ci si aspetta una variazione nelle abbondanze superficiali durante la MS. Per stelle con masse minori di $40 M_{\odot}$, le variazioni nelle abbondanze superficiali si verificano dopo che la stella ha superato la RSG (fase di super gigante rossa) o fase di gigante rossa (primo dredge up). Alle metallicità solari, le stelle con massa iniziale maggiore di $60 M_{\odot}$ mostrano un leggero arricchimento di azoto in superficie già alla fine della MS a causa della forte perdita di massa. Nella zona superiore del grafico, la fascia della MS subisce un allargamento, raggiungendo il massimo per le stelle con massa maggiore, $120 M_{\odot}$. Tale allargamento è dovuto all'efficienza dei venti stellari.

Confrontando l'immagine di destra con quella precedentemente descritta si notano le seguenti differenze:

- L'allargamento della fascia della MS non si verifica più sopra le $60 M_{\odot}$. Questa è una conseguenza del mixing dovuto alla rotazione, che impedisce qualsiasi significativa evoluzione durante la fase MS riducendo l'opacità negli strati esterni. Questo dimostra che per masse $M > 60 M_{\odot}$, la larghezza della MS è molto sensibile al mixing, tale sensibilità è stata riscontrata anche a metallicità solari.

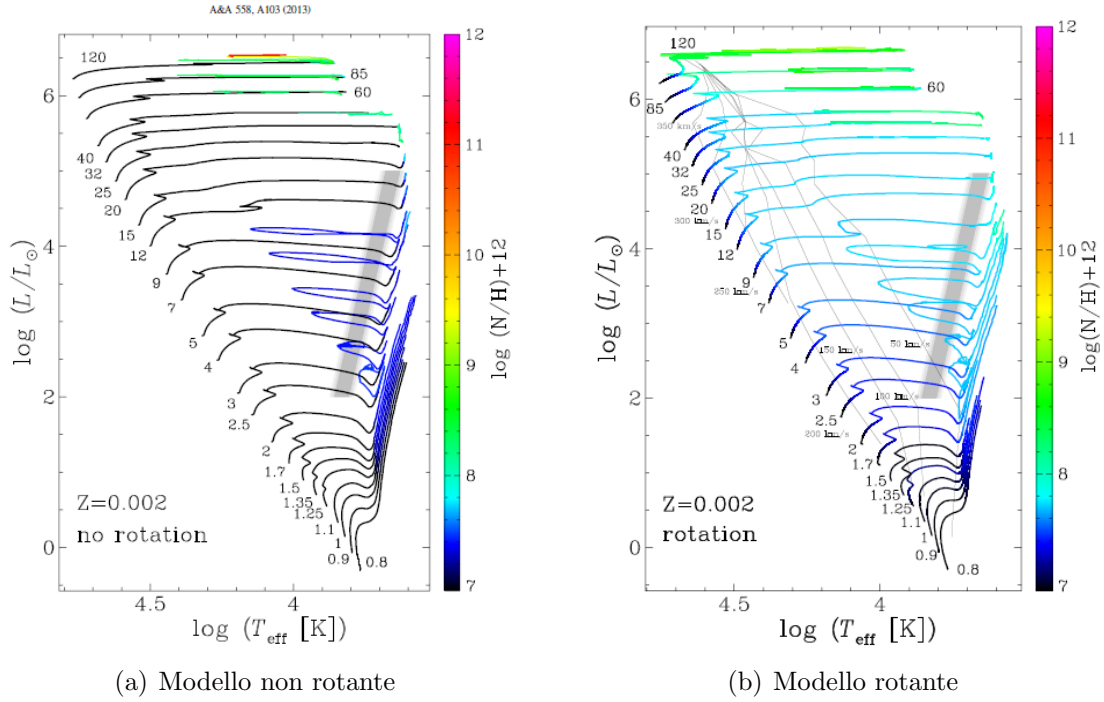


Figura 3.4: sinistra (a): Diagramma HR per modelli non rotanti con $Z = 0.002$. La scala dei colori indica il numero di abbondanza superficiale di azoto in scala logaritmica dove l'abbondanza di H è 12. Destra (b): Diagramma HR per modelli rotanti con $Z = 0.002$ analoga alla figura di sinistra. Immagine presa da [3].

- La variazione delle abbondanze superficiali nei modelli rotanti avviene in stadi dell'evoluzione molto precoci rispetto a stelle non rotanti con simile massa iniziale.

Come già discusso in [8], il livello di arricchimento dipende sia dalla massa iniziale (più alto a masse maggiori) sia dall'età (più alto a più fasi avanzate). Alla fine della MS, i rapporti N/H sono aumentati di oltre un fattore 3 rispetto al valore del rapporto iniziale N/H sulla superficie di tutte le stelle rotanti con $M_{in} > 2.5M_{\odot}$, mentre nei corrispondenti modelli non rotanti, questo rapporto mantiene lo stesso valore durante tutta la ZAMS.

Pertanto, gli arricchimenti chimici sono una funzione a più variabili [8], ad esempio,

$$(N/H) = f(M, v, t, Z, \text{binarity}, \dots) \quad (3.3)$$

Il rapporto tra azoto e idrogeno è una funzione di: massa M , velocità v , età t , se la stella si trova in un sistema binario o meno e altri fattori. Il trascurare la dipendenza dell'abbondanza dagli effetti rotazionali da parte di alcuni autori, che si limitano a concentrarsi su una semplice relazione della forma $(N/H) = f(v)$, ha portato a inutili dibattiti per oltre un decennio. Gli arricchimenti di He in superficie avvengono molto più lentamente degli arricchimenti di N, poiché il gradiente interno di He è molto più debole del gradiente di N. Recenti analisi hanno confermato gli effetti previsti. Un'attenta indagine spettroscopica delle stelle galattiche di tipo O di [9] conferma molti effetti previsti della rotazione.

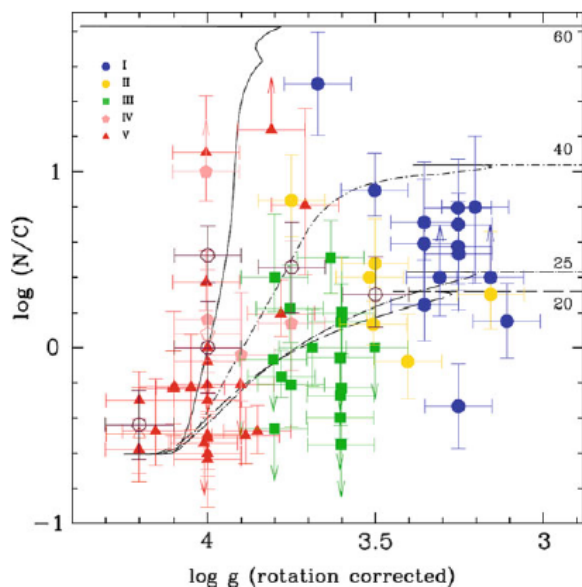


Figura 3.5: $\log(N/C)$ in funzione di \log (gravità) per un campione di stelle OB. Triangoli rossi sono stelle nane, pentagoni rosa sono subgiganti, quadrati verdi sono giganti, ottagoni gialli sono giganti luminose, cerchi blu sono supergiganti. I simboli aperti rappresentano stelle magnetiche. Le tracce evolutive di modelli rotanti vengono da [2]. Sono fornite le tipiche barre di errore.

