

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”

Corso di Laurea in Fisica

## Le Stelle CEMP come Fossili Cosmici: Tracce delle Stelle di Popolazione III

Relatore:

Prof. Alessio Mucciarelli

Presentata da:

Marco Morandin-Rettori

Anno Accademico 2024/2025

*Ai miei genitori, a mio fratello, ai miei nonni, a Giulia e ai miei amici*

*In memoria di Giovanni Morandin-Rettori*

# Abstract

Le stelle di Popolazione III hanno avviato l’evoluzione chimica dell’Universo sintetizzando elementi pesanti a partire da un ambiente composto da idrogeno, elio e tracce di litio. Data l’impossibilità di osservare direttamente questi oggetti, uno dei metodi principali utilizzati per il loro studio è l’analisi delle loro dirette discendenti, le stelle povere di metalli. Tra queste, le stelle povere di metalli arricchite in carbonio (CEMP) assumono particolare importanza. In questo elaborato si esaminano le proprietà e le classificazioni delle stelle CEMP, distinguendo tra quelle arricchite in un trasferimento di massa in un sistema binario (CEMP-s) e quelle che preservano la composizione chimica originaria della nube di gas da cui sono originate (CEMP-no). Ci si concentra su queste ultime, in particolare sui vincoli che le loro abbondanze chimiche possono porre sulle stelle di Popolazione III in termini di possibili scenari di formazione (supernova debole con *mixing e fallback* e *spinstar*) che giustifichino un tale arricchimento chimico. Viene confermato come lo studio delle CEMP-no rappresenti uno strumento fondamentale per analizzare le proprietà della prima generazione di stelle e comprendere le fasi di formazione della Via Lattea.

# Introduzione

Gli unici elementi che componevano l’Universo dopo il Big Bang erano idrogeno, elio e, in misura molto minore, litio. Da questo gas primordiale, circa 100 Myr dopo il Big Bang, si sono formate le prime stelle, dette di Popolazione III (PopIII). Si stima che la grande maggioranza di questi oggetti fosse molto massiva (centinaia di  $M_{\odot}$ ) e dunque con un tempo di vita breve, pari a qualche milione di anni. Durante l’evoluzione di queste stelle, al loro interno si sono sintetizzati, tramite fusioni nucleari, elementi più pesanti dell’elio. Data la loro enorme massa iniziale, questi oggetti sono esplosi come supernove, arricchendo lo spazio locale per la prima volta con nuove specie atomiche diverse da idrogeno, elio e litio. Successivamente, le stelle che si sono formate in questi ambienti leggermente arricchiti in metalli, hanno ereditato nelle loro atmosfere la composizione chimica che la stella precedentemente esplosa (detta progenitrice) ha lasciato. Tra queste nuove stelle, quelle abbastanza massicce da morire in supernove, hanno a loro volta iniettato nello spazio ulteriore contenuto metallico, sia con elementi preesistenti che con elementi non prodotti dalla progenitrice. Questo continuo processo di arricchimento dello spazio da parte di diverse fonti, con elementi sempre più pesanti, è detto “evoluzione chimica”, ed è l’origine di tutti gli elementi che oggi osserviamo. Una prima importante conseguenza è che una stella riflette quindi l’evoluzione chimica, rappresentata dall’insieme di tutte le rese delle generazioni che l’hanno preceduta, avvenuta nell’Universo (o quantomeno in un certo intorno locale di questa stella) prima della sua nascita. Per questo motivo, all’interno di un sistemastellare chiuso, la metallicità aumenta con il tempo e rappresenta quindi un fondamentale orologio cosmico. In questo contesto dunque, se comparete con il Sole (che si è formato circa nove miliardi di anni dopo il Big Bang), le stelle molto antiche contengono minori frazioni di metalli: esse si sono formate molto prima rispetto al Sole, in un ambiente arricchito da poche, se non una sola, supernova di stella di Popolazione III ([Frebel, 2024](#)). Questo tipo di stelle, chiamate stelle “povere di metalli” (metal poor), costituiscono allora un mezzo per studiare le prime epoche dell’Universo basandosi sull’osservazione di oggetti vicini (nella Via Lattea), definendo l’approccio della cosiddetta “Archeologia Stellare”. Negli ultimi decenni il progresso nella strumentazione osservativa e nei metodi di calcolo delle abbondanze ha consentito di osservare un grande numero di stelle povere di metalli e di caratterizzarne i profili chimici. Inoltre, tra queste stelle, sono stati individuati dei sottogruppi caratterizzati da una certa “anomalia” chimica, ovvero una sovrabbondanza di carbonio rispetto al ferro. Tra questi, il sottogruppo delle CEMP-no assume una posizione di particolare rilevanza, in quanto gli studi sulle stelle di questa classe rivelano come esse siano possibilmente gli oggetti stellari più chimicamente “puri”. In questo elaborato, dopo la definizione delle grandezze fondamentali nel Capitolo 1, viene condotta nel Capitolo 2 una panoramica generale sulle stelle povere di metalli e sulle relative evidenze osservative; si illustra nel Capitolo 3 il sottogruppo delle stelle CEMP, con le relative definizioni, classificazioni e breve esposizione dei processi

---

alla base della produzione di alcuni elementi, concentrandosi poi particolarmente sulle CEMP-no e i relativi principali scenari di formazione proposti, esaminati nel Capitolo 4.

# Indice

<b>1 Definizioni e concetti preliminari</b>	<b>6</b>
1.1 Abbondanze . . . . .	6
1.2 Calcolo delle abbondanze . . . . .	7
<b>2 Stelle a bassa metallicità</b>	<b>9</b>
2.1 Classificazione . . . . .	9
2.2 Distribuzione nella Via Lattea . . . . .	9
2.3 Evidenze osservative . . . . .	10
2.3.1 Indagini spettroscopiche . . . . .	10
2.3.2 Indagini fotometriche . . . . .	11
2.3.3 Selezioni cinematiche . . . . .	11
2.4 Abbondanze chimiche . . . . .	12
<b>3 CEMP</b>	<b>16</b>
3.1 Definizione . . . . .	17
3.1.1 Classificazione . . . . .	18
3.2 Processi di cattura neutronica: s ed r . . . . .	18
3.2.1 Processo s . . . . .	19
3.2.2 Processo r . . . . .	20
3.3 CEMP-s . . . . .	21
3.4 CEMP-r . . . . .	23
3.5 CEMP-no . . . . .	23
3.5.1 Metodi di rilevamento specifici . . . . .	23
3.5.2 Classificazione: A(C) . . . . .	26
3.5.3 Distribuzione nella Via Lattea . . . . .	27
3.5.4 Frequenza di binarietà . . . . .	28
<b>4 CEMP-no: scenari di formazione</b>	<b>29</b>
4.1 La prima generazione di stelle . . . . .	29
4.2 Classificazione: stella sorgente . . . . .	31
4.3 Scenario supernova debole con mixing e fallback . . . . .	32
4.4 Scenario spinstar . . . . .	36
<b>5 Conclusioni e prospettive future</b>	<b>40</b>

# Capitolo 1

## Definizioni e concetti preliminari

In letteratura si definisce "metallo" qualsiasi elemento più pesante dell'elio. La metallicità  $Z$  di una stella è definita come il rapporto tra la massa di metalli presenti nella stella e la massa totale della stella, in modo che, definita  $X$  la frazione di massa di idrogeno rispetto al totale,  $Y$  quella di elio, si abbia  $X + Y + Z = 1$ . Ad esempio, nel nostro Sole  $X = 0.70$ ,  $Y = 0.28$ ,  $Z = 0.02$ , oppure, la composizione dell'universo primordiale era  $X = 0.76$ ,  $Y = 0.24$ ,  $Z = 0.00$ . Tuttavia, nella letteratura scientifica, in particolare nell'ambito delle stelle povere di metalli, è uso comune utilizzare il termine metallicità anche per indicare un'altra grandezza, ovvero "indice di metallicità" [Fe/H], definito nella successiva sezione.

In questo elaborato, salvo diversa specificazione, per semplicità, si utilizzano come sinonimi i termini "supernova/e (SNe)", "supernova/e a collasso del nucleo/core", "supernova/e di tipo II (SNeII)".

### 1.1 Abbondanze

L'abbondanza  $\epsilon(X)$  di un certo elemento  $X$  è definita in scala logaritmica in termini del numero di atomi dell'elemento  $N_X$ , normalizzato rispetto al numero di atomi di idrogeno  $N_H$

$$\log_{10} \epsilon(X) \equiv \log_{10} \left( \frac{N_X}{N_H} \right) + 12 \equiv A(X)$$

dove  $A(X)$  è detta abbondanza assoluta, ma solitamente viene utilizzato semplicemente il termine abbondanza. La definizione di abbondanza di un certo elemento  $X$  in una stella [X/H] viene espressa nell'ambito astrofisico con una normalizzazione rispetto all'idrogeno e in termini del valore solare:

$$[\text{X}/\text{H}] = \log_{10} \left( \frac{N_X}{N_H} \right)_\star - \log_{10} \left( \frac{N_X}{N_H} \right)_\odot$$

Quindi, ad esempio,  $[\text{X}/\text{H}] = -2.0$  significa che l'abbondanza dell'elemento nella stella è  $10^{-2}$  volte quella dello stesso elemento nel Sole.

Si indica "sovabbondanza" ("sottoabbondanza") di un certo elemento quando la relativa abbondanza è maggiore (minore) di quella solare. La stessa espressione viene utilizzata

per comparare l'abbondanza di due elementi  $X$  e  $Y$

$$[\mathrm{X/Y}] = \log_{10} \left( \frac{N_X}{N_Y} \right)_\star - \log_{10} \left( \frac{N_X}{N_Y} \right)_\odot$$

Si è storicamente scelto il ferro, tramite l'indice di metallicità  $[\mathrm{Fe/H}]$ , come metallo di riferimento per confrontare la metallicità di stelle diverse, per la grande precisione con cui è possibile misurare l'abbondanza di questo elemento, dovuta all'elevato numero di righe di assorbimento associate alle sue transizioni elettroniche. L'indice di metallicità ha dunque la seguente definizione

$$[\mathrm{Fe/H}] = \log_{10} \left( \frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_\star - \log_{10} \left( \frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_\odot$$

## 1.2 Calcolo delle abbondanze

Nella zona più interna e calda della fotosfera di una stella, viene prodotto uno spettro continuo. Parte della luce emessa è assorbita da atomi che si trovano negli strati più esterni e più freddi, producendo così righe di assorbimento. La forma e l'intensità della riga è correlata al numero di atomi in grado di produrla, ma dipende anche dalla probabilità di effettuare la rispettiva transizione elettronica, che a sua volta dipende dalla temperatura, dalla densità locale e da altri parametri.

Il primo passo per ottenere  $N_X$  consiste nel determinare la larghezza equivalente EW della riga analizzata. La EW di una riga spettrale è una misura dell'area sottesa dalla riga nel grafico intensità-lunghezza d'onda. Si ricava da un fit gaussiano del profilo della riga. La EW così ottenuta viene comparata con una curva di crescita teorica, ovvero una relazione teorica tra EW e numero di atomi assorbiti. Questa curva di crescita è ottenuta da un'elaborazione di un modello atmosferico. I parametri principali di un modello atmosferico sono la temperatura effettiva, la gravità superficiale e la velocità di microturbolenza. Diverse assunzioni possono essere fatte in un modello atmosferico: quello più semplice è il modello unidimensionale (1D) che assume costanza del flusso, equilibrio idrostatico ed equilibrio termico locale (LTE). La temperatura effettiva è definita come la temperatura che dovrebbe avere un corpo nero per irradiare nell'unità di superficie e di tempo la stessa quantità di energia irradiata nelle stesse unità dalla fotosfera stellare. Operativamente è definita da:

$$L_\star = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}$$

dove  $L_\star$  è la luminosità della stella,  $R$  il raggio,  $\sigma$  la costante di Boltzmann. La stima di  $T_{eff}$  non è solitamente ottenuta da questa relazione, bensì dall'indice di colore, data la difficoltà intrinseca nella misura del raggio di una stella. La gravità superficiale è definita come:

$$g = G \frac{M_\star}{R_\star^2}$$

ed è tipicamente espressa in scala logaritmica  $\log g$ . La velocità di microturbolenza  $v_t$  è un parametro correttivo introdotto per compensare le differenze riscontrate tra le curve di crescita osservate e quelle teoriche, e influisce sull'allargamento della riga. Il calcolo effettivo dell'abbondanza di un certo elemento è solitamente gestito da programmi software. Questi programmi permettono di creare il cosiddetto "spettro sintetico" basato sui parametri del modello atmosferico, che viene confrontato con lo spettro osservato, in

modo da selezionare le righe da analizzare, delle quali viene calcolata la EW e costruita la rispettiva curva di crescita in base ai parametri atmosferici. Tra questi parametri di ingresso è presente l'abbondanza dell'elemento analizzato, il cui valore viene iterativamente cambiato finché le due EW non coincidono entro un certo errore.

In generale, risultati migliori sono ottenuti utilizzando modelli più realistici 3D LTE/NLTE, sebbene più sofisticati.

# Capitolo 2

## Stelle a bassa metallicità

### 2.1 Classificazione

Nel corso degli anni sono state presentate varie classificazioni per le stelle a bassa metallicità. La differenza principale tra esse risiede nei limiti superiori ed inferiori degli intervalli. In questo elaborato si adotta la classificazione di metallicità proposta in [Bonifacio et al. \(2025\)](#), riassunta nella seguente tabella.

	$[Fe/H] < -4.0$	UMP	Ultra Metal Poor
$-4.0 \leq$	$[Fe/H] < -2.8$	EMP	Extremely Metal Poor
$-2.8 \leq$	$[Fe/H] < -1.5$	VMP	Very Metal Poor
$-1.5 \leq$	$[Fe/H] \leq -0.5$	MP	Metal Poor

Tabella 1: Classificazione delle stelle in base alla metallicità definita in [Bonifacio et al. \(2025\)](#).