La Fig. 3.5 illustra bene l'effetto dell'età sugli arricchimenti chimici. Si osserva una chiara tendenza a un arricchimento di N più forte nelle stelle più evolute. La tendenza di un mixing maggiore negli oggetti più massicci è presente sia tra le stelle nane che tra le supergiganti. Il 90% di stelle è ben rappresentato dai modelli di [2] che considera gli effetti rotazionali. Il fatto che il mixing è maggiore a Z inferiori è supportato dall'evidenza di una produzione di azoto primario nelle stelle con Z basse (Meynet e Maeder 2002). Come per gli effetti magnetici nelle stelle rotanti, si osserva una varietà di arricchimenti N nelle stelle magnetiche OB, così che non è chiaro, per ora, se il mixing sia sistematicamente guidato da campi magnetici.

3.5 Effetti evolutivi della rotazione sulla struttura interna delle presupernovae

3.5.1 Nuclei stellari: massa e composizione

La maggior parte delle differenze delle strutture delle presupernovae tra i modelli rotanti e i modelli non rotanti emerge durante le prime fasi dell'evoluzione. Le diverse evoluzioni delle stelle nelle loro fasi finali dipendono significativamente dalla massa iniziale delle stelle stesse. La Fig. 3.6 [7] mostra le masse dei nuclei stellari in funzione della massa iniziale per un modello non rotante (linea tratteggiata) e uno rotante (linea continua) con $Z = 0.02$. Poiché la rotazione incrementa la perdita di massa, la massa finale M_{final} , del modello rotante è sempre minore rispetto a quella del modello non rotante, a parità di massa iniziale. E' significativo notare che per stelle molto massicce ($M \geq 60M_{\odot}$) la perdita di massa durante la fase WR (Wolf Rayet) è proporzionale alla massa effettiva della stella. Ciò si traduce in una

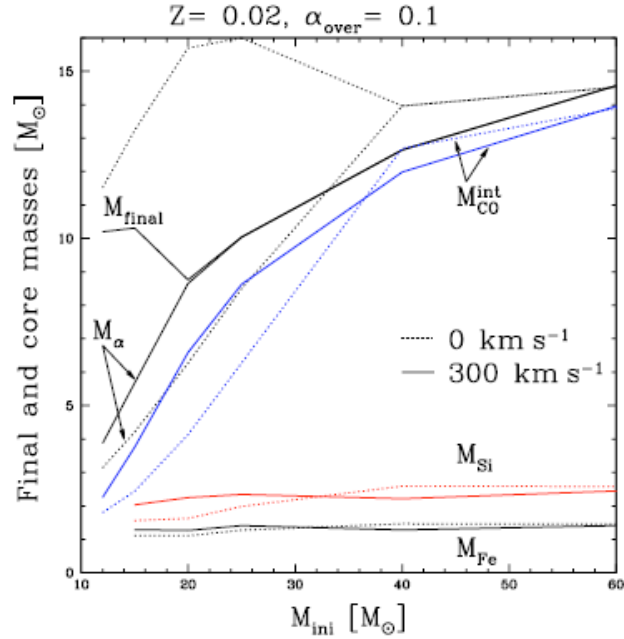


Figura 3.6: Masse dei nuclei stellari in funzione della massa iniziale e della velocità (un modello rotante e uno non rotante) alla fine della fase di bruciamento del core di Silicio. Metallicità iniziale: $Z=0.02$. Grafico preso da [7].

convergenza delle masse finali vicino a $15 M_{\odot}$. M_{α} e M_{CO} , rispettivamente, sono la massa dei nuclei di He e di CO; queste masse determinano essenzialmente i tipi di eventi di supernova. Possiamo, inoltre, osservare una differenza generale tra gli effetti della rotazione tra masse maggiori e minori di $30 M_{\odot}$. Per le masse minori di $30 M_{\odot}$, la rotazione aumenta significativamente la massa del nucleo, a causa del mixing. Per masse maggiori di $30 M_{\odot}$, la rotazione fa entrare precocemente la stella nella fase di WR. Una stella rotante spende, quindi, un tempo maggiore in questa fase caratterizzata da pesanti tassi di perdita di massa, e verrà ad avere valori più piccoli di M_{α} e M_{CO} allo stadio di presupernova, rispetto a una stella analoga non rotante. Nella Fig. 3.6, risulta facile notare che tra le 15 e le $25 M_{\odot}$ le differenze tra il modello rotante e non rotante si fanno più marcate. Considerando la dipendenza dalla massa iniziale, è possibile fare le seguenti osservazioni:

- M_{final} : non c'è una semplice relazione tra la massa finale e quella iniziale. Il punto importante è che una massa finale tra le 10 e le $15 M_{\odot}$ può corrispondere ad una qualsiasi stella con massa iniziale tra 15 e $60 M_{\odot}$.
- M_{α} e M_{CO} : le masse dei nuclei aumentano significativamente con la massa iniziale. Per le stelle molto massicce, tali masse dei nuclei sono limitate dall'importante tasso di perdita di massa che caratterizza queste stelle. Tipicamente M_{α} è pari alla massa finale per stelle con massa iniziale di $M \geq 20 M_{\odot}$ per i modelli rotanti e per $M \geq 40 M_{\odot}$ per quelli non rotanti. La massa del nucleo di carbonio e ossigeno è anch'essa limitata dalla perdita di massa per $M \geq 40 M_{\odot}$ per entrambi i modelli.
- M_{Si} (alla fine del bruciamento del Si nel nucleo): per i modelli rotanti M_{Si} oscilla tra 2 e $2.5 M_{\odot}$. Per il modelli non rotanti, la massa aumenta linearmente

tra 15 e 40 M_{\odot} e resta costante per masse maggiori (a causa della perdita di massa).

Per quanto riguarda la composizione delle diverse shells allo stadio di presupernova, le differenze prodotte nel nucleo dalla rotazione sono molto piccole, mentre sono maggiori negli strati esterni, specialmente per l'involucro ricco di H (se ce n'è uno) e gli strati ricchi di He e C. Confronti tra i risultati di vari autori riguardanti le masse dei nuclei sono stati effettuati da [Hirschi et al. \(2005a\)](#) per stelle con masse iniziali comprese tra 15 e 25 M_{\odot} . Per M_{α} , le differenze sono piccole ($< 10\%$). Per M_{CO} , anche per modelli senza rotazione, raggiungono quasi un fattore due a 25 M_{\odot} . Tali differenze derivano da:

- i diversi criteri convettivi considerati, Schwarzschild o Ledoux, e il modo in cui overshooting e semiconvezione sono trattati.
- le diverse velocità di reazione utilizzate per la reazione critica $12C(\alpha, \gamma)16O$ che influenzano considerevolmente le fasi di combustione di He e C.

Il modo, inoltre, in cui il mixing è considerato durante la Main Sequence e la fase del bruciamento dell'elio He è un punto particolarmente critico per i diversi modelli di presupernova, che porta a significative differenze nelle considerazioni finali dei vari autori.

3.5.2 Nuclei stellari: momento angolare e relazione con la rotazione delle pulsar

L'evoluzione della velocità angolare Ω è governata dai vari processi di mixing, in particolare dalla circolazione meridionale, così come dalla convezione, dalla contrazione e dall'espansione. La velocità angolare, così come per la perdita di massa dovuta ai venti stellari, rimuove il momento angolare dalla superficie stellare.

La Fig. 3.7a, [\[7\]](#), mostra l'evoluzione della velocità angolare (Ω) per un modello rotante di 25 M_{\odot} dall'inizio della sequenza principale (MS), dove è considerata una costante, fino alla fine della fase di combustione del Si. L'evoluzione di Ω deriva da molti processi diversi: la convezione produce la rotazione del corpo rigido, la contrazione aumenta Ω mentre l'espansione la diminuisce, in modo da conservare il momento angolare. L'instabilità di taglio riduce il gradiente di Ω , mentre la circolazione meridionale può ridurlo come aumentarlo; infine, la perdita di massa può rimuovere il momento angolare dalla superficie. Se durante la fase di combustione dell'idrogeno, tutti questi processi sono presenti, dalla fine della fase MS in poi, l'evoluzione di Ω è governata principalmente dalla convezione e, per le stelle più massicce, solo durante la fase di combustione dell'He, dalla perdita di massa.