### 2.2 Distribuzione nella Via Lattea

La Via Lattea è composta principalmente da quattro componenti: il disco sottile, il disco spesso, l'alone ed il bulge. Durante la sua evoluzione, la nostra Galassia ha inglobato in essa varie galassie vicine più piccole. Per questo ci si aspetta di trovare stelle povere di metalli, in proporzioni diverse, in tutte le componenti della Via Lattea. In particolare, il luogo ideale per cercare stelle a bassa metallicità dovrebbe essere il bulge: dopo l'alone di materia oscura, esso è stato infatti la prima componente a formarsi e per questo motivo si suppone debba contenere le stelle più antiche della Galassia. Tuttavia, l'elevata densità stellare nel bulge, nel quale sono presenti anche popolazioni di stelle giovani, e la grande quantità di polveri presente, rendono complicato l'isolamento e l'osservazione di singole stelle in questa componente della Galassia. Nel loro lavoro del 1983, G. Gilmore e N. Reid, affermano che la popolazione di stelle nel disco sottile sia caratterizzata da una piccola velocità di dispersione, mentre quella nel disco spesso da una grande velocità di dispersione ([Gilmore and Reid, 1983](#)). Ad oggi è confermato che il disco sottile sia principalmente popolato da stelle di Popolazione I ad alta metallicità, anche se sono

state scoperte stelle isolate a bassa metallicità. Il disco spesso ha una metallicità media più bassa di quello sottile, contenendo un discreto numero di stelle a bassa metallicità. La grande maggioranza di stelle povere di metalli si trova invece nell'alone galattico. Anche nell'alone si possono individuare due componenti: una interna, presumibilmente formatasi direttamente nel corso dell'evoluzione della galassia, ed una esterna, la cui formazione è riconducibile ad eventi di inglobamento e distruzione di galassie satelliti. È nella regione più esterna che in genere si trovano le stelle più antiche e povere di metalli.

Nell'alone galattico è stata scoperta la stella con metallicità più bassa in assoluto: SMSSJ0313-6708 con  $[Fe/H] < -7.1$  (Keller et al., 2014). Nelle galassie satelliti nane ultra-deboli (UFD) la formazione stellare si è arrestata molto presto, ed in esse tipicamente si trovano stelle con metallicità  $-4.0 < [Fe/H] < -1$ , mentre sono assenti stelle con metallicità più alte (Frebel, 2024). Negli ultimi anni sono state scoperte stelle povere di metalli isolate anche in galassie nane satelliti e nelle Nubi Magellaniche.

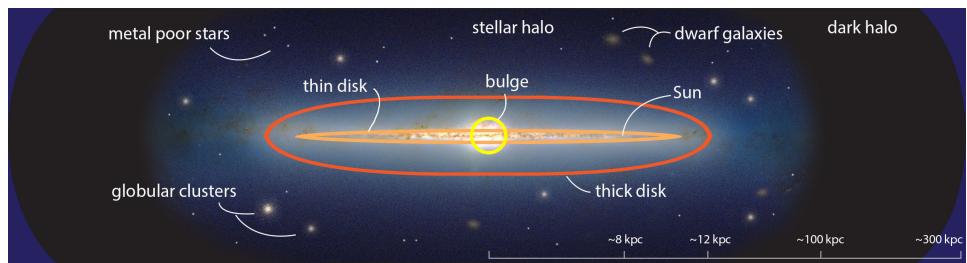


Figura 1: Illustrazione delle componenti della Via Lattea. Crediti immagine: Kaley Brauer (2018), URL: <https://www.kaleybrauer.com>

## 2.3 Evidenze osservative

Il principale ostacolo nella ricerca di stelle povere di metalli risiede nella loro rarità. Ad esempio, nell'alone galattico, per ogni decrescita di 1 in  $[Fe/H]$ , la frequenza di occorrenza di stelle con metallicità minore diminuisce di un fattore 10. Negli ultimi decenni lo studio della nostra Galassia tramite numerose indagini ha fornito ampi campioni nei quali ricercare stelle povere di metalli. In particolare esse possono essere selezionate nei database spettroscopici o fotometrici forniti da queste indagini, oppure tramite selezioni riguardanti quantità cinematiche.

### 2.3.1 Indagini spettroscopiche

I dati spettroscopici consentono di derivare, tramite l'analisi dell'intensità delle righe spettrali e l'utilizzo di modelli atmosferici, le abbondanze chimiche delle stelle. Ad oggi, sono in corso numerose indagini spettroscopiche su telescopi terrestri, come Galactic Archeology with Hermes (GALAH) e Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE), le quali forniscono ampi campioni di stelle con dettagliate abbondanze chimiche (Bonifacio et al., 2025). Il satellite GAIA, con il Radial Velocity Spectrometer (RVS), opera nel vicino IR, specificamente centrato in modo da contenere le forti righe di tripletto del calcio Ca II (nei casi in cui non è possibile misurare l'abbondanza di Fe, la metallicità viene stimata con  $[Ca/H]$ ), evitando il problema della misurazione di queste righe da terra, dove le osservazioni nel vicino infrarosso sono molto disturbate dal rumore di fondo generato dalle linee di emissione dell'OH presente

in atmosfera terrestre. Lo Sloan Digital Sky Survey (SDSS), con un potere risolutivo  $R \sim 2000$ , è stato molto efficiente nella selezione di stelle metal poor, in particolare EMP. Il vantaggio principale delle indagini spettroscopiche a bassa e media risoluzione risiede nella loro efficienza: essendo poco *time-consuming*, permettono di acquisire ampi campioni di spettri in tempi brevi. Tuttavia, esse non sono in grado di fornire profili chimici dettagliati, ottenibili successivamente da osservazioni ad alta risoluzione, che sono invece molto *time-consuming*.

### 2.3.2 Indagini fotometriche

Un’alternativa rispetto ad i database spettroscopici per la selezione di stelle candidate è rappresentata dai database fotometrici, che, rispetto ai primi, contengono un campione di stelle molto più ampio. A titolo esemplificativo, la terza release di GAIA (DD3) contiene un campione di 1.46 miliardi di stelle. I tipici filtri a banda larga utilizzati sono *ugriz*, i quali coprono un intervallo di lunghezze d’onda troppo ampio per ottenere informazioni dettagliate sulla metallicità. Utilizzando invece filtri a banda stretta, posti su regioni che coprono particolari lunghezze d’onda (linea K del Ca II, linea di tripletto del Ca II), si ottiene il flusso attraverso il filtro, proporzionale all’intensità della riga. Data la debolezza delle linee in assorbimento nelle stelle metal poor, dovuta alla bassa percentuale di metalli in atmosfera, il flusso attraverso i filtri (e quindi anche la riga spettrale) per queste stelle è più intenso rispetto a stelle ricche di metalli. Un esempio prominente di un’indagine che utilizza questa tecnica è dato dalla *survey* Pristine ([Starkenburg et al., 2017](#)), con l’omonimo filtro installato sull’imager a banda larga MegaCam che ha una copertura celeste superiore a  $1000 \text{ deg}^2$ , permette di osservare una grande porzione di cielo con una fotometria a banda stretta centrata sulle righe Ca II H (3968.5 Å) e Ca II K (3933.7 Å), ed ha avuto successo nell’individuare diverse candidate successivamente confermate EMP.

Tuttavia, la forte intensità di queste righe può essere dovuta anche alla temperatura effettiva della stella, che va perciò determinata in una misurazione indipendente, combinando vari filtri a banda larga in modo da verificare che quest’effetto sia effettivamente dovuto alla scarsa metallicità della stella ([Frebel, 2024](#)). Dato l’elevato numero di indagini e cataloghi fotometrici, un metodo efficiente per selezionare da essi stelle povere di metalli, è quello di confrontare (*cross-matching*) cataloghi fotometrici e selezionare stelle che siano sotto una certa soglia di metallicità in più di un catalogo ([Bonifacio et al., 2025](#)).

### 2.3.3 Selezioni cinematiche

Durante il secolo scorso, vari autori hanno investigato la relazione tra i parametri di velocità delle stelle e la loro composizione chimica. In particolare, G. Wallerstein ha concluso che esiste una relazione tra i parametri di velocità di una stella e la sua abbondanza in ferro, tra metallicità ed eccesso ultravioletto, e che la velocità di dispersione è inversamente proporzionale alla metallicità ([Wallerstein, 1962](#)). Anche in questo caso si rivela fondamentale la missione GAIA, che nelle sue release 2 e 3 riporta parallasse, velocità radiale e moto proprio per un enorme numero di stelle. Molte stelle ad alta velocità si sono rivelate essere stelle metal poor, tuttavia, tra queste solo qualche decina è EMP. Tra queste risulta da annoverare G64-12, la prima stella EMP scoperta, che è

stata selezionata a partire dalle sue caratteristiche cinematiche da B. W. Carney e R. C. Peterson ([Carney and Peterson, 1981](#)).

Per ottenere un analisi dettagliata delle abbondanze chimiche delle stelle candidate selezionate da spettroscopia a bassa risoluzione, fotometria o selezioni cinematiche, sono quindi necessarie misurazioni successive attraverso spettroscopia ad alta risoluzione ( $R > 20000$ ), con un alto rapporto segnale-rumore ( $S/N \sim 60 - 100$ ) in modo da ridurre l'incertezza sulle misure. L'intensità di una linea è tipicamente ottenuta attraverso il calcolo della corrispettiva larghezza equivalente EW, la cui incertezza associata dipende fortemente dal rapporto S/N:  $\delta EW = \frac{FWHM^{0.5}}{(S/N)}$ , dove FWHM è la larghezza a metà altezza della linea. Dal confronto della EW calcolata dallo spettro misurato con quella ottenuta dal modello atmosferico scelto, si ottiene l'abbondanza di un certo elemento, come discusso nella sezione 1.2.

## 2.4 Abbondanze chimiche

Le abbondanze chimiche dei vari elementi (X) in una stella vengono solitamente espresse relativamente al ferro, [X/Fe], dove il significato della notazione [X/Y] è quello definito nella sezione 1.1. Le abbondanze presentate in seguito sono ottenute da modelli atmosferici 1D-LTE, se non diversamente specificato. Inoltre, per definire i profili chimici originari, in questa sezione si fa riferimento preferenzialmente a stelle non evolute (nane nella sequenza principale o sub-giganti vicino al punto di *turn-off* nel diagramma di Hertzsprung-Russel). Tale scelta è motivata dal fatto che nelle fasi evolutive successive, come quella di gigante rossa, processi di rimescolamento convettivo (detti *dredge-up*) modificano le abbondanze atmosferiche originarie degli elementi più leggeri.

**Litio** Nell'analisi dell'abbondanza del litio, occorre porre un ulteriore vincolo sulle caratteristiche della stella, in particolare sulla sua temperatura effettiva. Infatti, nelle stelle con  $T_{eff} < 5900$  K, la zona convettiva si estende abbastanza in profondità da trascinare il litio superficiale in zone interne con temperature tali da distruggere questo elemento. L'analisi dunque è concentrata su stelle con  $T_{eff} > 5900$  K, nelle quali l'abbondanza di litio è quella originaria e non è modificata da eventi convettivi.

Per stelle con metallicità  $[Fe/H] > -2.5$ , l'abbondanza di litio risulta essere circa costante, indipendentemente dal valore di [Fe/H] e  $T_{eff}$ . Essa si attesta attorno ad un valore di  $A(Li) \sim 2.2$ , definendo un plateau, detto plateau di Spite ([Spite and Spite, 1982](#)). Tale abbondanza, osservata anche in stelle povere di metalli appartenenti ad altre galassie ([Matteucci et al., 2021](#)), è stata a lungo considerata l'abbondanza primordiale del litio, ovvero quella risultata dalla nucleosintesi primordiale dopo il Big Bang. Tuttavia, l'abbondanza primordiale del litio (predetta da modelli cosmologici ed osservazioni tramite il satellite Planck) risulta essere maggiore,  $A(Li) = 2.7$ . Questa discrepanza è chiamata in letteratura "problema cosmologico del litio". Recenti osservazioni suggeriscono che una possibile soluzione sia da ascrivere ad una revisione della nucleosintesi primordiale. Per quanto riguarda le stelle con  $[Fe/H] < -2.8$ , si osserva un discostamento da questo plateau, verso valori più bassi pari a circa  $A(Li) \sim 2.0$  ([Aoki et al., 2007](#)), con una leggera pendenza negativa. Anche per questo comportamento, detto "melt-down del litio a basse metallicità", non è presente una spiegazione generalmente accettata nella comunità scientifica del settore.

**Elementi  $\alpha$**  Gli elementi  $\alpha$ , ossigeno (O), magnesio (Mg), silicio (Si), zolfo (S), calcio (Ca), titanio (Ti) (quest’ultimo spesso non viene considerato all’interno degli elementi  $\alpha$  data la sua possibile sintesi anche tramite processi diversi dalla cattura- $\alpha$ ) sono originati da reazioni di cattura di particelle  $\alpha$  (nuclei di  ${}^4\text{He}$ ). Queste reazioni (in particolare la combustione di C, Ne, O) avvengono all’interno di stelle molto massive ( $>8 \text{ M}_\odot$ ), durante stadi avanzati di vita stellare, che termina per queste stelle con un’esplosione di supernova di tipo II. Essi esibiscono tutti un valore medio di  $[\text{X}/\text{Fe}] \approx 0.4$ , per  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.0$ , con piccole deviazioni da questo valore. Questo ” $\alpha$ -plateau”, non viene replicato per stelle con  $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.0$ , dove le abbondanze di elementi  $\alpha$  diminuiscono, raggiungendo le abbondanze solari quando  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0$  ([Frebel, 2024](#)).

La costanza del rapporto tra l’abbondanza di elementi  $\alpha$  e del Fe anche a basse metallicità, insieme alla piccola deviazione da questi valori misurata, suggerisce due possibilità: o la resa (*yield*) delle SNeII progenitrici è uniforme, oppure la resa delle singole SNeII si è omogeneizzata mescolandosi con il mezzo interstellare. Questo tipo di considerazioni portano ad imporre dei vincoli sulla massa delle stelle progenitrici ([Li et al., 2022](#)).

**Carbonio** Il carbonio, insieme all’ossigeno, viene prodotto all’interno di una stella durante la fase di combustione dell’elio tramite reazioni triplo- $\alpha$ , oppure in esplosioni di SNeII. Sebbene esista una tendenza generale per  $[\text{C}/\text{Fe}]$  per quanto riguarda una frazione delle stelle metal poor, molte altre stelle di questo genere non riproducono questo trend, mostrando una sovrabbondanza in  $[\text{C}/\text{Fe}]$ . Questa separazione tra  $[\text{C}/\text{Fe}]$  ”normale” e sovrabbondante è netta, tanto da portare storicamente a definire una sottoclasse di stelle povere di metalli: le Carbon Enhanced Metal Poor Stars (CEMP), le quali verranno discusse più esaustivamente nel capitolo 3. In particolare, la frequenza di occorrenza di CEMP aumenta con il diminuire di  $[\text{Fe}/\text{H}]$  (ad esempio in [Beers et al. \(2017\)](#) nel campione studiato viene individuato il 15% di CEMP per  $-3.0 < [\text{Fe}/\text{H}] < -2.5$ , il 26% per  $[\text{Fe}/\text{H}] < -3.0$ ), arrivando ad essere vicina al 100% per valori di  $[\text{Fe}/\text{H}]$  molto piccoli).