Durante la MS, Ω diminuisce in tutta la stella. Quando la stella diventa una supergigante rossa (RSG) e la velocità angolare sulla superficie decresce significativamente a causa dell'espansione degli strati esterni, serve tener conto che nel modello di 25 M_{\odot} l'involucro viene gradualmente perso a causa dei venti stellari (nella fase di bruciamento dell'He). Nel centro, Ω aumenta notevolmente quando il nucleo si contrae. Dopo questa fase, i tempi nucleari sono così brevi che i blandi processi di miscelazione cessano di essere efficienti. Successivamente il profilo di Ω si appiattisce a causa della convezione e della conservazione locale del momento angolare. Per la

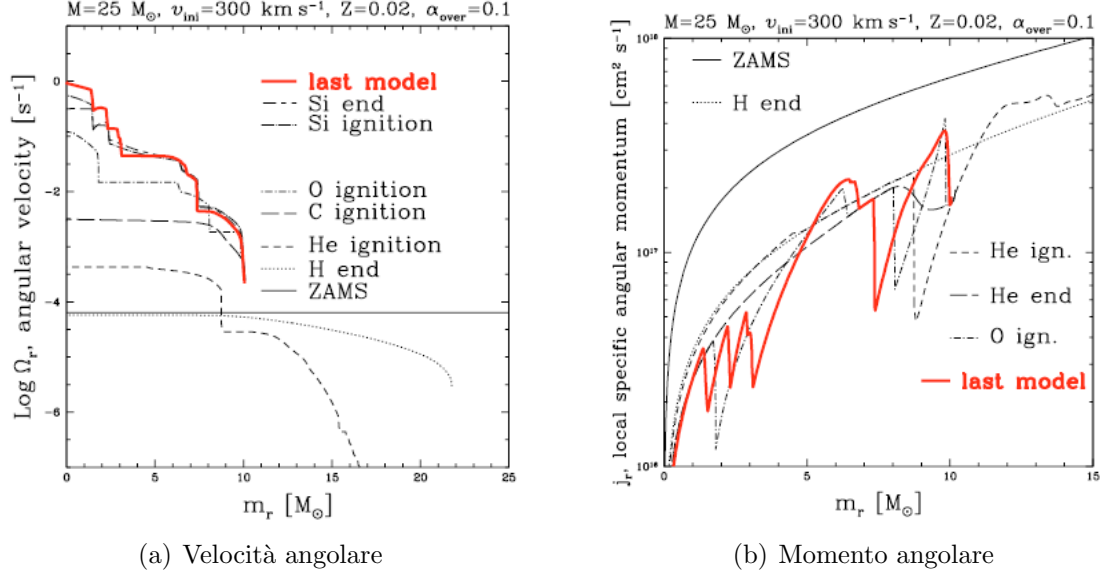


Figura 3.7: (a): Distribuzione interna della velocità angolare in funzione della massa in coordinate lagrangiane, m_r per il modello di massa $25 M_{\odot}$ ($v_{in} = 300 \text{ km s}^{-1}$, $Z = 0.02$) a diversi stati evolutivi. (b): Profilo locale del momento angolare specifico per il modello di massa $25 M_{\odot}$ ($v_{in} = 300 \text{ km s}^{-1}$, $Z = 0.02$) a diversi stati evolutivi. Grafici presi da [7].

forte contrazione centrale, Ω continua ad aumentare durante le fasi successive della combustione nucleare, cosicché raggiunge valori dell'ordine di 1 s^{-1} al termine della fase del bruciamento del Silicio, valore ancora molto al di sotto del limite di rottura.

Mentre la velocità angolare Ω può variare di quattro ordini di grandezza o più durante l'evoluzione (vedi Fig. 3.7a), l'andamento del momento angolare specifico $j(r) = 2\sqrt{3}\Omega_r r^2$ è completamente diverso, come mostrato nella Fig. 3.7b, che si riferisce allo stesso modello di $25 M_{\odot}$ come in Fig. 3.7a. Il momento angolare specifico resta costante sotto l'effetto della pura contrazione o espansione, ma varia quando sono attivi i meccanismi di trasporto, i quali rimuovono il momento angolare dalle regioni centrali. La maggior parte della rimozione avviene durante la fase del bruciamento del nucleo di idrogeno. E' presente ancora una piccola riduzione durante la fase del bruciamento dell'elio; poi, l'evoluzione è prevalentemente governata dalla convezione, che trasporta il momento angolare dalle regioni più interne della zona convettiva a quelle più esterne della zona radiativa. Questo produce i "denti" presenti in Fig. 3.7b.

Il momento angolare della stella alla fine della fase del bruciamento del Si è essenzialmente lo stesso presente alla fine del bruciamento dell'He. Inoltre, il profilo del momento angolare resta sostanzialmente invariato dopo l'innesco del bruciamento del carbonio. Ciò significa che è possibile stimare il momento angolare delle pre-supernovae guardando a questo valore alla fine del bruciamento dell'He. Per il modello di $25 M_{\odot}$ il momento angolare dei suoi resti è $\mathcal{L}_{rem} = 1.63 \cdot 10^{50} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ al termine del bruciamento del Si. Il momento angolare è diminuito di un fattore ~ 5 tra la ZAMS e la fine del bruciamento dell'He. Questo sottolinea quanto è importante trattare correttamente il trasporto del momento angolare durante la MS.

È interessante confrontare la rotazione dei nuclei stellari nello stadio di presupernova con la rotazione delle pulsar [6]. Nello stadio di presupernova, per un nucleo di densità di circa $10^8 g cm^{-3}$, la velocità angolare è tipicamente di circa $1 s^{-1}$. Considerando un elemento di massa che si contrae e la conservazione del momento angolare, la legge che descrive la variazione della velocità angolare è $\Omega \sim r^{-2} \sim \rho^{2/3}$. Le stelle di neutroni hanno una densità tipica superiore a $10^{14} g cm^{-3}$ pertanto il loro periodo di rotazione iniziale dovrebbe essere di circa 0.1 ms. Dalle osservazioni, però, emerge che i periodi iniziali sono di circa 10 ms. Tale valore è di due ordini di grandezza maggiore di quello predetto. Nei possibili stadi evolutivi che cercano di dare una spiegazione a questa divergenza tra i due valori, il campo magnetico risulta essere determinante: esso agisce in due modi. In primo luogo, esso impone una rotazione del corpo solido tale da estrarre molto momento angolare dai nuclei stellari; in questo modo la rotazione delle pulsar differirebbe dal valore predetto di un solo ordine di grandezza. In secondo luogo, i campi magnetici superficiali in stelle del primo tipo, assieme ai venti stellari, producono un efficiente accoppiamento tra la stella e i venti, con una rimozione significativa del momento angolare (Meynet et al. 2011). Anche un campo iniziale di 100 G produce, peraltro, una riduzione della rotazione di un ordine di grandezza per effetto della rotazione del corpo solido, mentre per 1 kG, l'ulteriore riduzione della rotazione della pulsar raggiungerebbe i quattro ordini di grandezza.

Capitolo 4

Effetti evolutivi della rotazione sui progenitori e sui tipi di esplosioni

Le supernovae (SNe) sono suddivise in vari Tipi in base al loro spettro e a volte in base alla loro curva di luce (Turatto 2003). Ciò significa che i Tipi di SNe sono classificati secondo le proprietà chimiche e fisiche degli strati più esterni della stella progenitrice che esplose. Le prime due classi principali in cui vengono suddivise le supernovae furono identificate in base alla presenza o assenza dell'idrogeno nelle linee spettrali: le SNe di Tipo I (SNI) non mostrano linee dell' H, mentre nelle SNe dei Tipo II (SNII) sono ben visibili, e si ritiene che esse provengano dall'esplosione di stelle massicce con $M > 8M_{\odot}$. Le SNe sono ulteriormente suddivise in altre categorie, a seconda del tipo di stella da cui provengono, ad esempio le SNe di Tipo Ia si presume derivino da nane bianche in un sistema binario (Hillebrandt et al. 2013). Le SNe di Tipo Ib e Ic non mostrano linee di H (Ib) e He (Ic) nel loro spettro. La mancanza degli involucri di H ed He ha fatto inizialmente prendere in considerazione le stelle Wolf Rayet come progenitori, poiché sono prive di tali involucri. E' anche possibile che esse derivino da alcune stelle di piccola massa in un sistema binario, dove la stella compagna è responsabile della sottrazione di massa dal progenitore. La struttura dell'involucro del progenitore della supernova determina la posizione del nucleo che collassa nel diagramma HR e ha un forte impatto sull'evoluzione fotometrica e spettroscopica della supernova.

In questa sezione, viene discusso come la rotazione assiale stellare influisce sugli involucri stellari e quindi sulla natura dei progenitori delle SNe nel diagramma HR e sul tipo di evento di SN. E' possibile distinguere quattro intervalli di massa che portano a diversi stadi finali dell'evoluzione e quindi a diversi progenitori delle SNe:

- Stelle con masse tra 9 e 20 M_{\odot} : queste stelle terminano la loro vita come supergiganti rosse con metallicità solare (vedi, ad esempio, i 20 MSun in Fig. 4.1 [2]). Queste stelle sono i progenitori delle supernove di tipo IIP.
- Stelle con massa tra 20 e 25 M_{\odot} : queste stelle attraversano il gap del diagramma HR, diventando per un po' una supergigante rossa, e poi si evolvono fino alla fase blu terminando la loro vita come supergiganti gialle, blu o persino stelle di Wolf-Rayet. Queste stelle dovrebbero produrre supernove di tipo IIL, Iib e talvolta anche tipo Ib (vedi 25 M_{\odot} in Fig. 4.1).

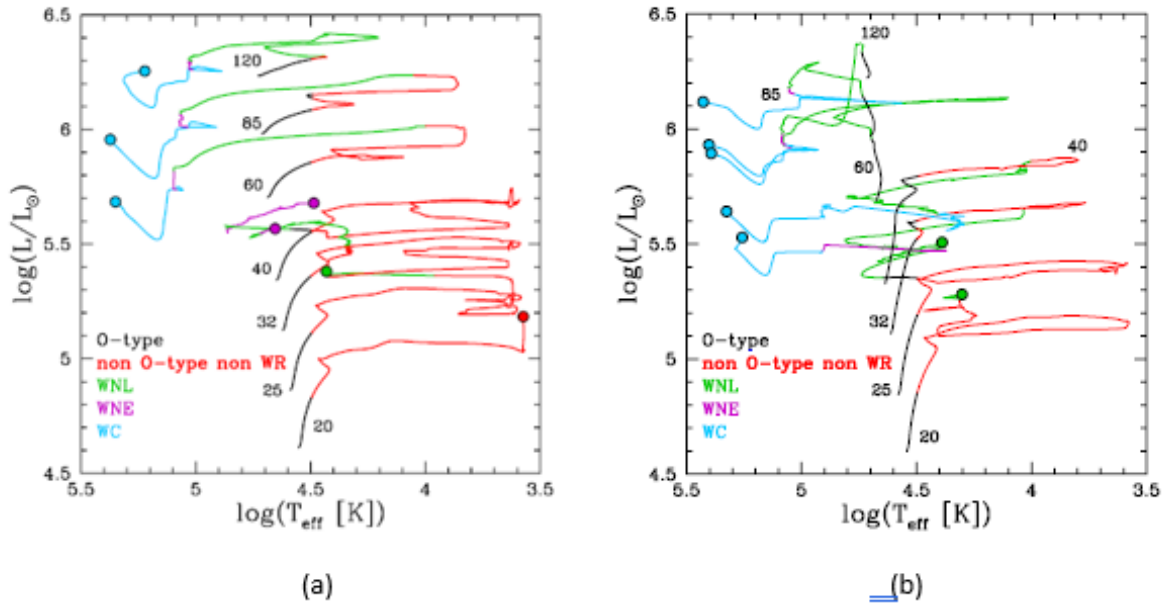


Figura 4.1: : Tracce evolutive per modelli non rotanti(a) e rotanti (b) alle metallicità solari con masse iniziali sopra le $20 M_{\odot}$. La fine dell'evoluzione è indicata da un pallino. I diversi tipi\fasie sono segnati con colori diversi (tipo-O: nero; né tipo-O né WR: rosso; WNL: verde; WNE: viola; WC: azzurro) [2]

- Stelle con massa compresa tra 25 e $150 M_{\odot}$: queste stelle finiscono la loro vita come stelle WR. Possono produrre buchi neri senza eventi di supernova, tutta la materia viene inghiottita dal resto stellare, o da un evento di supernova tipo Ibc (vedi le tracce da $32 M_{\odot}$ a $120 M_{\odot}$ in Fig. 4.1).
- Stelle con masse iniziali superiori a $150 M_{\odot}$: queste stelle possono incontrare l'instabilità di coppia (the pair instability) durante le fasi avanzate della loro evoluzione. Queste instabilità possono innescare pulsazioni e in alcune circostanze la completa distruzione della stella che dà vita a una supernova di creazione di coppia (PCSN, Heger e Woosley 2002).

I limiti di massa tra queste quattro categorie sono indicativi e dipendono da molti fattori fisici dei modelli come la metallicità, la rotazione, o i venti stellari. Le interazioni tra stelle binarie strette implicano una variazione dei limiti di massa.

Di seguito vengono indicati i criteri utilizzati per determinare il tipo di stella a un dato tempo. Una stella con $\log(T_{eff}\backslash K) > 4.0$ e una frazione in massa di idrogeno sulla superficie di $X_H < 0.3$ è considerata una stella WR. Una stella con $\log(T_{eff}\backslash K) > 4.5$ che non è una WR è una stella di tipo O. Una stella WR con una frazione in massa di idrogeno sulla superficie di $X_H > 10^{-5}$ è una stella WNL. Una stella WR senza idrogeno in superficie e con un'abbondanza di C minore dell'abbondanza di N sulla superficie è una stella WNE. Una stella WR senza H in superficie ma con l'abbondanza di C maggiore dell'abbondanza di N è una stella WC o WO. Una stella WR senza H, e con una frazione in massa superficiale di $\frac{X_C}{X_N}$ compreso tra 0.1 e 10 è una stella WNC. La fase WNC si trova tra le fasi WNE e WC.