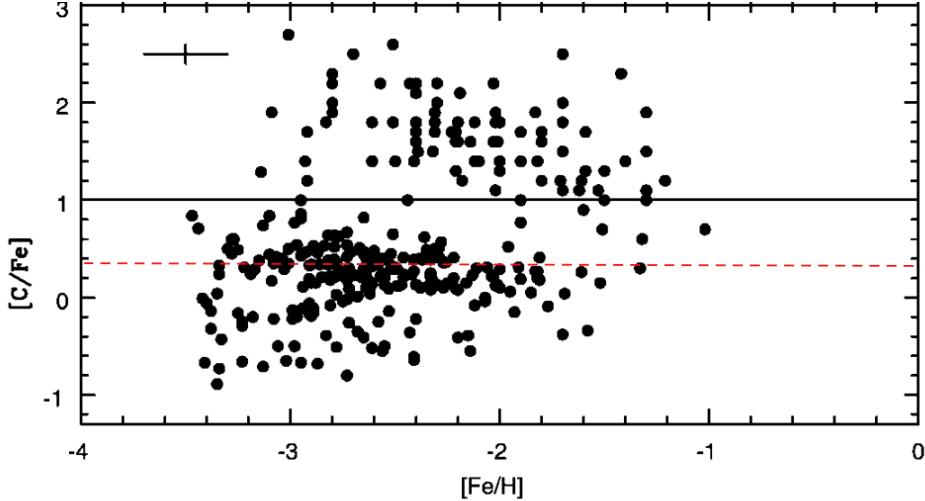


Figura 2: Diagramma di  $[C/Fe]$  in funzione di  $[Fe/H]$  per il campione stellare metal poor dell’indagine HERES. La linea nera continua indica la soglia di classificazione CEMP  $[C/Fe] \geq +1.0$ . La linea rossa tratteggiata rappresenta il valore medio di  $[C/Fe]$  nelle EMP derivato in Bonifacio et al. (2009). Si noti la netta separazione tra il valore medio nelle EMP e le stelle CEMP. Le stelle con  $[C/Fe] < 0$  sono principalmente giganti dove il C è stato distrutto nella sintesi di N. Immagine riprodotta da Lucatello et al. (2006), riportata da Bonifacio et al. (2025)

**Elementi del gruppo del ferro** Gli elementi del gruppo del ferro (Sc, Ti, V, Cr, Mn, Co, Ni, Cu, Zn), sono sintetizzati durante la fase finale dell’evoluzione di stelle massive, attraverso processi avvenuti sia prima che durante le esplosioni di SNeII di queste stelle. Tra questi processi sono inclusi la sintesi diretta durante la combustione esplosiva di ossigeno, neon e silicio, decadimenti radioattivi di nuclei più pesanti, cattura neutronica da parte degli elementi leggeri nel gruppo del ferro. In questo scenario sono giustificati i trend di abbondanze degli elementi del gruppo del ferro, almeno per stelle EMP: gli elementi più leggeri (Sc, Ti, V) sono sovrabbondanti ( $[X/Fe] > 0$ ), gli elementi più pesanti, ad eccezione del Cu, che risulta sottoabbondante, e lo Zn che è significativamente sovrabbondante, hanno un’abbondanza relativa al ferro vicino a zero. La sovrabbondanza dello Zn non è spiegabile all’interno dello scenario di produzione attraverso esplosioni di SNeII. Per questo motivo si ipotizza che esso sia stato prodotto dalle cosiddette ipernove (SNeII particolarmente energetiche) ”jet-driven” (Grimmett et al., 2020).

**Elementi di cattura neutronica** Gli elementi più pesanti rispetto al gruppo del ferro, ovvero gli elementi più pesanti dello zinco ( $Z > 30$ ) si formano principalmente per cattura neutronica su elementi del gruppo del ferro. Questo processo di nucleosintesi avviene in due possibili tempi di scala, permettendo di suddividerlo in processo s (processo lento), il quale avviene tipicamente negli inviluppi di stelle a bassa/intermedia massa durante la loro fase di gigante asintotica (AGB), e processo r (processo rapido), dove sono necessarie condizioni ”estreme” (elevata densità/flusso di neutroni) raggiungibili solo in esplosioni di SNeII o fusioni di stelle di neutroni. Tali processi sono descritti nel capitolo 3. In generale, le abbondanze di elementi pesanti mostrano una grande dispersione, soprattutto a basse metallicità ( $[Fe/H] < -3.0$ ), con comportamenti caratteristici per alcuni elementi in particolare.

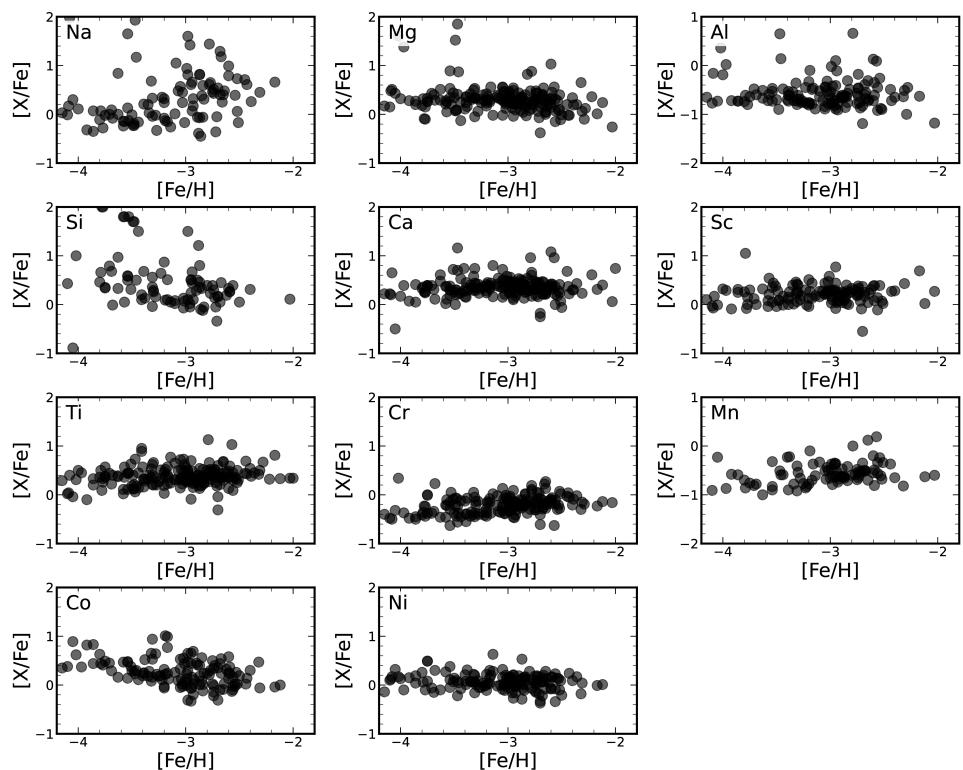


Figura 3: Andamento di  $[X/\text{Fe}]$  in funzione di  $[\text{Fe}/\text{H}]$  per alcuni elementi in un campione numeroso di stelle povere di metalli nell'alone della Via Lattea, originariamente analizzato in [Yong et al. \(2012\)](#). Immagine riprodotta da [Frebel \(2024\)](#).

# Capitolo 3

## CEMP

Nel contesto della ricerca nell’alone della nostra Galassia di stelle a bassa metallicità, che conservino l’impronta chimica della generazione di stelle PopIII progenitrici, le stelle CEMP assumono un ruolo di particolare rilevanza. Nel secolo scorso sono state identificate (P. C. Keenan 1942, H. E. Bond 1974) stelle con sovrabbondanza di carbonio, chiamate stelle CH a causa dell’elevata intensità della banda in assorbimento CH. Esse sono distribuite principalmente nell’alone galattico e nel disco spesso, ma sono state individuate, in minor numero, anche in galassie nane satelliti. L’interesse nei confronti delle CEMP è nato grazie alla scoperta, nei primi anni duemila, di due stelle ”Hyper Metal Poor” (HMP,  $[Fe/H] < -5.0$ ) (HE 0107–5240 ([Christlieb et al., 2004](#)), HE 1327–2326 ([Frebel et al., 2005](#))), le quali presentavano una grande sovrabbondanza in carbonio,  $[C/Fe] \sim +4$ . La stima di  $[C/Fe]$  è molto sensibile agli effetti 3D nei modelli atmosferici. Tuttavia, un valore come quello trovato dagli autori per queste due stelle indica chiaramente un grande arricchimento in carbonio. Questo arricchimento in una sola particolare specie chimica rappresenta una sorta di anomalia chimica. Essa infatti suggerisce che un tale profilo chimico in una stella non sia da attribuire ad un mescolamento di materiale espulso da varie esplosioni di supernove, ma sia da attribuire all’*ejecta* di qualche, se non una sola, SNeII con bassa produzione di ferro. La situazione è tuttavia differente quando oltre ad una sovrabbondanza in carbonio è presente una sovrabbondanza anche in altri particolari elementi, come viene spiegato nelle sezioni 3.3 e 3.4.

La determinazione dell’abbondanza di carbonio nelle atmosfere stellari presenta un’ulteriore complicazione. Infatti, durante l’evoluzione di una stella, solamente due elementi cambiano la loro abbondanza: carbonio ed azoto, con quest’ultimo che è difficilmente identificabile in stelle più povere di metalli delle VMP. Infatti, durante la fase di gigante rossa (RGB), il ciclo CNO nel guscio interno della stella converte carbonio in azoto, e questo gas impoverito di carbonio viene poi convettivamente trasportato in superficie. Dunque è necessario correggere il  $[C/Fe]$  misurato sperimentalmente alla luce di questo meccanismo: il metodo di correzione è stato definito in [Placco et al. \(2014\)](#). Dopo aver applicato questa correzione, ciò che si ottiene è un valore di  $[C/Fe]$  che riflette quello della nube di gas da cui la stella in esame si è formata, e che permette quindi di risalire a quali processi di nucleosintesi (stelle di PopII e/o supernove) abbiano originato il carbonio rilevato, permettendo inoltre di porre vincoli sul profilo chimico delle stelle di Popolazione III.

### 3.1 Definizione

La distinzione tra una stella metal poor arricchita e non arricchita (C-normale) in carbonio viene fatta sulla base di un valore soglia di  $[C/Fe]$ . Questo valore non è univoco in letteratura: molti autori identificano una stella come CEMP se in essa  $[C/Fe] > +0.7$  (ad esempio in [Aoki et al. \(2007\)](#)). Tale valore è selezionato poiché, applicando le correzioni in [Placco et al. \(2014\)](#), la distribuzione di  $[C/Fe]$  risulta bimodale (come visibile nella Figura 4) e  $+0.7$  rappresenta un valore mediano tra i due picchi. Tuttavia, considerando le incertezze associate alla determinazione di  $[C/Fe]$ , questo valore soglia risulta prossimo al valore medio di  $[C/Fe]$  delle stelle non arricchite in carbonio. Per questo motivo, viene spesso utilizzato per discriminare stelle CEMP e C-normali il valore soglia  $[C/Fe] > +1.0$ , proposto per la prima volta in [Beers and Christlieb \(2005\)](#).

In questo elaborato si fa riferimento alla definizione utilizzata in [Bonifacio et al. \(2025\)](#): le stelle con  $[C/Fe] > +1.0$  sono definite come CEMP, quelle con  $[C/Fe] < +0.7$  sono C-normali.

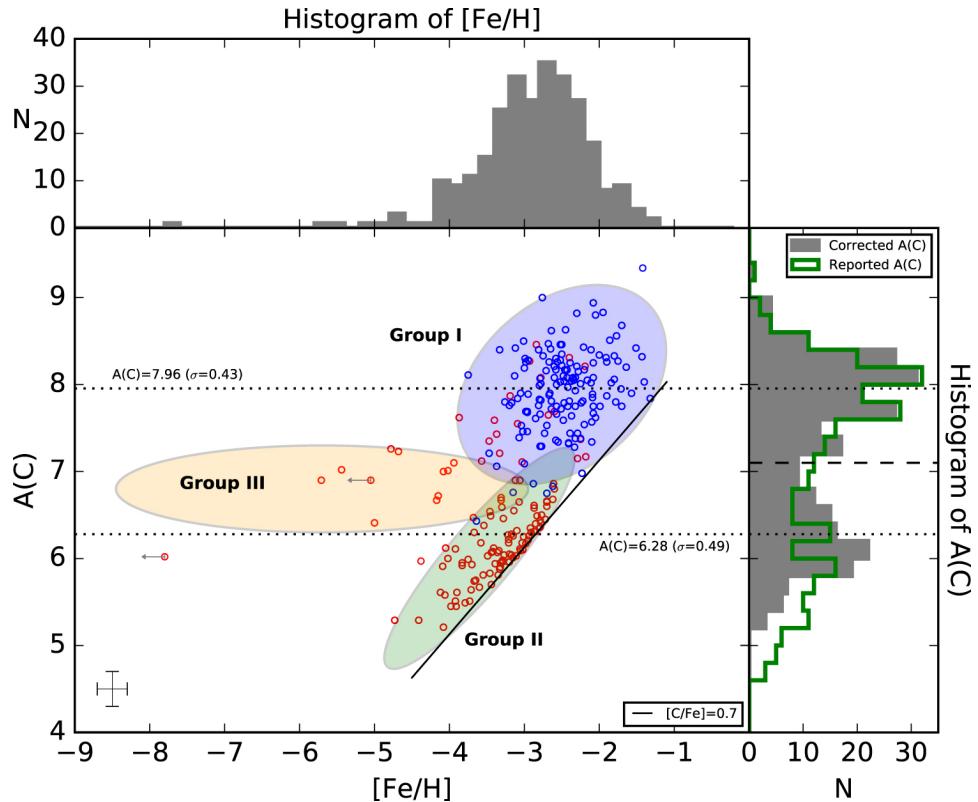


Figura 4: Diagramma a dispersione dell'abbondanza corretta  $A(C)$  in funzione di  $[Fe/H]$  per il campione di stelle CEMP analizzate da [Yoon et al. \(2016\)](#). I cerchi vuoti blu e rossi rappresentano rispettivamente le stelle CEMP-s/rs e le stelle CEMP-no. Le linee nere punteggiate indicano le posizioni stimate dei picchi in  $A(C)$ . L'istogramma grigio nel margine superiore mostra la distribuzione di metallicità dell'intero campione. Si noti la bimodalità nell'istogramma grigio nel margine destro, il quale rappresenta la distribuzione di  $A(C)$  corretta; l'istogramma verde vuoto è la distribuzione di  $A(C)$  relativa ai valori originali non corretti. Per il significato di "Gruppo I/II/III" si veda la sezione 3.5.2. Immagine riprodotta da [Yoon et al. \(2016\)](#).

### 3.1.1 Classificazione

Oltre ad un marcato arricchimento in carbonio, le stelle CEMP possono presentare anche sovrabbondanze in altri elementi. In particolare, vengono definite, storicamente per la prima volta in [Beers and Christlieb \(2005\)](#), sottoclassi di stelle CEMP sulla base dell'arricchimento relativo ad elementi derivati da processi di cattura neutronica:

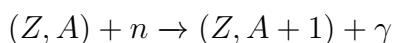
- **CEMP-s:** presentano una sovrabbondanza in elementi sintetizzati esclusivamente nel processo di cattura neutronica lenta (processo s);
- **CEMP-r/s:** presentano sia sovrabbondanza in elementi del processo lento che in elementi del processo rapido (processo r). Si ritiene possibile che il loro profilo chimico relativo ai processi di cattura neutronica sia spiegabile in termini di un ipotetico processo intermedio (processo i), venendo classificate come CEMP-i. Non verranno discusse in questo elaborato;
- **CEMP-r:** mostrano un pattern di abbondanza in elementi di cattura neutronica riconducibile al solo processo rapido;
- **CEMP-no:** non presentano significativi arricchimenti in nessun elemento derivato da processi di cattura neutronica.

I diversi pattern di abbondanza in queste stelle indicano diversi scenari di formazione e le sottoclassi di stelle appena presentate verranno approfondite nelle sezioni 3.3, 3.4, 3.5, con una particolare attenzione dedicata alle stelle CEMP-no. Esse sono infatti ritenute gli oggetti più chimicamente puri osservati, con una mistura chimica che riflette quella dell'Universo giovane, popolato e inquinato solamente da oggetti di PopIII.

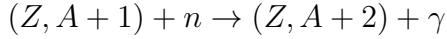
## 3.2 Processi di cattura neutronica: s ed r

Nelle stelle abbastanza massive ( $M > 8 M_{\odot}$ ) da sopravvivere fino alla produzione di un nucleo (*core*) di ferro, dopo che questo si è formato, l'attività termonucleare nella parte centrale della stella si arresta, e con essa la produzione di energia tramite fusione nucleare. Ciò è dovuto al fatto che nel *core* viene raggiunto, in questa fase, lo stato di equilibrio statistico nucleare (NSE), nel quale il tasso di creazione e distruzione di nuclei si bilanciano e l'energia di legame per nucleone è massimizzata intorno al  $^{56}\text{Fe}$ . Tuttavia, nell'Universo si osservano abbondanze di elementi pesanti ( $A > 56$ ) molto maggiori di quelle che ci si aspetterebbe in uno scenario di stelle in NSE. Inoltre, processi di "cattura protonica" sono da escludere: alle temperature tipiche delle stelle negli stadi di evoluzione normali, i protoni non avrebbero abbastanza energia per superare l'enorme barriera coulombiana dei nuclei a  $Z$  elevato. Contrariamente, in eventi esplosivi, dove i protoni avrebbero abbastanza energia per superare la barriera, dominano processi di fotodisintegrazione che distruggerebbero velocemente i nuclei pesanti creati. L'unica possibilità per creare elementi pesanti risiede dunque nella cattura neutronica. Non essendoci barriere di potenziale da superare per i neutroni, essa può avvenire anche ad energie relativamente basse. Tuttavia, un ostacolo è rappresentato dalla scarsa abbondanza di neutroni liberi durante la maggior parte delle fasi di combustione nucleare.

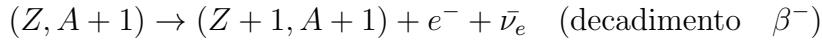
In generale, il processo di cattura neutronica può essere descritto in questo modo: un nucleo ( $Z, A$ ) cattura un neutrone:



Dopodichè, se  $(Z, A + 1)$  è un nucleo stabile, può subire ulteriori catture neutroniche



se invece  $(Z, A + 1)$  è  $\beta^-$ -instabile, ovvero



si forma l'elemento con  $Z$  successivo rispetto a quello di partenza. In generale un nucleo può catturare più di un neutrone prima di decadere in uno stabile, formando nuclei molto più pesanti dell'elemento di partenza. In particolare, se il nucleo  $(Z, A + 1)$  è radioattivo, il fatto che esso decada o subisca un'ulteriore cattura neutronica prima di decadere, dipende dal confronto tra il tempo caratteristico con il quale il nucleo decade  $\beta$  ed il tempo caratteristico necessario per catturare un altro neutrone. In questo modo è possibile distinguere due tipi di processi di cattura neutronica: uno lento (s), nel quale il tasso di cattura neutronica è minore (lento) rispetto al tasso di decadimento  $\beta$ , ed uno rapido (r), dove invece vale il contrario. Il tempo di scala di cattura neutronica dipende dalla sezione d'urto di cattura neutronica, che risulta dunque una grandezza fondamentale in questo processo. In particolare, detta  $n_n$  la densità numerica di neutroni, si definisce il tasso di cattura neutronica come

$$\lambda_n = n_n \langle \sigma_n v \rangle$$

dove  $\langle \sigma_n v \rangle$  è il prodotto tra la sezione d'urto della cattura neutronica radiativa (con emissione di un fotone) e la velocità del neutrone incidente, mediato assumendo che il gas di neutroni possa essere descritto da una statistica di Maxwell-Boltzmann, che operativamente significa che il prodotto è integrato nello spazio delle velocità e moltiplicato per una funzione peso normalizzata relativa alla distribuzione. In particolare, ad energie relativamente basse (detto caso di neutroni termici), è possibile definire una sezione d'urto media

$$\sigma = \frac{\langle \sigma_n v \rangle}{v_T}$$

dove  $v_T$  è la velocità termica della distribuzione di Maxwell-Boltzmann. In questo modo, è possibile scrivere il tasso di cattura neutronica come

$$\lambda_n = n_n \sigma v_T$$

Il tempo di vita caratteristico di un nucleo prima di subire una cattura neutronica è

$$\tau_n = \frac{1}{n_n \langle \sigma_n v \rangle} = \frac{1}{\lambda_n}$$

### 3.2.1 Processo s

Il processo di cattura neutronica lento è definito da  $\tau_n \gg \tau_\beta$ , ovvero dal lungo tempo che separa due catture neutroniche successive da parte di un nucleo, tipicamente dell'ordine di  $10^4$  anni. Dunque, durante questo processo, un nucleo diventa stabile prima di catturare un altro neutrone, con il risultato che il processo opera vicino alla linea dei nuclei stabili nella mappa degli isotopi, nella cosiddetta valle di stabilità  $\beta$ . L'abbondanza di questi isotopi è ottenibile in vari modi, ma il metodo standard consiste nell'assumere che il prodotto  $\sigma_n N_s$ , dove  $N_s$  è l'abbondanza del nuclide formato tramite processo s,

sia pressochè costante, ed utilizzare le misure sperimentali della sezione d’urto dei vari isotopi (Sneden et al., 2008). Si trova così che la curva  $\sigma_n - N_s$  è una funzione liscia del numero di massa A tranne che in prossimità di nuclei con numero magico di protoni  $N = 50, 82, 126$ . Infatti, per questi nuclei, la sezione d’urto è particolarmente piccola e conseguentemente  $N_s$  è molto elevato. Vengono così individuati tre ”picchi” per gli elementi del processo lento. Il primo picco corrisponde agli elementi Sr, Y, Zr, il secondo a Ba, La, Ce, Pr, Nd ed il terzo picco al Pb ed al Bi. Inoltre, nella trattazione analitica del processo, viene tenuto conto del numero di esposizioni neutroniche (il numero di ”fasci” neutronici che investe un nucleo). Questo porta a distinguere tre componenti del processo s: una componente *debole*, dove i nuovi nuclei sono prodotti dopo un’esposizione neutronica unica, la quale comprende i nuclei sino ad  $A < 88$ ; una componente detta *principale*, nella quale vengono prodotti nuclei con  $88 \leq A \leq 204$ , frutto di esposizioni neutroniche sovrapposte, ed una *forte*, responsabile della produzione di nuclei pesanti, fino al  $^{208}\text{Pb}$ . La catena si interrompe con il  $^{209}\text{Bi}$ , il quale decade  $\alpha$  in tempi di scala molto minori di  $\tau_n$  per il processo lento.

Per quanto riguarda la componente debole, essa si verifica principalmente nelle fasi RGB e AGB di stelle con  $M > 15\text{M}_\odot$ , con la sorgente di neutroni rappresentata dalla reazione  $^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{25}\text{Mg} + n$ . La componente principale avviene invece nella fase TPAGB (*thermal pulses AGB*) in stelle con  $1 \text{ M}_\odot < M < 8\text{M}_\odot$ , dove la fonte di neutroni liberi sono le catture  $\alpha$  da parte degli isotopi  $^{22}\text{Ne}$  e  $^{13}\text{C}$ .

Assumendo una sezione d’urto media caratteristica  $\langle \sigma \rangle \sim 100 \text{ mb}$ , una velocità termica caratteristica  $v_T \sim 3 \times 10^8 \text{ cm/s}$ , ed un tempo caratteristico  $\tau_n \sim 10^4 \text{ anni}$ , si trova che il processo lento avviene ad una densità numerica di neutroni di almeno  $n_n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Clayton, 1968).

### 3.2.2 Processo r

La necessità di introdurre un processo di cattura neutronica rapido nasce principalmente da due osservazioni: l’abbondanza di 27 nuclei con  $A \geq 70$  non sintetizzabili con un processo s, l’esistenza di elementi più pesanti del  $^{209}\text{Bi}$ . Svolgendo lo stesso calcolo della sezione precedente, utilizzando il tempo caratteristico del processo di cattura neutronica rapida, dell’ordine di  $10^{-4} \text{ s}$ , si ottiene che tale processo è attivato a densità neutroniche  $n_n \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ , raggiungibili solo in fasi di forte non equilibrio di una stella, come esplosioni di supernova o fusioni di stelle di neutroni (Lippuner, 2018), anche se non è tutt’ora stato univocamente determinato un sito primario di produzione di questo tipo di elementi. In queste condizioni, un atomo può venire investito da un flusso neutronico elevato e catturare diversi neutroni, producendo un nucleo ricco di neutroni, prima di decadere verso la valle di stabilità  $\beta$ . L’arricchimento neutronico del nucleo si arresta quando il tasso di cattura neutronica egualia il tasso di fotodisintegrazione. Le brevi emivite degli isotopi coinvolti in questo processo rendono particolarmente difficile la determinazione sperimentale delle loro masse.

Una semplice stima empirica relativa all’abbondanza  $N_r$  di nuclei prodotti dal processo rapido è ottenuta, assumendo l’universalità del processo r, sottraendo alle abbondanze totali misurate nel Sole  $N_\odot$  quelle prodotte da processi di cattura lenta,  $N_s$ ,

$$N_r(Z, A) \approx N(Z, A) - \frac{f(A)}{\sigma(Z, A)}$$

dove  $f(A)$  è una funzione liscia che rappresenta il prodotto  $\sigma N_s$ . Rappresentando il risultato nel grafico abbondanza-numero di massa, anche in questo caso si osservano tre picchi, corrispondenti ai numeri di massa  $A = 80, 130, 195$ . Come per il processo lento, questi picchi di abbondanza sono strettamente correlati ai numeri magici corrispondenti al completamento di una shell neutronica  $N = 50, 82, 126$ . In questo caso tuttavia, data l'alta densità neutronica in cui questi nuclei si sono formati, essi devono avere un numero di protoni  $Z$  inferiore rispetto ai nuclei risultanti da processo s con lo stesso numero magico di neutroni, avendo  $Z$  circa 10 unità inferiore rispetto al corrispondente valore nella valle di stabilità ([Clayton, 1968](#)). Una volta che questi nuclei non sono più soggetti ad un intenso flusso neutronico (ad esempio dopo essere stati espulsi nello spazio), essi iniziano a subire decadimenti  $\beta^-$  successivi, producendo come risultato il primo nucleo stabile con lo stesso numero di massa  $A$  (isobaro) del nucleo di partenza. Anche questo processo può essere diviso in tre categorie, basate su un parametro che rappresenta i neutroni catturati per nucleo di partenza (*seed* o progenitore) durante l'esposizione ad una fonte neutronica. Si distinguono quindi processo r *debole*, responsabile per i nuclei fino a  $A \sim 125$ , processo r *principale*, che raggiunge  $A = 195$ , e processo r con ciclo di fissione, che produce nuclei molto pesanti sino a  $A \sim 300$ , dove poi l'innescarsi di reazioni di fissione nucleare impedisce la formazione di nuclei più pesanti ed arresta la produzione di nuovi nuclei tramite processo di cattura neutronica rapida.

Di particolare importanza in ambito astrofisico sono gli elementi del terzo picco  $^{238}\text{U}$  e  $^{232}\text{Th}$  (detti elementi attinoidi): essi infatti hanno emivite particolarmente lunghe: 14.05 Gyr per l'uranio e 4.468 Gyr per il torio. Grazie ad esse, misurando l'abbondanza in questi elementi e conoscendo il pattern teorico di produzione di elementi r, è possibile ottenere direttamente il tempo trascorso tra la produzione di questi elementi e la misura, che altro non è che una stima dell'età della stella. Lo svantaggio di questo metodo, chiamato nucleocosmocronologia risiede nell'incertezza dei modelli teorici utilizzati, ed una stima più precisa dell'età può essere ottenuta dalla comparazione del rapporto U/Th osservato con quello predetto dalla teoria.

### 3.3 CEMP-s

Nella prima definizione ([Beers and Christlieb, 2005](#)) delle sottoclassi delle stelle CEMP, quelle con  $[\text{C}/\text{Fe}] > +1.0$  venivano classificate CEMP-s se  $[\text{Ba}/\text{Fe}] > +1.0$  e  $[\text{Ba}/\text{Eu}] < +0.5$ , dove bario ed europio venivano assunti come elementi rappresentativi del processo lento e rapido, rispettivamente. In [Goswami et al. \(2023\)](#) viene proposto un criterio per identificare le CEMP-s che risolve l'ambiguità nella distinzione tra quest'ultime e le CEMP-r/s presente in molte altre classificazioni:

- **CEMP-r/s:**  $[\text{Ba}/\text{Fe}] \geq 1.0$ ,  $[\text{Eu}/\text{Fe}] \geq 1.0$ 
  1.  $0.0 \leq [\text{Ba}/\text{Eu}] \leq 1.0$  e/o  $0.0 \leq [\text{La}/\text{Eu}] \leq 0.7$ ;
- **CEMP-s:**  $[\text{Ba}/\text{Fe}] \geq 1.0$ 
  1.  $[\text{Eu}/\text{Fe}] < 1.0$ ,  $[\text{Ba}/\text{Eu}] > 0.0$  e/o  $[\text{La}/\text{Eu}] > 0.5$ ;
  2.  $[\text{Eu}/\text{Fe}] \geq 1.0$ ,  $[\text{Ba}/\text{Eu}] > 1.0$  e/o  $[\text{La}/\text{Eu}] > 0.7$ .