La Fig. 4.1 mostra dove avviene ogni fase WR nel diagramma HR per modelli con

massa tra 20 e 120 M_{\odot} . Confrontando i modelli rotanti con quelli non rotanti emergono le seguenti differenze:

- La traccia della MS per le stelle più massicce ($M \geq 60M_{\odot}$) segue un'evoluzione sostanzialmente omogenea durante la MS.
- Senza la rotazione, solo le stelle con $M = 120M_{\odot}$ entrano nella fase di WR alla fine della MS; mentre, con la rotazione, già le stelle con $M = 60M_{\odot}$ entrano nella fase di WR durante la MS.
- Un piccolo range di masse iniziali attraversano la fase RSG prima di entrare nel regime di WR. Tali modelli raggiungono $\log(T_{eff}/K) \geq 3.5$ nella fase RSG, e successivamente, a causa della forte perdita di massa, si evolvono tornando nella parte blu del diagramma HR. Infine, diventano stelle WR al termine della loro evoluzione. La rotazione restringe l'intervallo di massa della famiglia di stelle che si evolvono in WR dopo la fase di RSG.
- La luminosità minima raggiunta dalle stelle WN e WC è data dal minimo delle masse iniziali delle stelle che entrano nelle fasi WNL e WC. Esse sono ridotte dalla rotazione. Le luminosità minime per stelle WNL e WC sono rispettivamente 5.37 e 5.5 per i modelli non rotanti mentre sono 5.25 e 5.35 per i modelli rotanti.

4.1 Stelle che terminano la loro vita come supergiganti rosse

Le SNe di Tipo IIP sono il tipo più comune di supernovae derivanti dal collasso del nucleo (Smartt et al. 2009; Eldridge et al. 2013). Le osservazioni mostrano che esse costituiscono circa il 50% del totale delle supernovae di questo tipo. Si è, da tempo, abbastanza certi che i progenitori delle SNe di Tipo IIP siano le stelle supergiganti rosse (RSG). Le RSG sono stelle massicce post sequenza principale che hanno terminato il bruciamento dell'H e sono entrate nella fase del bruciamento dell'He. Nella tabella in Fig. 4.2 sono elencati 13 esempi di SNe di Tipo II di cui sono stati identificati con certezza i progenitori nel periodo dal 1999 al 2013 (compreso). Ci sono, però, altri 13 casi di SNe di Tipo II, ottenuti dall'Hubble Space Telescope (o immagini terrestri alternative di alta qualità), che hanno dati pre-esplosione delle SNe, in cui non viene individuato alcun progenitore. In questi casi, il progenitore è al di sotto del limite di rilevabilità degli strumenti e non si possono ricavare a priori informazioni sul colore e sulla temperatura effettiva delle stelle. Tuttavia, essendo statisticamente rilevante il numero di supernovae di cui non è stato possibile identificare un progenitore, ciò pone un vincolo sull'intervallo di massa e luminosità della popolazione progenitrice.

Se si assume che i progenitori di queste SNe di Tipo II (principalmente IIP) siano supergiganti rosse, allora si può calcolare un limite di luminosità per questo regime di temperatura effettivo. Campionando la regione di lunghezza d'onda tra 7.000 e 9.000 Å si ottiene che il limite superiore di luminosità è approssimativamente costante attraverso i colori e le temperature delle supergiganti di tipo K e M, tali risultati sono mostrati nella tabella in Fig. 4.3.

SN	Type	$\log T_{\text{eff}}$	err	$\log L$	err	Reference	$M(\text{S,G})$	$M(\text{K})$
SN2003gd	II-P	3.54	0.02	4.3	0.20	From (1), similar to (2)	7^{+4}_{-1}	(8)
SN2005cs	II-P	3.55	0.05	4.4	0.20	From (3), similar to (5) and (6)	8^{+4}_{-1}	(9)
SN2009md	II-P	3.55	0.01	4.5	0.20	From (11)	9^{+4}_{-2}	(10)
SN2006my	II-P	3.55	0.10	4.7	0.20	From (3), similar to (4) and (7)	10^{+3}_{-2}	12
SN2012A	II-P	3.58	0.05	4.7	0.10	From (13)	10^{+4}_{-2}	12
SN2013ej	II-P	3.57	0.04	4.7	0.20	From (16)	10^{+4}_{-2}	12
SN2004et	II-P	3.56	0.05	4.8	0.20	From (4) and (17)	12^{+3}_{-3}	13
SN2008bk	II-P	3.64	0.10	4.8	0.20	From (3), similar $\log L/L_{\odot}=4.6$ in (8)	12^{+3}_{-3}	13
SN2004A	II-P	3.59	0.04	4.9	0.30	From (3), see Section 2.1.1	13^{+6}_{-3}	14
SN2012aw	II-P	3.56	0.04	4.9	0.10	From (14), see Section 2.1.2	13^{+2}_{-2}	14
SN2009hd	II-L	3.72	0.15	5.0	0.20	From (12)	15^{+3}_{-3}	16
SN2009kr	II-L	3.68	0.03	5.1	0.25	From (9), similar results in (10)	16^{+5}_{-5}	18
SN2012ec	II-P	3.53	0.03	5.1	0.20	From (15)	16^{+5}_{-5}	18

Figura 4.2: Identificazione dei progenitori di alcune SNe di Tipo II. Le masse iniziali dei modelli stellari che finiscono con queste luminosità sono date nelle ultime due colonne: $M(\text{S,G})$ sono le masse (in M_{\odot}) dai modelli rotanti STARS e Geneva (che hanno luminosità finali simili); le masse $M(\text{K})$ sono dal modello KEPLER. [13].

SN	$\log L$	Reference	$M(\text{S,G})$	$M(\text{K})$
SN2006ov	< 4.7	From (1); < 4.4 from (2)	< 10	< 12
SN2004dg	< 4.7	From (1); < 4.5 from (2)	< 10	< 12
SN2001du	< 4.7	From (1); < 4.7 from (2)	< 10	< 12
SN2006bc	< 4.9	From (1); < 4.4 from (2)	< 13	< 14
SN2007aa	< 4.9	From (1); < 4.6 from (2)	< 13	< 14
SN1999gi	< 4.9	From (1); < 4.6 from (2)	< 13	< 14
SN2009N	< 4.9	From (1)	< 13	< 14
SN1999br	< 5.0	From (1) < 4.9 from (2)	< 15	< 16
SN1999em	< 5.0	From (2)	< 15	< 16
SN2009ib	< 5.0	From (3); same result in (1)	< 15	< 16
SN2002hh	< 5.0	From (1); < 5.0 from (2)	< 15	< 16
SN2009H	< 5.1	From (1)	< 16	< 18
SN1999an	< 5.2	From (1); < 5.2 from (2)	< 17	< 20

Figura 4.3: Limite superiore per la luminosità della SNe di Tipo II e IIP. Il valore della massa iniziale delle stelle che terminano la loro vita a quella luminosità è dato nelle ultime due colonne come nella tabella in Fig. 4.2.

Queste osservazioni confermano il fatto che le supernove di Tipo IIP hanno effettivamente supergiganti rosse come progenitrici. I progenitori delle SNe di Tipo IIP, pertanto, hanno masse comprese tra circa 8 e 15-18 M_{\odot} . Nella Fig. 4.1 sono indicate le tracce evolutive per modelli stellari rotanti (b) e non rotanti (a) alle metallicità solari. Si nota che il limite superiore di luminosità delle stelle che terminano la loro vita come RSG è compreso tra 20 e 25 M_{\odot} per i modelli non rotanti. Mentre, per i modelli rotanti, è tra 15 e 20 M_{\odot} , valori sufficientemente in accordo con il limite trovato nelle considerazioni precedenti.