Storicamente, la sovrabbondanza di elementi del processo s in stelle povere di metalli in generale poneva un problema sull'origine di questo arricchimento: data la teorica ne-

cessità della presenza di nuclei del picco del ferro che costituiscono i semi per la sintesi di elementi del processo lento, la netta sottoabbondanza di ferro (ed elementi vicini) dovrebbe implicare l'assenza di elementi prodotti dal processo s. La soluzione convenzionale a questo paradosso è rappresentata da un meccanismo di produzione di elementi s anche a bassa metallicità insieme ad uno scenario di trasferimento di massa all'interno di un sistema binario. Infatti, dallo studio della velocità radiale di queste stelle, si trova che la maggior parte di esse si trova in un sistema binario. Ad esempio in [Hansen et al. \(2016\)](#) viene stabilito osservativamente che l'  $82 \pm 10\%$  delle CEMP-s studiate nel loro campione sono stelle binarie. In questo sistema binario, la stella compagna della CEMP-s è identificata con una stella che ha raggiunto lo stato di nana bianca dopo aver superato gli ultimi stadi della fase AGB, in particolare la fase di *thermal-pulses* AGB (TPAGB), dove ha prodotto elementi pesanti via processo s. La scarsa abbondanza di Fe rende il numero di neutroni per nucleo seme maggiore, risultando in un processo s completo che porta ad una marcata sovrabbondanza di piombo ([Frebel, 2024](#)). Questo prova inoltre che il pattern di arricchimento in elementi del processo s dipende da [Fe/H], con la maggior parte delle CEMP-s che si localizza in  $-2.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -2.0$  ([Frebel, 2024](#)). Inoltre, in [Gallino et al. \(1998\)](#), viene dimostrato come la produzione di elementi s durante la fase di *thermal-pulses* AGB (con massa iniziale  $1 - 3 M_{\odot}$ ) possa essere giustificata per mezzo della formazione di una cosiddetta "tasca di  $^{13}\text{C}$ ", una sottile zona ricca in  $^{13}\text{C}$  nella quale la veloce reazione  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  arricchisce la regione locale in neutroni, successivamente rilasciati ed utilizzati nel processo s. I principali meccanismi con cui la stella primaria può trasferire massa a quella secondaria sono tre ([Hansen et al., 2016](#)). Il primo è il Roche-lobe *overflow*: esso è il meccanismo più efficiente di trasferimento di massa. Tuttavia, perchè esso si verifichi, è necessario che la separazione spaziale tra le stelle sia sufficientemente piccola da permettere alle stelle di raggiungere il rispettivo lobo di Roche. Inoltre, quando tale meccanismo si instaura in stelle con inviluppi estesi come quelli delle AGB, esso è instabile e solitamente risulta in una fase di inviluppo comune tra le due stelle, durante la quale il trasferimento di massa è considerato trascurabile. Questo meccanismo di trasferimento di massa viene dunque generalmente escluso nel contesto di formazione di CEMP-s. Il secondo meccanismo consiste nell'esposizione della stella secondaria (la futura CEMP-s) ai venti stellari della stella primaria durante la fase di AGB, con successivo accrescimento del materiale espulso da parte della stella secondaria. Tuttavia, anche questo meccanismo di trasferimento di massa è ostacolato da grandi distanze tra le stelle, sebbene sia molto più plausibile del primo. Il terzo meccanismo, l'*overflow* di Roche-lobe assistito da venti stellari, è una combinazione dei primi due: si verifica nel caso in cui il Roche-lobe della stella secondaria è intersecato dal vento stellare emesso dalla stella donatrice, il quale, trovandosi così gravitazionalmente legato alla stella ricevitrice, non si disperde isotropicamente nello spazio, ma viene focalizzato nel piano orbitale del sistema, facilitandone l'accrescimento.

Oltre agli elementi del processo lento, si ritiene che anche il carbonio sovrabbondante nelle CEMP-s provenga da trasferimenti di massa in un sistema binario con una stella AGB. Questo implica che il profilo chimico non riflette quello del gas da cui esse si sono formate, ma piuttosto quello della AGB compagna nel sistema binario. Questo modello inoltre spiega efficacemente la sovrabbondanza di carbonio nelle stelle CH e di bario nelle stelle Ba, che rappresentano la controparte delle CEMP e delle CEMP-s, rispettivamente, a metallicità maggiori.

Modelli simili sono proposti anche per spiegare l'abbondanza delle stelle CEMP-s/r, an-

ch'esse molto spesso situate in sistemi binari, dove la necessità di un processo intermedio che spieghi tale pattern chimico nella CEMP pone dei vincoli diversi sulla stella primaria che ha attraversato la fase AGB.

Ovviamente lo scenario di trasferimento di massa in un sistema binario non è in grado di spiegare l'arricchimento chimico nelle CEMP-s singole. Per queste ultime non è tuttora chiara l'origine né della sovrabbondanza in carbonio né della sovrabbondanza in elementi s, anche se alcune ipotesi sono state avanzate. Si suppone che esse riflettano la mistura chimica della nube di gas da cui sono originate, tuttavia risulta impossibile ricondurle ad un singolo evento di nucleosintesi ([Frebel, 2024](#)).

## 3.4 CEMP-r

Le stelle arricchite in elementi del processo r vengono divise in tre sottoclassi, sulla base del valore di  $[Eu/Fe]$ , con l'europio che è quindi assunto come elemento rappresentativo di questo gruppo di elementi ([Frebel, 2024](#)):

- stelle rI:  $[Eu/Fe] > +0.3$
- stelle rII:  $[Eu/Fe] > +0.7$
- stelle rIII:  $[Eu/Fe] > +2$

Queste stelle si trovano principalmente nell'alone galattico, tuttavia esistono esempi di queste stelle scoperte in luoghi diversi. In particolare, un importante esempio è la galassia nana satellite ultra debole ReticulumII, che contiene quasi esclusivamente stelle rII ([Frebel, 2024](#)). Tra queste stelle arricchite in elementi del processo r, le CEMP-r, definite come stelle con  $[C/Fe] > +0.7$ ,  $[Eu/Fe] > 0.3$ ,  $[Ba/Fe] < 0.0$ , sono molto rare. Esse costituiscono infatti la sottoclasse meno popolata delle CEMP. Si ritiene che l'origine di questo pattern chimico nelle CEMP-r sia dovuta ad un arricchimento in elementi r della nube di gas da cui si sono formate da parte di una sorgente esterna ([Shank et al., 2023](#)).

La rarità di queste stelle ed il conseguente esiguo numero di CEMP-r analizzate non permette di effettuare ulteriori considerazioni su di esse.

## 3.5 CEMP-no

Come già sottolineato, le stelle CEMP-no assumono una particolare rilevanza in quanto costituiscono dei veri e propri fossili cosmici. A differenza delle altre sottoclassi di CEMP, queste stelle non mostrano un significativo arricchimento in elementi di cattura neutronica: il "no" in CEMP-no indica la "normale" abbondanza in elementi di cattura neutronica. Inoltre, la frazione di stelle appartenenti a questa sottoclasse rispetto al totale numero di CEMP aumenta in generale con il diminuire della metallicità, ed in particolare per  $[Fe/H] < -3.4$ , tutte le stelle CEMP sono CEMP- no ([Bonifacio et al., 2025](#)).

### 3.5.1 Metodi di rilevamento specifici

Mentre la procedura e la metodologia generale per la rilevazione di stelle povere di metalli individua le fondamenta anche per l'identificazione delle CEMP-no, queste stelle

presentano ulteriori complessità osservative rispetto alla normale analisi delle stelle povere di metalli. Identificare stelle CEMP-no infatti, oltre all'iniziale appuramento della bassa metallicità, richiede sia la conferma dell'arricchimento in carbonio che l'esclusione di una relativamente eccessiva abbondanza in elementi di cattura neutronica, al fine di distinguerle dalle CEMP-s e CEMP-r/s. Effettivamente questa analisi a più step non è strettamente applicata solo per le CEMP-no, quanto alle CEMP in generale, che, come già visto, vengono principalmente suddivise in base al loro arricchimento in elementi derivati da processi di cattura neutronica.

In questo elaborato viene presa come riferimento la metodologia di rilevamento di CEMP-no utilizzata in [Mardini et al. \(2019\)](#) e viene brevemente riportata in quanto costituisce un esemplificativo utilizzo di questo processo di selezione multi-step. Gli autori selezionano il campione dalla *survey* con LAMOST (Large sky Area Multi Object Fibre Spectroscopic Telescope), utilizzando due metodi indipendenti per la misura di  $[Fe/H]$ : confronto dello spettro sintetico con i dati osservativi e calcolo degli indici di Lick; confronto dello spettro sintetico con quello osservativo normalizzato, utilizzando metodi di minimizzazione per ottenere un best-fit della metallicità. Vengono identificate come VMP (secondo la classificazione da loro usata) le stelle per cui si ottiene  $[Fe/H] < 2.7$  con entrambi i metodi (la maggior parte di esse sono classificate come EMP secondo la classificazione di [Bonifacio et al. \(2025\)](#)). Dal campione iniziale vengono così selezionate 12 stelle, soggette successivamente a spettroscopia ad alta risoluzione  $R = 110\,000$  con una copertura di range di lunghezze d'onda pari a  $3720 - 9989 \text{ \AA}$ , utilizzando il 2.4 m Lick Automated Planet Finder (Lick/APF). Viene così ottenuto poi uno spettro normalizzato 1D, dopo una riduzione dei dati. Per quanto riguarda il calcolo di  $A(\text{C})$ , dato che a basse metallicità le righe atomiche del carbonio sono difficilmente rilevabili, l'abbondanza di carbonio viene derivata sulla base delle righe molecolari del carbonio, in particolare della banda molecolare A-X del CH attorno a  $4300 \text{ \AA}$ , assumendo in partenza un modello atmosferico LTE. Inoltre, a causa della sovrapposizione delle bande molecolari, si rende necessario l'utilizzo di spettri sintetici con una modellizzazione dell'equilibrio molecolare atmosferico. In questi spettri viene incluso l'effetto di allargamento causato dalla rotazione stellare e dalla macro turbolenza. Tramite lo stesso approccio di utilizzo di spettro sintetico, viene ottenuta l'abbondanza di N, utilizzando le bande molecolari della molecola CN a  $4215 \text{ \AA}$  e  $6971 \text{ \AA}$ . L'abbondanza di azoto costituisce un informazione importante, poiché durante la fase RGB il secondo episodio di *dredge-up* riduce l'abbondanza superficiale di C ed aumenta quella di N, in quello che viene chiamato RGB-*bump*. Prima di questo episodio le abbondanze di C ed N non vengono significativamente modificate. Dunque, l'osservazione di una relativamente bassa abbondanza di C ed una relativamente alta abbondanza in N, insieme ad una sottoabbondanza di Li (distrutto durante la convezione) ed un basso rapporto isotopico  $\log^{12}\text{C}/^{13}\text{C} < 1.0$  ([Spite, M. et al., 2006](#)), indicano che una stella ha subito un *mixing* convettivo e dunque la sua abbondanza originaria di C è maggiore rispetto a quella misurata ([Skúladóttir, Á. et al., 2015](#)). La correzione per questo effetto, come evidenziato all'inizio del capitolo, è definita in [Placco et al. \(2014\)](#).

La misura delle abbondanze basata su spettri sintetici è utilizzato anche per gli elementi di cattura neutronica Sr e Ba, fondamentali per discriminare tra CEMP-no e le altre sottoclassi di CEMP. L'ottenimento di queste abbondanze, oltre a richiedere alta risoluzione, richiede anche un alto rapporto S/N, data la debolezza delle righe associate alle transizioni di questi elementi.

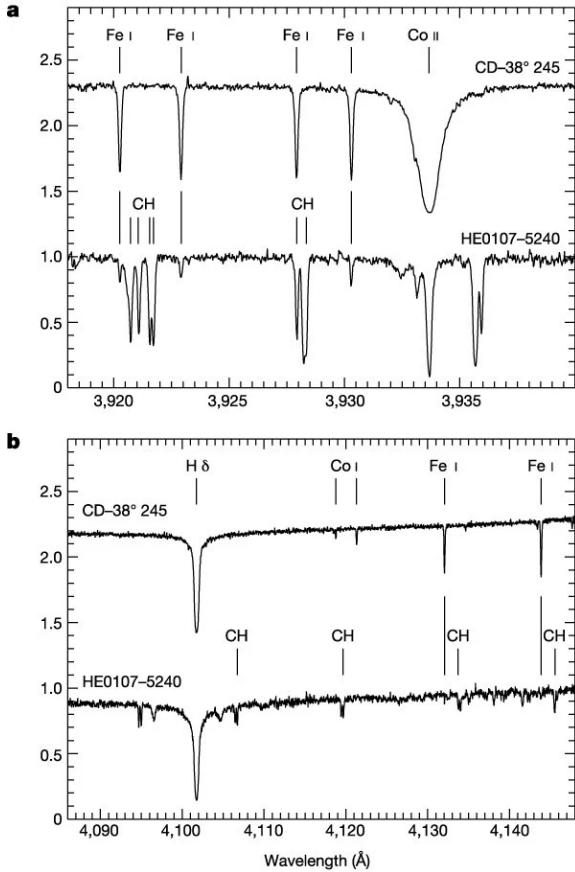


Figura 5: Porzioni dello spettro di HE 0107-5240 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.3$ ,  $[\text{C}/\text{Fe}] \approx 4.0$ ) e CD-38°245 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.98$ ,  $[\text{C}/\text{Fe}] \approx 0.08$ ) confrontati, ottenuti con VLT-UT2 e Ultraviolet-Visual Echelle Spectrograph (UVES). Si noti la profondità delle bande molecolari del CH in HE 0107-5240 rispetto a CD-38°245. Immagine riprodotta da [Christlieb et al. \(2002\)](#).

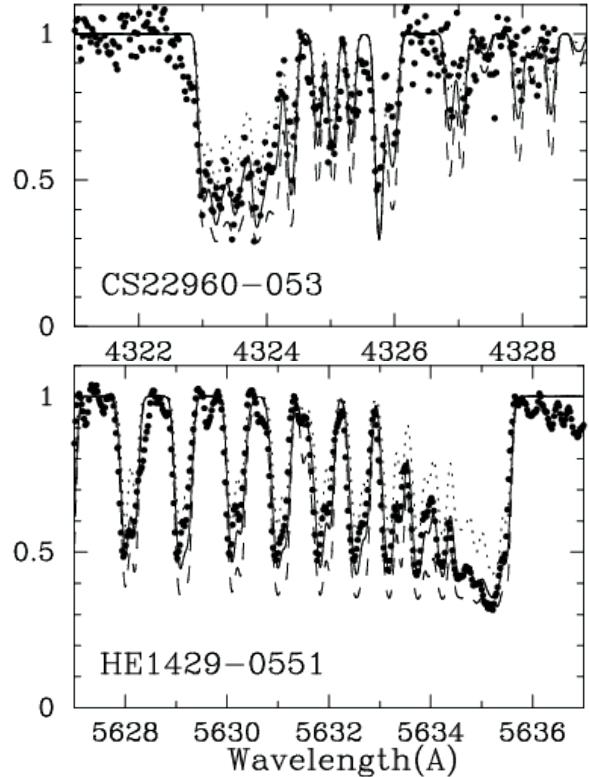


Figura 6: Esempio del metodo di determinazione dell'abbondanza di carbonio tramite spettri sintetici per le stelle CS 22960-053 e HE 1429-0551. I punti neri sono i dati osservativi, la linea nera continua rappresenta lo spettro sintetico per l'A(C) adottata. Le linee tratteggiate evidenziano la sensibilità e la variazione della profondità delle bande molecolari (CH sopra, C<sub>2</sub> sotto) per una variazione di abbondanza di carbonio pari a  $\pm 0.3$  dex per CS 22960-053 e  $\pm 0.2$  dex HE 1429-0551 ( $+\Delta\text{dex}$  tratteggi più lunghi,  $-\Delta\text{dex}$  tratteggi più corti). Immagine riprodotta dal preprint arXiv:[astro-ph/0609702v1](#) di [Aoki et al. \(2007\)](#).

Risulta necessario tuttavia sottolineare che il valore di  $[\text{C}/\text{Fe}]$  è sensibile a diversi effetti. Innanzitutto, le bande molecolari in generale, sono fortemente influenzate dagli effetti della granulazione, la cui intensità aumenta nelle stelle EMP. Inoltre, in [Bonifacio et al. \(2025\)](#), viene suggerito che la modellazione delle bande molecolari dev'essere migliorata in quanto gli equilibri di formazione molecolare in una stella sono interconnessi per ogni molecola, richiedendo dunque una modellazione simultanea di almeno tutte le molecole più rilevanti. Inoltre, per le stelle CEMP, in particolare quelle con un alto  $[\text{C}/\text{O}]$ , è presente una significativa differenza nella struttura di un modello 3D rispetto ad uno 1D ([Gallagher et al., 2017](#)). Questo impone che la determinazione delle abbondanze in un modello 3D debba essere eseguita in modo iterativo, ricalcolando il modello ad ogni passo con le abbondanze aggiornate dallo step precedente di C, N ed O.

Esemplificativo di queste limitazioni è il caso riportato in Bonifacio et al. (2025) di tre stelle metal poor che a fronte di un'analisi basata su spettro sintetico 1D della banda G esibivano  $[C/Fe] \sim +1.1$ , mentre l'analisi successiva 3D NLTE delle stesse stelle è risultata in  $[C/Fe] \sim 0.0$ .

### 3.5.2 Classificazione: A(C)

Nelle sezioni precedenti sono state esposte le classificazioni delle sottoclassi di CEMP basate sulle rispettive abbondanze di elementi di cattura neutronica, come il bario e l'europio. Nel paragrafo precedente poi si è visto come il calcolo dell'abbondanza di questi elementi richieda spettroscopia ad alta risoluzione ed alto S/N.

Secondo Yoon et al. (2016), è possibile dividere CEMP-no e CEMP-s anche basando la distinzione solamente sull'abbondanza assoluta di carbonio. Gli autori individuano  $A(C) = 7.1$  come valore di separazione, classificando come CEMP-no le stelle con abbondanza di carbonio minore uguale a tale valore, CEMP-s quelle con valori di  $A(C)$  maggiore. Tale classificazione risulta efficace (nel loro campione tale classificazione risulta corretta nel 90 % dei casi) principalmente per stelle giganti o subgiganti, mentre in Lee et al. (2017) viene asserito che nel caso di stelle MSTO (*Main Sequence Turn-Off*), il valore spartiacque debba essere aumentato a  $A(C) = 7.6$ . Una classificazione basata su  $A(C)$  risulta utile poiché permette di distinguere sufficientemente CEMP-no e CEMP-s senza dover ricorrere ad alta risoluzione per ottenere abbondanze di elementi di cattura neutronica. A supporto di questa ipotesi, viene riportato il seguente diagramma  $A(C) - [Fe/H]$  presente in Bonifacio et al. (2025) che include tutte le stelle conosciute con  $[C/Fe] \geq +1.0$  e  $[Fe/H] < -2.0$ .

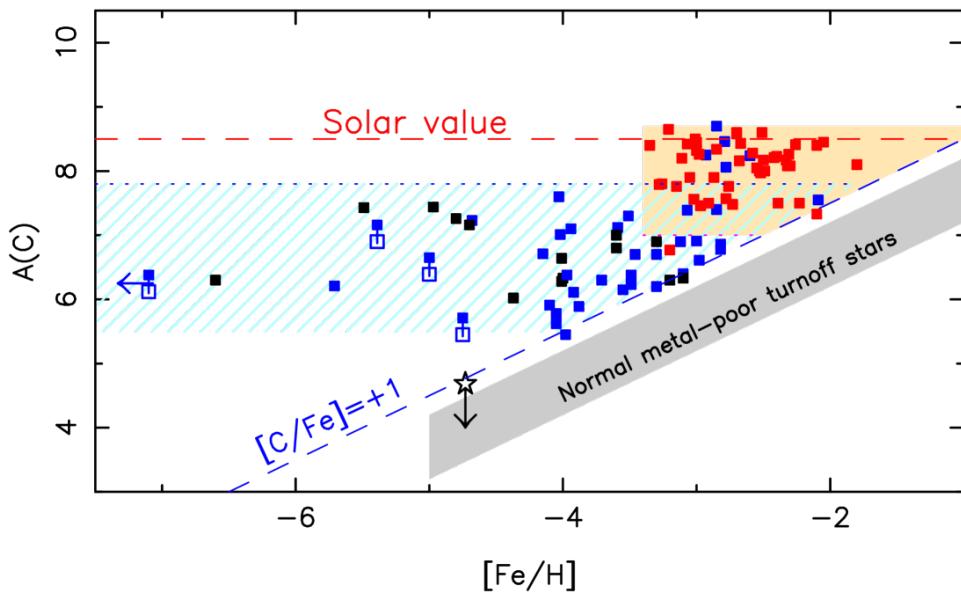


Figura 7: Diagramma a dispersione  $A(C)$  vs  $[Fe/H]$ . Le CEMP-no sono rappresentate da quadrati blu; nel caso siano giganti, il quadrato blu vuoto indica il valore  $A(C)$  misurato, il quadrato pieno indica il valore corretto per tenere conto del primo *dredge-up*. Quadrati rossi indicano sia CEMP-s che CEMP-r/s senza distinzione. Quadrati neri sono associati a stelle con abbondanza di bario sconosciuta. La linea rossa tratteggiata corrisponde a  $A(C)_\odot$ , mentre alla regione grigia appartengono stelle C-normal. Immagine riprodotta da Bonifacio et al. (2025)

Gli stessi autori inoltre suggeriscono una suddivisione delle CEMP-no sulla base della dipendenza di  $A(C)$  con  $[Fe/H]$ , operando una distinzione interna nelle CEMP-no in due gruppi: Gruppo II, in cui appare una chiara correlazione tra  $A(C)$  e  $[Fe/H]$ ; Gruppo III in cui essa non appare (Figura 4). Questa classificazione è supportata da alcuni risultati teorici basati su simulazioni cosmologiche mirate a studiare la firma chimica lasciata dalle stelle PopIII ([Yoon et al., 2018](#)). Questa specificazione all'interno della stessa sottoclasse CEMP-no è stata la prima indicazione di un possibile scenario di formazione in nubi arricchite da più di una stella PopIII progenitrice.

### 3.5.3 Distribuzione nella Via Lattea

Come asserito nella sezione 2.2, nella nostra Galassia la maggiore frazione di stelle metal poor di trova nell'alone galattico, con quest'ultimo che viene suddiviso in due componenti, una esterna ed una interna. In [Hansen et al. \(2013\)](#), viene ricavata, tramite metodi di determinazione di età stellare come la *cooling-sequence* delle nane bianche, una differenza tra alone interno ed esterno in termini di età di cluster e stelle di campo, pari a circa 2 Gyr. Questa differenza è accompagnata da un gradiente nella funzione di distribuzione di metallicità (MDF). Tale risultato è stato confermato in più occasioni. Ad esempio in [de Jong et al. \(2010\)](#), utilizzando la distribuzione spaziale di densità stellare, ottenuta dall'indagine SEGUE-1 di SDSS, viene derivata una differenza nei picchi di metallicità in funzione della distanza dal centro della galassia:  $[Fe/H] \sim -1.6$  a  $r < 15$  kpc, corrispondente all'alone interno,  $[Fe/H] \sim -2.2$  a  $r > 15 - 20$  kpc, nell'alone esterno. Questo comportamento, detto bimodalità della MDF, con due picchi a diversa altezza localizzati uno nell'alone interno e l'altro nell'alone esterno, viene osservato anche in altre galassie, come ad esempio M31 ([Sarajedini et al., 2012](#)).

Inoltre, essendoci una correlazione tra frequenza di CEMP-no e  $[Fe/H]$ , ci si aspetterebbe che anche la frequenza di CEMP-no aumentasse allontanandosi dal piano galattico. Effettivamente, in [Carollo et al. \(2011\)](#), viene mostrato come a distanza dal piano galattico  $|Z|$  minore di 5 viene individuato un numero relativamente piccolo di CEMP-no, mentre il numero aumenta significativamente per  $|Z| > 5$  nel loro campione. Tale comportamento potrebbe essere spiegato in termini di una diversa natura delle popolazioni stellari nell'alone esterno rispetto a quello interno. A prescindere dall'origine di tale aumento in numero di CEMP-no, viene stabilito che la frazione di quest'ultime nell'alone esterno è circa il doppio di quella nell'alone interno. Una conferma di questa distribuzione viene data in [Carollo et al. \(2014\)](#), dove viene analizzato un campione di 323 stelle VMP già soggette a spettroscopia ad alta risoluzione. L'assegnazione delle stelle del campione all'alone esterno\interno viene eseguita sulla base delle proprietà cinematiche delle stelle selezionate, attraverso un'accurata analisi di moti propri, velocità radiali, distanze e proprietà orbitali. Gli autori concludono che nel campione analizzato ristretto alle CEMP (composto solo da CEMP-no e CEMP-s, la non conoscenza dell'abbondanza di europio non ha permesso di distinguere nettamente tra CEMP-s e CEMP-r/s), il 57% di CEMP nell'alone interno è CEMP-s ed il 43% è CEMP-no, mentre nell'alone esterno la frazione di CEMP-no è maggiore, pari al 70%. Questo, oltre a suggerire una conferma, almeno per il campione analizzato, della dominanza di CEMP-no nell'alone esterno e dell'aumento della loro frequenza rispetto all'alone interno, rafforza l'ipotesi di una diversa origine delle due componenti dell'alone della nostra Galassia.

### 3.5.4 Frequenza di binarietà

Si è discusso nella sezione 3.3 dell’alta frequenza con cui le CEMP-s si trovano in sistemi binari, e del modo in cui la loro peculiare composizione chimica atmosferica sia spiegabile in termini di interazione con la stella compagna. Si intende con frequenza di binarietà la frequenza con cui, in un certo campione, una stella appartiene ad un sistema binario.

La situazione è invece differente per quanto concerne le stelle CEMP-no. Esse infatti sono principalmente stelle singole ([Starkenburg et al., 2014](#)) e la loro frequenza di binarietà dovrebbe riflettere quella aspettata ad una data metallicità ([Bonifacio et al., 2025](#)). In [Moe et al. \(2019\)](#) viene stabilito che la frazione di stelle in sistemi binari è circa pari a 55% a  $[Fe/H] = -3.0$  ed a 20% per  $[Fe/H] = 0$ . Il campione esaminato dagli autori è limitato a sistemi binari con periodi inferiori a 28 anni e semiasse maggiore minore di 10  $au$ , definiti sistemi binari vicini. Inoltre è importante sottolineare che tale risultato è ottenuto dopo aver applicato correzioni per completezza (metodi statistici utilizzati per compensare il numero di binarie non rilevate a causa di orientazioni orbitali sfavorevoli o periodi orbitali lunghi): non è presente una correlazione tra frequenza di binarietà e  $[Fe/H]$  nel campione non corretto. Nel lavoro di [Arentsen, A. et al. \(2019\)](#), utilizzando le informazioni sulle variazioni della velocità radiale nel proprio campione unito con campioni analizzati da altri autori, viene determinato che il 32% delle CEMP-no analizzate si trova in un sistema binario e viene concluso che tale frequenza sia consistente con quella ”generale” proposta in [Moe et al. \(2019\)](#) a data metallicità. Sulla base delle informazioni frammentarie presenti in letteratura, in [Bonifacio et al. \(2025\)](#) viene concluso che l’assunzione per cui ad una data metallicità la frazione di sistemi binari tra le stelle CEMP-no non sia differente da quella delle stelle C-normali rappresenti un’ipotesi coerente, con l’importante corollario che l’arricchimento chimico delle CEMP-no non sia imputabile alla presenza o assenza di una compagna, rafforzando in maniera decisiva lo scenario di arricchimento ereditato dalla nube di formazione.