4.2 Stelle che terminano la loro vita come supergiganti gialle-blu

Dalle osservazioni è emerso che alcune SNe derivanti dal collasso dei nuclei avevano come progenitori stelle supergiganti blu o gialle (vedi Fig. 9; see also Table 3 and Fig. 3 in [13]). Tali supernovae derivanti da questi eventi sono del Tipo IIL o Iib. Il

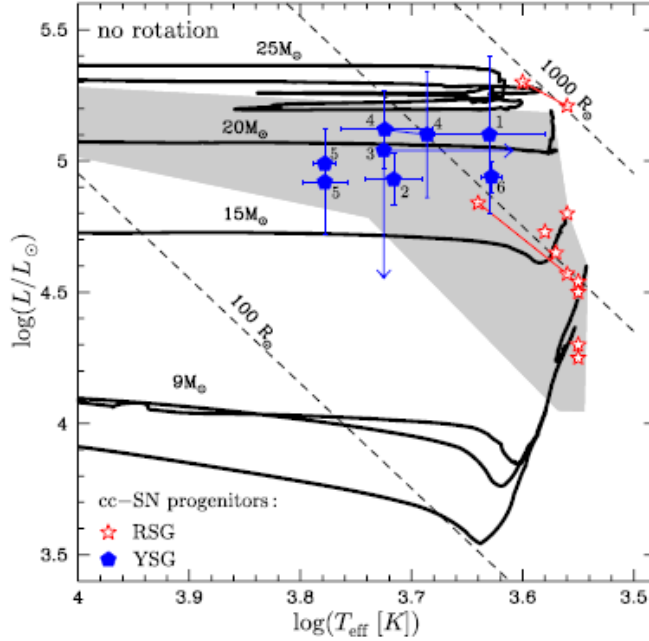


Figura 4.4: Tracce evolutive nel diagramma HR per modelli non rotanti con sovraimprese le posizioni dei progenitori delle SNe core-collapse. Le stelle vuote indicano le supergiganti rosse, i pentagoni pieni indicano SNe con supergiganti gialle come progenitori. Il segmento continuo segna la posizione dei progenitori della stessa SN ottenuti dai vari autori. Nell'area grigia si trovano i progenitori delle SNe predetti dai modelli non rotanti calcolati con i vari tassi di perdita di massa durante la fase RSG. [11]

range di massa di questi progenitori è compreso tra le 15 e le 20 M_{\odot} , perciò vicino al limite trovato da [Smartt \(2009\)](#) per i progenitori di SNe di tipo IIP.

E' interessante analizzare la curva di luce dell'evento di supernova che ha dato vita a Cas A (resto di supernova presente nella costellazione di Cassiopeia A), che risulta essere stata una supernova di tipo IIb di massa iniziale di circa 15 M_{\odot} ([Krause et al. 2008](#)). Progenitori di questo tipo possono essere caratterizzati da forti perdite di massa che si verificano durante la fase di supergigante rossa ([2]). Queste perdite di massa sono causate da diversi processi interni, per esempio, da pulsazioni o da interazioni della radiazione con la polvere.

Anche le supergiganti gialle/blu possono essere prodotte mediante trasferimento di massa in un sistema binario chiuso. In tal caso, il trasferimento di massa non si verifica necessariamente durante la fase supergigante rossa, ma può verificarsi anche in fasi precedenti. Nello stesso range di luminosità, e quindi di massa, dove questi progenitori supergiganti blu-gialli si osservano, vengono individuate anche supergiganti rosse come progenitori di supernove di tipo IIP (vedi Fig.4.4). Ciò indica che dallo stesso intervallo di massa possono derivare tipi di evoluzione diversi. Nello scenario di stella singola, la rotazione assiale potrebbe essere un ingrediente fisico responsabile di questa differenziazione. In effetti, la rotazione aumenta la luminosità della stella e favorisce così l'apparizione, negli strati più esterni, di zone dove la luminosità diventa maggiore della luminosità di Eddington, innescando così una perdita di massa più efficiente. Se consideriamo lo scenario di stelle doppie, anche la presenza di un compagno può essere una spiegazione di questa ramificazione

dell'evoluzione.

Ci si può chiedere se vi siano possibili evidenze che consentono di distinguere uno scenario singolo da uno binario, quale fase precedente allo stato di stella supergigante gialla o blu. Nel caso dello scenario a stella singola, si verifica un'evoluzione verso il blu quando la frazione di massa del nucleo diventa maggiore di un dato limite: circa il 70% della massa totale. Ciò significa che la supergigante gialla o blu, quando inizia ad evolversi verso il blu, avrà ancora un involucro ricco di H che contiene circa il 30% della massa totale. Nel caso di uno scenario binario, i meccanismi della perdita di massa sono governati dall'evoluzione delle orbite delle due stelle e dall'evoluzione dei loro raggi. Il trasferimento di massa si interrompe quando il raggio del primario diventa inferiore al limite di Roche. È interessante notare che, a seconda del meccanismo fisico dei tassi di perdita di massa, la struttura della stella potrebbe essere molto diversa allo stadio presupernova. Numerose simulazioni mostrano che il trasferimento di massa può produrre stelle aventi un involucro con un contenuto di H molto più piccolo rispetto all'evoluzione di una stella singola. Nel caso in cui le osservazioni permettono di dedurre la massa degli strati esterni ricchi di H nei progenitori, la differenza nel contenuto di H negli involucri permette di distinguere i due tipi di scenari.

4.3 Stelle che terminano la loro vita come stelle LBV

Le Luminous Blue Variables (LBV) sono state generalmente considerate uno stadio evolutivo transitorio tra una fase stellare di tipo O e una fase stellare di Wolf-Rayet o tra una fase WNL e una fase WNE o WC (vedi Crowther 2007). Modelli stellari teorici mostrano che le stelle con masse iniziali maggiori di circa 30-40 M_{\odot} e con metallicità solare non diventano mai supergiganti rosse (vedi Fig. 4.1). Queste stelle sono stelle singole in una fase di transizione tra la sequenza principale e la fase di bruciamento dell'He; esse incontrano alcune forti instabilità dopo la sequenza principale, mentre perdono un'enorme quantità di massa in tempi molto brevi (qualche 10^4 anni). Si parla, in questo caso, di episodi di eruzione piuttosto che di costante perdita di massa. Un tipico schema evolutivo, [14], per una stella singola di massa tra le 60-100 M_{\odot} è:

$$Ostar \rightarrow Of \setminus WNH \rightarrow WN \rightarrow WC \rightarrow SNIbc$$

In questo scenario, la fase di LBV è una transizione molto breve (qualche 10^4 anni), dove l'involucro di H rimanente viene rimosso da venti stellari e da eventi eruttivi che inducono importanti perdite di massa, portando la stella a diventare una WR e successivamente a esplodere come una SN hydrogen-free stripped envelope. La pesante perdita di massa delle LBVs, nello scenario di stella singola, è essenziale per rimuovere l'involucro di H per formare una stella WR. Un esempio di LBV è Eta Carinae, che è probabilmente la LBV più studiata. Questa intorno alla metà del diciannovesimo secolo, in un periodo di 10-20 anni, ha perso circa 10-20 volte la massa del Sole (Humphreys e Martin (2012)). Il meccanismo fisico responsabile di queste eruzioni non è ancora del tutto compreso. In generale, queste perdite di massa molto elevate fanno evolvere rapidamente la stella lontano dalla regione in cui

si osservano tali processi, rendendo difficile associare questo stadio evolutivo a uno stadio di presupernova. Pertanto, fu una sorpresa quando alcuni eventi di supernova furono associati all'esplosione di una LBV.