# Capitolo 4

## CEMP-no: scenari di formazione

Nel capitolo precedente si sono analizzate le proprietà osservative e gli schemi di classificazione delle stelle CEMP. Se per le CEMP-s si è visto come per la maggior parte di esse il particolare profilo chimico che le definisce possa essere spiegato in termini di un trasferimento di massa in sistemi binari da parte di una compagna, per le CEMP-no, la scarsa frequenza di binarietà implica che non può valere lo stesso. Questo suggerisce che rispetto alle altre sottoclassi di CEMP, le CEMP-no abbiano affrontato un percorso evolutivo differente. La questione fondamentale che rimane aperta per questa tipologia di stelle è la seguente: qual è l'origine dell'arricchimento in carbonio nelle CEMP-no? Una risposta completa e largamente accettata a questa domanda non è ancora stata data. L'importanza di tale risposta va oltre ad una semplice comprensione dell'evoluzione di queste stelle. Dato che le CEMP-no riflettono il profilo di abbondanza chimica delle nubi protostellari da cui esse si sono formate, e che queste ultime sono state arricchite prevalentemente da stelle di Popolazione III, lo studio delle CEMP-no permette di analizzare indirettamente la nucleosintesi della prima generazione di stelle, oltre a porre vincoli sulle proprietà di quest'ultime. È proprio questo il significato dell'appellativo di "fossili cosmici" assegnato alle CEMP-no. In questo capitolo, oltre ad una panoramica riassuntiva sulle stelle di Popolazione III, si esaminano i due principali scenari proposti per spiegare l'origine dell'arricchimento chimico osservato nelle stelle CEMP-no.

### 4.1 La prima generazione di stelle

Sono denominate di "Popolazione III", abbreviato PopIII, le stelle che compongono la prima generazione stellare, formate quando l'Universo era ancora totalmente privo di metalli (ad eccezione di una piccola frazione di litio) ad un redshift  $z \sim 30$ , circa 100 milioni di anni dopo il Big Bang ([Klessen and Glover, 2023](#)). Lo studio di questi oggetti si scontra con un ostacolo fondamentale, dato dalla loro almeno apparente assenza: non è stata mai osservata ad oggi una stella di PopIII. Nonostante questa sfida, la natura delle stelle di prima generazione è stata oggetto di intensi studi e dibattiti negli ultimi decenni. Data l'assenza di una controparte osservativa, la comprensione attuale di questi oggetti è basata principalmente su modelli teorici e simulazioni, che negli anni sono diventati progressivamente più sofisticati e dettagliati.

I risultati di queste simulazioni indicano che le stelle di PopIII spaziano in un range di massa ampio, smentendo in parte studi iniziali che suggerivano masse dell'ordine di

100  $M_{\odot}$ . Risultati più recenti invece indicano un intervallo esteso che include stelle a masse minori e stelle con massa pari a diverse centinaia, fino a migliaia (in simulazioni di contesto cosmologico), di masse solari. Nonostante questa ampia variabilità nelle masse possa essere almeno in parte dovuta alle diverse risoluzioni e coperture temporali delle simulazioni, esse concordano nell'esibire una funzione di massa iniziale (IMF) dominata da stelle ad alta massa (cosiddetta *top-heavy* IMF) (Klessen and Glover, 2023). La IMF è una funzione che descrive la distribuzione iniziale di massa per una popolazione stellare e gioca un ruolo chiave nel governare l'evoluzione delle stelle di PopIII ed i meccanismi di formazione delle galassie. La presente IMF (*present-day* IMF) è invece dominata da stelle a bassa massa, presentando un picco attorno a  $0.2 - 0.3 M_{\odot}$ , nettamente differente da quella della prima generazione di stelle.

Inoltre, una caratteristica comune nelle stelle di PopIII sembra essere quella di formare sistemi binari o multipli, derivata dall'elevata frammentazione del disco di accrescimento nella nube protostellare, causata da instabilità gravitazionali. Questo risulta nella formazione di sistemi composti da una stella molto massiva accompagnata da stelle secondarie di massa minore, in rari casi anche dell'ordine di una massa solare e quindi teoricamente con un tempo di vita abbastanza lungo da poter essere osservate ai nostri giorni.

Dalla teoria dell'evoluzione stellare è noto come le stelle con masse superiori a  $8 M_{\odot}$  concludano la loro vita con un'esplosione di supernova. L'arricchimento chimico dello spazio successivo all'esplosione dipende principalmente da due variabili: la massa iniziale e la rotazione. Per molto tempo lo studio delle possibili stelle che hanno contribuito all'evoluzione chimica si è concentrato sulle supernove a instabilità di coppia (PISNe). Questi oggetti sono il prodotto finale di una stella di PopIII non rotante, con metallicità pari a zero, ed uno specifico range di massa,  $M \sim 140 - 260 M_{\odot}$ . La previsione per questi oggetti è che essi esplodano senza lasciare un relitto centrale (buco nero o stella di neutroni), distribuendo tutto il materialestellare nello spazio circostante. Lo studio approfondito di questi oggetti ha portato ad una precisa conoscenza dei possibili *yields* delle PISNe e conseguentemente della firma chimica che esse avrebbero lasciato. Tuttavia non è mai stata trovata ad oggi una stella di PopII che porti una tale firma chimica (una promettente candidata era stata individuata nel 2023 ma è stata smentita l'anno successivo), portando le ricerche nell'ambito a concentrarsi su range di massa inferiori, su meccanismi di esplosione atipici e sull'effetto della rotazione sulla nucleosintesi.

La transizione da stelle di Popolazione III a stelle di Popolazione II avviene circa a  $z \sim 15$ , quando un certo numero di mini-aloni di materia oscura che ospitavano stelle (o sistemi di stelle) di PopIII si fondono in un unico alone di  $M_{DM} \sim 10^8 M_{\odot}$ . Il gas primordiale dove si sono formate le PopIII, composto da H ed He, non si raffredda in modo efficiente, tendendo a formare stelle molto massive. Inoltre, dopo la formazione di stelle massicce, il raffreddamento tramite idrogeno molecolare  $H_2$ , che dominava nel processo di formazione delle prime stelle, è ostacolato dalla produzione di fotoni, da parte di queste stelle, abbastanza energetici da fotodissociarla, con il risultato che il meccanismo di raffreddamento dominante diventa quello tramite il deuteruro di idrogeno HD. Differentemente, il gas presente in questo alone è arricchito dalle esplosioni di supernove delle stelle di PopIII che erano ospitate nei singoli mini-aloni. I metalli ora presenti favoriscono il raffreddamento e la frammentazione delle nubi protostellari a formare stelle di masse più piccole, ed i meccanismi di raffreddamento dipendono dalla quantità di metalli e da quali di essi sono presenti. In particolare, un parametro fondamentale in questo contesto è la metallicità critica, la metallicità minima in una nube

di gas protostellare per cui la transizione da PopIII a PopII possa avvenire. I principali canali di raffreddamento sono due: il primo avviene in ambienti con metallicità critica  $Z_{crit} \sim 10^{-5} Z_\odot$  nel quale si possono formare granuli di polvere in grado di raffreddare efficientemente la nube; il secondo, a  $Z_{crit} \sim 10^{-3.5} Z_\odot$  ([Klessen and Glover, 2023](#)) richiede in realtà più che una certa metallicità, una minima abbondanza di carbonio ed ossigeno, ed è basato sul raffreddamento tramite l'emissione di fotoni corrispondente alle transizioni fini (CII e OI) di questi atomi. Questo significa che nelle zone ricche di carbonio e/o ossigeno si formano stelle più rapidamente rispetto ad ambienti nei quali questi due elementi sono meno abbondanti.

In [Frebel et al. \(2007\)](#) per quantificare tale situazione viene introdotto il discriminante di transizione  $D = D([C/H], [O/H])$  e viene stimato che stelle a massa piccola possano formarsi solo se  $D \gtrsim -3.5$ . Nello stesso articolo inoltre viene concluso che tutte le stelle EMP di piccola massa formate tramite il secondo canale di raffreddamento debbano mostrare una sovrabbondanza di carbonio ed ossigeno, facendo delle CEMP-no le candidate principali per confermare tale meccanismo. Risulta inoltre necessario ipotizzare uno scenario in grado di arricchire lo spazio in questi due elementi ma non in Fe.

## 4.2 Classificazione: stella sorgente

Nel lavoro di [Maeder and Meynet \(2015\)](#) viene proposta una classificazione per le stelle CEMP-no basata sui processi ed i prodotti della nucleosintesi della stella progenitrice, detta anche stella sorgente. Il meccanismo fondamentale nel contesto di questa classificazione è il movimento bidirezionale di alcune specie chimiche tra la regione di combustione di elio e quella di combustione di idrogeno. Quando infatti una parte del carbonio e dell'ossigeno prodotti dalla combustione di elio entra nella regione di combustione di H tramite un leggero *mixing* (o mescolamento, sezione 4.3), le reazioni nucleari in questa regione portano alla creazione di isotopi ed elementi come il  $^{13}\text{C}$  ed il  $^{14}\text{N}$ . Successivamente, questi nuovi atomi possono essere di nuovo rimescolati indietro nella *shell* di combustione di elio, dove agiscono da semi per catture  $\alpha$  producendo specie come il  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24,25,26}\text{Mg}$ , elementi del primo picco del processo s, ed in alcune condizioni anche del secondo picco (Ba, La). Mentre questi elementi vengono sintetizzati, il rimescolamento leggero iniziale che produce  $^{13}\text{C}$  e  $^{14}\text{N}$  nella zona di combustione di idrogeno continua ad avvenire, e quando neon e magnesio vengono rimescolati in tale regione, possono essere attivati i cicli nucleari Ne-Na e Mg-Al che producono quindi sodio ed alluminio. Durante questi moti alternati di materia tra la regione di combustione di He e quella di combustione di H, le abbondanze degli elementi sopravvissuti variano, per alcuni aumentano e per altri diminuiscono. Quando la stella sorgente poi espelle parte della sua massa, la sua resa chimica in questi elementi è quella data dai processi di nucleosintesi al momento dell'espulsione. Globalmente questo risulta in valori osservabili di  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ,  $[\text{C}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{N}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{O}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Na}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Al}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  ampiamente variabili nelle CEMP-no, che dipendono dunque dalla storia della perdita di massa della stella sorgente. Si denomina "mixing secolare di primo ordine" la situazione in cui il materiale che viene processato dal ciclo CNO nella regione di combustione di idrogeno (ma può essere data una definizione simile per la regione di combustione di elio) è costituito dall'H e dall'O provenienti dalla regione di combustione di elio; si usa invece il termine "mixing secolare di secondo ordine" quando il materiale che viene processato dal ciclo CNO è risultato dalla fusione dell'elio, e che prima ancora deriva da specie atomi-

che provenienti dalla combustione dell'idrogeno (cioè catture  $\alpha$  su  $^{14}\text{N}$ , producendo alla fine  $^{22}\text{Ne}$ ) ([Choplin et al., 2016](#)). Inoltre, un processo di *mixing* può avvenire anche una volta terminate le attività termonucleari, il quale si instaura nell'*ejecta* della supernova. Esso viene chiamato "mixing stellare nell'*ejecta*". Viene presentata tale classificazione, efficacemente riportata in [Choplin et al. \(2016\)](#):

1. **classe 0:** la CEMP-no è composta da materiale processato (nella stella sorgente, precisazione valida per tutta la classificazione) dalla combustione di idrogeno ma non da materiale derivante da combustione di elio, e non avvengono né mescolamento secolare né mescolamento nell'*ejecta*;
2. **classe 1:** la CEMP-no è composta da materiale processato dalla combustione di elio ma non da materiale derivante da combustione di idrogeno, non avvengono né mescolamento secolare né mescolamento nell'*ejecta*;
3. **classe 2:** la CEMP-no è composta da materiale processato dalla combustione di idrogeno ed è particolarmente arricchita nei prodotti normali (C, O) della combustione di elio. Avviene solo *mixing* secolare del primo ordine. Basso rapporto  $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ ;
4. **classe 3:** i materiali nella CEMP-no sono una miscela di prodotti della combustione di idrogeno e della combustione di elio. Gli atomi processati dalla combustione di idrogeno provengono da un *mixing* secolare del primo ordine, mentre quelli processati dalla combustione di elio da un *mixing* secolare del secondo ordine.
5. **classe 4:** la CEMP-no è composta da materiale processato dalla combustione di idrogeno che proviene da *mixing* secolare di secondo ordine, ovvero questo materiale trasformato dal CNO è stato prima processato due volte dalla combustione dell'elio. Questo risulta in Ne e Mg che penetrando nuovamente nel guscio di elio supportano le catene Ne-Na e Mg-Al. Basso rapporto  $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ .

Nel campione esaminato da [Maeder and Meynet \(2015\)](#), delle 30 CEMP-no attribuibili ad una classe, 4 appartengono alla classe 2, 17 alla classe 3 e 9 alla classe 4.

### 4.3 Scenario supernova debole con mixing e fallback

Come sottolineato varie volte, le stelle più povere di metalli sembrano essersi formate in un ambiente nel quale il mezzo interstellare è stato inquinato dall'*ejecta* di una, o poche, esplosioni di supernove di stelle di PopIII. In questo contesto, la ricerca in [Umeda and Nomoto \(2005\)](#) dimostra che i profili di abbondanza non solo delle EMP, ma anche delle CEMP, riflettano le rese chimiche di supernove a collasso del *core* di stelle di Popolazione III ( $Z=0$ ) modellate con diverse energie di esplosioni e diversi "gradi" di *mixing* e *fallback*, due meccanismi che verranno esplorati di seguito. Altri tipi di supernove sono escluse in quanto l'energia associata ad esse non è sufficiente per giustificare la produzione degli elementi osservati nelle EMP e nelle CEMP.

**Mixing:** Il *mixing*, o rimescolamento, è un processo idrodinamico che altera la struttura stratificata di una stella, mescolando elementi chimici prodotti in strati diversi. Esistono diversi processi che possono causare rimescolamento durante diverse fasi di vita di una stella. Verrà qui analizzato brevemente il meccanismo dominante nel *mixing* in un'esplosione di supernova, ovvero l'instaurarsi di instabilità di Rayleigh-Taylor. L'in-

stabilità di Rayleigh-Taylor è una instabilità che si sviluppa nell’interfaccia tra due fluidi contigui a densità diverse, che si instaura quando il fluido meno denso supporta il più pesante contro la forza gravitazionale. Si formano delle increspature nell’interfaccia che permettono al fluido più denso di penetrare in quello più leggero. Quando un volume di fluido denso si sposta verso il basso (rispetto alla direzione del campo gravitazionale effettivo  $g_{eff} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}$ ) ed un pari volume di fluido meno denso si sposta in alto, il sistema raggiunge una configurazione di energia potenziale inferiore a quella iniziale, alimentando ulteriormente l’instabilità che passa da un regime di crescita lineare ad uno non lineare. Si sviluppano così strutture penetranti e irregolari dette ”dita”, tendenti ad essere di piccole dimensioni a causa del fatto che le regioni di instabilità tendono ad essere strette. Tipicamente, in un’esplosione di supernova, quando l’onda d’urto prodotta dal collasso del *core* si propaga verso l’esterno essa decelera, creando nei gusci che vengono decelerati dietro il fronte dell’onda dei profili di densità ed entropia non-monotoni e tali che le condizioni per l’instaurazione dell’instabilità di Rayleigh-Taylor in alcuni strati siano soddisfatte (in particolare la gravità effettiva è diretta verso l’esterno) ([Müller, 2020](#)). Si instaurano inoltre anche instabilità secondarie, ad esempio quella di Richtmyer-Meshkov causata dall’impatto obliquo dell’onda d’urto con gli strati di materiale, che contribuiscono al rimescolamento.