Nei casi in cui una LBV è il progenitore di una SN, la curva di luce della supernova indica che l'evento esplosivo si è verificato in un ambiente circumstellare molto denso, tipico di quello che si trova nei dintorni di una stella che ha subito eruzioni di tipo LBV appena prima dell'esplosione. I modelli attuali di stella singola prevedono due modi differenti per ottenere questo tipo di eventi. Alla metallicità solare, una stella di $20 M_{\odot}$ può terminare la sua evoluzione in una regione blu del diagramma HR dove i venti stellari mostrano un regime di bistabilità, cioè un brusco aumento, quando viene superato il limite di temperatura effettiva. Questi modelli hanno mostrato che lo spettro atteso di una tale stella sarebbe simile a quello di una LBV (sebbene di bassa luminosità, vedi [4]). Il secondo modo per ottenere una SN da un progenitore LBV consiste nel considerare stelle singole di massa iniziale elevata a bassa metallicità. Poiché, se avessimo una stella ad alta metallicità, i tassi di perdita di massa sarebbero così elevati che una LBV si formerebbe abbastanza presto nella fase di bruciamento dell'He, e non è possibile che una LBV resti tale fino alla fine dell'evoluzione, in quanto evolverebbe in una Wolf Rayet (vedi Fig. 4.1). Solo a basse metallicità, e a perdite di massa molto più deboli, è possibile che la stella termini la sua evoluzione come LBV. Perché ciò avvenga è necessario che la rotazione iniziale non sia troppo elevata; in caso contrario, essa indurrebbe un'evoluzione omogenea della stella stessa e quindi la fase LBV verrebbe saltata. Pertanto, affinché una stella LBV, in un range elevato di massa, sia il progenitore di una SN, è necessario che le perdite di massa e il mixing interno non siano eccessivi.

4.4 Stelle che terminano la loro vita come stelle Wolf-Rayet

Le stelle Wolf-Rayet (WR) sono stelle massicce di almeno $20 M_{\odot}$ alla nascita molto evolute. Tali stelle sono contraddistinte da quattro caratteristiche osservative (Crowther 2007): esse sono associate a giovani regioni di stelle molto massicce; presentano forti e larghe linee di emissione (le righe dell'idrogeno sono deboli o assenti); sono stelle calde e luminose ($\log(T_{eff}/K) \geq 4$; $\log(L/L_{\odot}) > 5.0$); la composizione chimica superficiale mostra segni del bruciamento dell'H e dell'He.

Tali caratteristiche possono essere adeguatamente spiegate se le WR sono stelle massicce evolute con la superficie modificata dalla perdita di massa e dal mixing interno. La perdita di massa può verificarsi sia a causa dei venti stellari sia a causa della perdita dell'inviluppo attraverso il Roche-lobe overflow in un sistema binario stretto. Le stelle WR sono molto importanti in astrofisica per varie ragioni: oltre a rappresentare lo stato evoluto delle stelle più massicce, permettono di studiare i meccanismi dei venti stellari; esse sono le candidate progenitrici per le supernovae di Tipo Ibc, che possono dare vita o a stelle di neutroni o a un buco nero.

Per classificare i diversi tipi di stelle WR è necessario analizzare le righe di emissione dei loro spettri. Queste linee, identificabili con linee dell'He, N, C, Si e O, sono generate nel materiale circumstellare caldo che si espande verso l'esterno ad alte velocità (tipicamente 2000 km s^{-1}). Si osservano diversi sottotipi di stelle WR: quelle

che presentano forti righe di emissione di elio e azoto (stelle WN) e quelle che presentano forti righe di emissione di elio, carbonio, e ossigeno (stelle WC e WO). L'origine delle stelle Wolf-Rayet è un tema discusso da molti decenni. Esse possono derivare dalle stelle al centro delle nebulose planetarie, oppure da stelle massicce con elevati tassi di perdita di massa. Qui, ci concentriamo su quest'ultima categoria, tuttavia rimangono alcune questioni importanti. Quali sono i canali evolutivi che producono le stelle WR?

Più precisamente, quale ruolo hanno i modelli singoli e doppi nel produrre queste stelle? Come possono questi modelli spiegare le diverse popolazioni di WR osservate in ambienti con differenti metallicità? Quale è il legame evolutivo tra i diversi sottotipi? Qualunque sia lo scenario evolutivo, il risultato dovrebbe essere un nucleo stellare privato del suo involucro ricco di H, che espone gli strati più profondi della stella dove le reazioni nucleari sono state attive in passato (il ciclo CNO nel caso delle stelle WN o le reazioni di combustione di He nel caso di stelle WC-WO). I venti stellari e il mixing sono i due processi responsabili del fatto che in superficie emergano i prodotti della combustione nucleare.

Una stella WR può formarsi sia da una stella singola massiccia, sia da una stella in un sistema binario, dove la sua compagna le strappa l'involucro di H. Queste due possibili ipotesi sulle origini delle WR hanno portato a diverse conclusioni, grazie anche alle osservazioni fatte negli ultimi decenni. Il numero di WR in rapporto al numero di stelle di tipo O aumenta all'aumentare della metallicità, questo perché i venti stellari sono più forti quando gli strati esterni della stella sono più ricchi di elementi pesanti. La maggior differenza tra lo scenario della stella singola (presenza di venti) e lo scenario di una stella in un sistema binario (Roche-lobe overflow RLOF) consiste nel fatto che il secondo scenario permette la formazione di una WR anche da stelle di massa iniziale relativamente bassa e/o da stelle massicce in ambienti poveri di metalli; questo perché, senza la compagna, la stella non riuscirebbe a perdere l'involucro di H.

Ora cerchiamo di capire a che tipo di SN portano i diversi progenitori. L'analisi che segue tiene conto del fatto che tutti gli eventi del collasso del nucleo portano a una SN, a meno che non si venga a formare un buco nero; e che la perdita di massa durante la fase RSG ha un impatto significativo sulla posizione della stella nel diagramma HR nella fase di presupernova.

In Fig. 4.5 sono rappresentate le diverse evoluzioni che collegano il tipo spettrale del progenitore di una SN al tipo di evento di collasso del nucleo (core-collapse), per modelli non rotanti (a) e rotanti (b). Tra parentesi, inoltre, sono indicati i range di massa dei progenitori. In alcuni casi, è possibile che progenitori con diverso tipo spettrale diano origine allo stesso tipo di SN. Analizziamo prima il diagramma dei modelli rotanti, Fig. 4.5(b). Si nota che il 100 % dei progenitori delle SNe IIP sono stelle supergiganti rosse RSG. Per i progenitori delle SN IIL\b, il 44 % di essi sono stelle YHG (Yellow Hypergiant) mentre il 56 % sono LBVs, anche se tali valori sono indicativi. I progenitori dalle SNe Ib sono prevalentemente WN, mentre solo il 4 % provenienti da stelle WO. I progenitori delle SN Ic sono tutte stelle WO. È interessante notare che il modello di $25 M_{\odot}$, che ha uno spettro LBV, è nella fase di transizione dove le stelle perdono tutto l'involucro ricco di H. Esso rappresenta, verosimilmente, una transizione tra una SN IIL\b e una Ib.

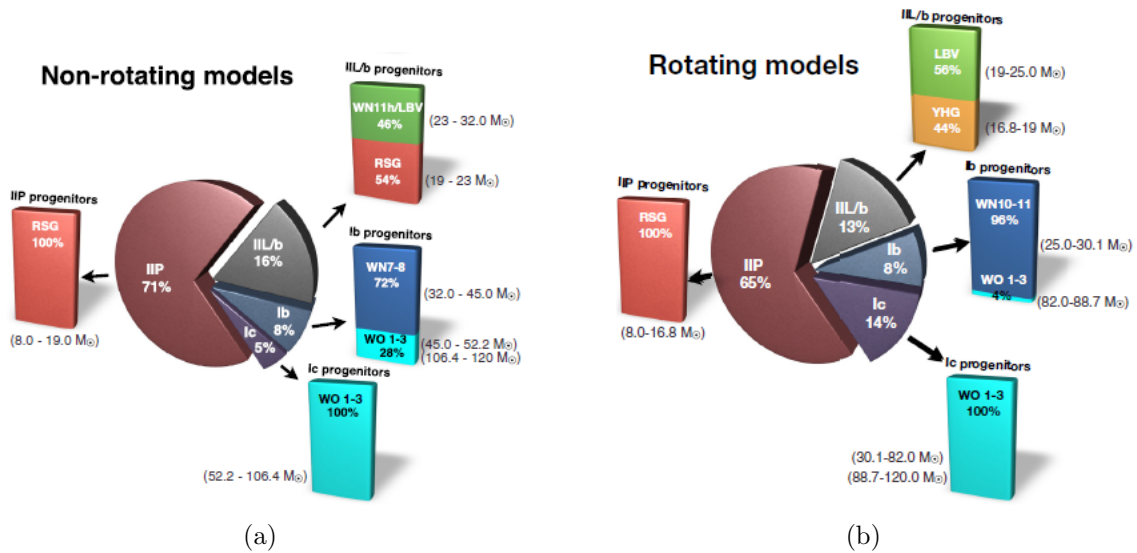


Figura 4.5: Diagrammi che mostrano, per diversi Tipi di SNe, le loro relative percentuali e i tipi di progenitore per modelli non rotanti (a) e rotanti (b). I range iniziali di massa sono indicati tra parentesi. [4]

Per i modelli non rotanti, la natura dei progenitori delle SN IIP resta invariata, essendo tutte delle RSG. Tuttavia, emerge che i progenitori per SNe IIL\b possono derivare da RSGs (54 %) o da WN\LBV (46%). Per quanto riguarda la natura dei progenitori delle SNe Ib, essa cambia, ma la maggior parte dei progenitori sono ancora WN, mentre il 28 % sono stelle WO. Il 100 % dei progenitori delle SNe Ic è formato da stelle WO, percentuale che resta invariata tra i modelli rotanti e non.

Capitolo 5

Conclusioni

I principali effetti che la rotazione genera nelle stelle sono i seguenti. Il processo di mixing, generato dalla circolazione meridionale e dall'instabilità di taglio, mescola gli elementi chimici generati nei nuclei stellari e, in particolare, rende la superficie stellare più ricca degli elementi derivanti dal ciclo del CNO. La riduzione della forza di gravità effettiva, causata dalla forza centrifuga, permette la formazione di nuclei di massa maggiore, e aumenta il tasso di perdita di massa. La rotazione differenziale nelle stelle fa sì che la temperatura effettiva superficiale vari in funzione dei diversi tassi di rotazione; l'aver temperature diverse sulla superficie stellare genera spettri con caratteristiche diverse (rispetto a spettri di modelli di stelle non rotanti) e influisce sulla perdita di massa.

Dal confronto tra modelli stellari con e senza rotazione è emerso che, se si considera la rotazione negli stadi evolutivi più avanzati, la velocità angolare aumenta linearmente con la successiva contrazione del nucleo, mentre il momento angolare non cambia significativamente. Risulta, inoltre, che la rotazione influenza significativamente i modelli stellari nello stadio di presupernova durante le fasi del bruciamento dell'H e dell'He. Dai risultati analizzati, emerge che si possono individuare due intervalli di massa: per $M < 30M_{\odot}$ la rotazione porta alla predominanza del processo di mixing, mentre per $M > 30M_{\odot}$ l'aumento della rotazione fa sì che predomini la perdita di massa. Gli effetti della rotazione sui modelli di presupernova sono più evidenti per le stelle con massa compresa tra 15 e 25 M_{\odot} . Infatti, la rotazione modifica il Tipo di supernova, la massa totale del progenitore (blu-gialle invece di supergiganti rosse) e aumenta la dimensione del nucleo di un fattore ~ 1.5 (maggiore nei modelli rotanti). Per le stelle WR ($M > 30M_{\odot}$), anche se i modelli rotanti e non rotanti di presupernova non mostrano importanti differenze, la loro precedente evoluzione è diversa. Le effettive differenze emerse tra i due diversi modelli portano all'importante conclusione che la rotazione è un fattore significativo e che va tenuto in considerazione nei modelli stellari.

Bibliografia

- [1] G. Costa, *Evolution of rotating stars with PARSEC: implementation and comparison with observations*

- [2] C. Georgy, S. Ekström, G. Meynet, P. Massey, E. M. Levesque, R. Hirschi, P. Eggenberger, and A. Maeder, (2012) *Grids of stellar models with rotation II. WR populations and supernovae/GRB progenitors at $Z = 0.014$*
<https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2012/01/aa17751-11/aa17751-11.html>

- [3] C. Georgy, S. Ekstrom, P. Eggenberger, G. Meynet, L. Haemmerlé, A. Maeder, A. Granada, J. H. Groh, R. Hirschi, N. Mowlavi, N. Yusof, C. Charbonnel, T. Decressin and F. Barblan, (2013) *Grids of stellar models with rotation III. Models from 0.8 to 120 M_{\odot} at a metallicity $Z = 0.002$*
https://www.aanda.org/articles/aa/full_html/2013/10/aa22178-13/aa22178-13.html

- [4] J. H. Groh, G. Meynet, C. Georgy, and S. Ekström, (2013) *Fundamental properties of core-collapse supernova and GRB progenitors: predicting the look of massive stars before death*
<https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2013/10/aa21906-13/aa21906-13.html>

- [5] J. H. Groh, (2017) *Predicting the nature of supernova progenitors.*
<http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2017.0219>

- [6] A. Heger, S. E. Woosley, H. C. Spruit, (2005) *Presupernova evolution of differentially rotating massive stars including magnetic fields*
<https://iopscience.iop.org/article/10.1086/429868/meta>

- [7] R. Hirschi, G. Meynet, and A. Maeder, (2004) *Stellar evolution with rotation XII. Pre-supernova models*
<https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2004/38/aa1095/aa1095.html>

- [8] Maeder A. (2009), *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*
<https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-540-76949-1>
- [9] F. Martins, A. Hervé, J.-C. Bouret, W. Marcolino, G. A. Wade, C. Neiner, E. Alecian, J. Grunhut, V. Petit and the MiMeS collaboration, (2015) *The MiMeS survey of magnetism in massive stars: CNO surface abundances of Galactic O stars*
<https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2015/03/aa25173-14/aa25173-14.html>
- [10] Meynet, G. & Maeder, A. (1997), *Stellar evolution with rotation. I. The computational method and the inhibiting effect of the μ -gradient.*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997A%26A...321..465M/abstract>
- [11] G. Meynet, V. Chomienne, S. Ekström, C. Georgy, A. Granada, J. Groh, A. Maeder, P. Eggenberger, E. Levesque, and P. Massey, (2015), *Impact of mass-loss on the evolution and pre-supernova properties of red supergiants*
<https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2015/03/aa24671-14/aa24671-14.html>
- [12] G. Meynet, A. Maeder, (2017), *Supernovae from rotating stars*
<https://arxiv.org/abs/1711.07740>
- [13] S. J. Smartt, (2015), *Observational Constraints on the Progenitors of Core-Collapse Supernovae: The Case for Missing High-Mass Stars*
<https://www.cambridge.org/core/journals/publications-of-the-astronomical-society/article/observational-constraints-on-the-progenitors-of-core-collapse-supernovae/0A959316B07CF6DCE2E0B35001C2E798>
- [14] Smith N., (2017), *Luminous blue variables and the fates of very massive stars*
<http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2016.0268>
- [15] Van Dyk SD., (2017), *The direct identification of core-collapse supernova progenitors*
<http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2016.0277>
- [16] Zahn, J.-P., (1992), *Circulation and turbulence in rotating stars*
<https://adsabs.harvard.edu/full/record/seri/A%26A.../0265/1992A%26A...265..115Z.html>