**Fallback:** Il *fallback* è un fenomeno di natura gravitazionale introdotto per la prima volta da S. Colgate nel 1971 per spiegare l’assenza di alcuni elementi in un campione stellare osservato. Esso avviene quando durante un’esplosione di supernova, una parte del materiale espulso non riceve abbastanza energia da poter fuoriuscire dalla buca di potenziale gravitazionale della protostella di neutroni (o del buco nero) lasciata dall’esplosione, e ricade dunque all’interno del relitto (da cui il nome ”*fallback*”). La letteratura scientifica fa riferimento a tre principali meccanismi per spiegare il fenomeno del *fallback*: la decelerazione dovuta all’onda di rarefazione, la perdita di energia e di momento dell’*ejecta* e la decelerazione causata dall’onda d’urto inversa. Il primo meccanismo è spiegato in termini di un’onda di rarefazione prodotta dalla contrazione successiva al rapido raffreddamento (causato dalla copiosa emissione di neutrini) del relitto centrale, dopo che esso ha emanato la prima onda d’urto. Quando il materiale espulso esterno al *core* viene investito da questa onda di rarefazione, esso decelera abbastanza da rimanere vincolato dall’attrazione gravitazionale alla protostella di neutroni/buco nero. Questo meccanismo è in realtà associato al secondo: la decelerazione degli strati espulsi ne causa una perdita di energia e di quantità di moto, risultando anche in questo caso in una velocità dei volumi di materiale espulso minore della velocità di fuga locale, facendo ricadere indietro parte dell’*ejecta*. Questi due meccanismi insieme costituiscono quello che viene detto ”*prompt fallback*”, che avviene in tempi brevi ( $\sim 15$  s) dall’inizio dell’esplosione e costituisce il contributo principale al *fallback* totale ([Wong et al., 2014](#)). Durante un’esplosione di supernova, quando il flusso di materia alimentato dall’intensa emissione di neutrini (proveniente dal relitto dell’esplosione) si scontra con lo strato di idrogeno che si sta muovendo a velocità minori, viene prodotta un’onda d’urto inversa. Quest’ultima, decelera gli strati di materia espulsi e ne causa, per una parte del materiale, la ricaduta verso l’interno. Questo meccanismo ha luogo dopo un tempo pari a qualche centinaia di secondi dall’inizio dell’esplosione, il tempo necessario all’onda d’urto primaria per raggiungere il guscio di idrogeno in fuoriuscita. Simulazioni idrodinamiche 3D condotte in [Wong et al. \(2014\)](#) con due progenitrici (in particolare una con  $50 M_\odot$  e  $Z=0$ ), permettono di concludere che la quantità di *fallback* dipende dal grado di asimmetria dell’esplosione e dalla sua energia, ed in particolare essa è maggiore per esplosioni deboli

ed asimmetriche.

Uno scenario di supernova con *mixing* e *fallback* è stato proposto più volte in letteratura per spiegare le abbondanze chimiche nelle stelle EMP e CEMP. Ad esempio, in [Umeda and Nomoto \(2005\)](#), si cerca di riprodurre i trend di abbondanze chimiche caratteristici delle stelle sotto la soglia  $[Fe/H] \sim -2.5$  (per valori di  $[Fe/H]$  crescenti  $[Mn/Fe]$ ,  $[Cr/Fe]$  aumentano mentre  $[Ca/Fe]$ ,  $[Zn/Fe]$  diminuiscono). In particolare il valore di  $[Zn/Fe]$  risulta importante in quanto collegato al parametro fondamentale  $M_{cut}$ , ovvero la massa che divide il relitto centrale dalla componente spazzata via durante l'esplosione. Viene fornita inoltre una stima del valore di  $[Fe/H]$  a partire dalla massa di Fe espulsa dall'esplosione  $M_{ej}(\text{Fe})$  e dalla sua energia (proporzionale alla massa di idrogeno spazzata via dall'esplosione nel mezzo interstellare locale):

$$[Fe/H] = \log_{10}(M_{ej}(\text{Fe})/E_{51}) + C$$

con  $C$  costante.

In [Tominaga et al. \(2014\)](#) una simile analisi viene condotta utilizzando un modello di supernova con massa iniziale della stella progenitrice di PopIII pari a  $25 M_\odot$ . L'energia  $E$  dell'esplosione è espressa in termini di una normalizzazione:  $E_{51} = E/10^{51}$  erg. In questo caso, il *mixing* avviene nelle zone interne durante la propagazione dell'onda d'urto, quindi ad uno stadio precoce dell'esplosione. Parte del materiale rimescolato successivamente subisce un *fallback* verso il relitto centrale. Questo modello è stato introdotto principalmente per spiegare la sovrabbondanza di zinco rispetto al ferro nelle EMP. Infatti, un alto valore di  $[Zn/Fe]$  implica un'esplosione ad alta energia (possibile ipernova), nella quale però il valore della massa di taglio, assumendo che tutta la massa al di sopra di essa sia iniettata nello spazio, sarebbe abbastanza basso da permettere l'espulsione di una grossa quantità di ferro, contraddicendo i valori bassi di  $[Fe/H]$  e alti di  $[\text{elementi-}\alpha/\text{Fe}]$  evidenti nelle EMP ([Tominaga et al., 2007](#)). Sebbene venga indicato da alcuni autori ([Iwamoto et al., 2005](#)) che il meccanismo di *fallback* si inneschi per  $E_{51} \lesssim 1$  per massa della progenitrice pari a  $25 M_\odot$ , nel modello di [Tominaga et al. \(2007\)](#) il *fallback* si instaura anche per energie maggiori con masse della stella progenitrice maggiori ( $E_{51} \sim 2$  per  $50 M_\odot$ ).

Sia in [Tominaga et al. \(2007\)](#) che in [Tominaga et al. \(2014\)](#) viene tenuto conto del *mixing* e *fallback* nel modello di supernova attraverso tre parametri:  $M_{cut}(\text{ini})$ , la massa di taglio iniziale, che corrisponde al limite interno della zona dove avviene il *mixing*;  $M_{mix}(\text{out})$ , il confine esterno della regione di *mixing*;  $f$ , la frazione di massa espulsa dalla regione di *mixing*. Da questi parametri viene determinata la massa finale del relitto:

$$M_{cut}(\text{fin}) = M_{cut}(\text{ini}) + (1 - f)[M_{mix}(\text{out}) - M_{cut}(\text{ini})]$$

Il valore di  $M_{cut}(\text{ini})$  viene scelto in modo da massimizzare  $[Zn/Fe]$ , ponendo la massa di taglio iniziale vicina al *core* di ferro della stella. Nella simulazione degli autori viene determinato che per  $M_{mix}(\text{out})$  maggiore, una maggiore quantità di Fe viene espulsa.

In [Tominaga et al. \(2014\)](#), viene utilizzato un modello di supernova debole, caratterizzata da luminosità significativamente piccole rispetto a quelle tipiche ( $\sim 10^9 L_\odot$ ) delle SNeII, con *mixing* e *fallback* per riprodurre le abbondanze di alcune stelle CEMP-no. La ridotta luminosità di queste supernove è dovuta all'esigua quantità di  $^{56}\text{Ni}$  espulso. Infatti, una parte del ferro espulso in una supernova è prodotto dal  $^{56}\text{Ni}$ , che con il decadimento radioattivo in  $^{56}\text{Fe}$  durante la fuoriuscita, supporta quasi interamente la curva

di luce dell'esplosione. In questo contesto, poco  $^{56}\text{Fe}$  espulso, dato che una parte di esso è prodotto da tale decadimento, indica una ancora minore quantità di  $^{56}\text{Ni}$  espulso, risultando in una tanto minore luminosità dell'esplosione quanto una minore quantità di tale elemento fuoriesce dal pozzo di potenziale gravitazionale del relitto. La scarsa luminosità indica quindi poco ferro espulso, trattenuto nel relitto dal *fallback*, e che, diluito con l'idrogeno del mezzo interstellare, può spiegare il basso valore di  $[\text{Fe}/\text{H}]$  osservato nelle EMP. Inoltre in un tale scenario, una piccola massa di ferro espulsa sopravvive al prompt *fallback* grazie al *mixing* che avviene in precedenza che trasporta una certa quantità di vari elementi pesanti in strati più esterni della stella. In queste simulazioni inoltre, una stella CEMP-no è la progenie di una singola stella di PopIII, con massa da  $25 \text{ M}_\odot$  a  $50 - 60 \text{ M}_\odot$ . Gli autori, utilizzando questo modello, riescono a spiegare efficacemente le abbondanze di diverse CEMP-no in termini di rese di esplosioni di supernove deboli di queste stelle sorgenti. Tipicamente il grado di *mixing* e *fallback* viene introdotto tramite due parametri; viene osservato che non introducendo questi parametri (equivalentemente ponendoli uguali a zero), cioè non includendo *mixing* e *fallback* nel modello, le abbondanze delle stelle CEMP-no esaminate non vengono riprodotte correttamente. La conclusione che si trae è che secondo questo scenario di supernova debole con *mixing* e *fallback*, la sovrabbondanza di carbonio nelle CEMP-no non è attribuita ad una effettiva maggiore produzione di questo elemento: esso infatti, trovandosi in un guscio tra i più esterni, viene espulso nello spazio sia in questo scenario che in uno scenario di supernova normale. Invece, la situazione è quella di uno *yield* di C comparabile a quello di uno scenario di SNeII classico, mentre quasi la totalità del Fe espulso, ad eccezione di quello trasportato negli strati più superficiali dal *mixing*, viene trattenuto dal *fallback* e ricade all'interno del relitto centrale: si produce in questo modo il valore  $[\text{C}/\text{Fe}] > 1$  osservato nelle CEMP-no.

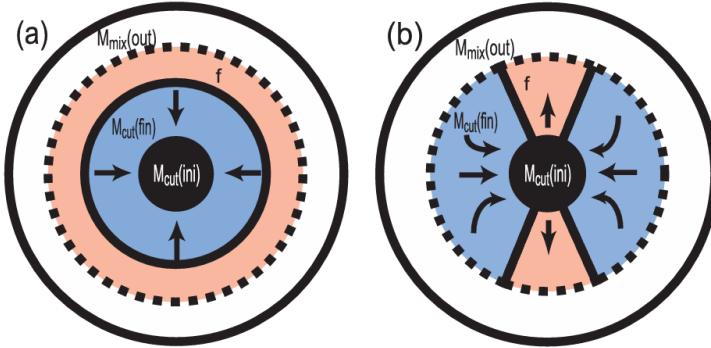


Figura 8: Illustrazione del modello di *mixing* e *fallback*. La frazione  $f$  di materiale nella regione di *mixing* viene espulsa nell'*ejecta*, il resto della materia, nella regione blu, viene trattenuto tramite *fallback*. (a) immagine 1D: i materiali vengono mescolati fino a un dato raggio e una parte dei materiali viene espulsa. (b) immagine 2D: i materiali nella regione esterna al di sopra di  $M_{\text{mix}}(\text{out})$  vengono espulsi, i materiali nella regione di mescolamento possono essere espulsi solo lungo l'asse del getto (esplosione *jet-like*). Immagine riprodotta da [Tominaga et al. \(2014\)](#).

Risulta importante notare che i profili chimici di alcune CEMP-no possono essere alternativamente ricondotti ad una combinazione di esplosioni di supernove normali e deboli, dove getti relativistici prodotti dalle esplosioni asferiche normali di stelle massicce (40

$M_{\odot}$ ) inducono il *fallback* di elementi pesanti come il ferro ([Tominaga et al., 2007](#)), in un cosiddetto scenario a supernova multiple.

Interessanti sono anche i risultati ottenuti da alcuni studi in questo contesto sulle CEMP-no presenti in galassie nane ultra deboli (UFDs), nelle quali il diagramma di colore-magnitudine indica una precoce interruzione della storia di formazione stellare, risultando in una dominanza di popolazioni stellari antiche. Ad esempio, in [Jeon et al. \(2021\)](#), implementando una simulazione cosmologica idrodinamica concentrata su galassie UFDs isolate, viene comparato il contributo di esplosioni di supernove deboli e normali nella giustificazione del profilo chimico di alcune CEMP-no osservate in UFDs satelliti della nostra Galassia e nell'alone della stessa. Viene concluso innanzitutto che la sovrabbondanza in carbonio nelle stelle CEMP è riconducibile ad arricchimento da parte di stelle di PopIII, mentre per le stelle povere di metalli C-normali l'arricchimento viene attribuito a stelle di PopII. Per la maggior parte delle stelle nella simulazione, l'arricchimento in metalli è dovuto ad un contributo combinato di PopIII SNeII e PopII SNeII, con il primo responsabile di più del 50% di arricchimento in metalli. La differenza tra CEMP-no e C-normali potrebbe tuttavia anche essere spiegata in termini di mescolamento disomogeneo dell'*ejecta* di una supernova di PopIII con il mezzo interstellare. Vengono confermati inoltre i risultati precedenti secondo cui le responsabili della formazione di CEMP-no con  $[C/Fe] \gtrsim 2$  sono esplosioni di supernove deboli di stelle di PopIII (in questo caso "debole" si riferisce solamente all'energia dell'esplosione,  $E_{51} < 1$ ), mentre per  $[C/Fe] < 2$  un arricchimento in termini di contributo sia da SNeII normali ( $E_{51} > 1$ ) di PopIII che da PopII è confermato. Nella simulazione inoltre viene correttamente riprodotta la suddivisione in Gruppo II e Gruppo III, presentata nella sezione 3.5.2, nello spazio  $A(C) - [Fe/H]$ .

In questo contesto, gli autori in [Rossi et al. \(2023\)](#), dallo studio della popolazione stellare CEMP-no della UFD Boötes I, forniscono un criterio per distinguere l'origine dell'arricchimento di queste stelle, almeno in tale galassia: le CEMP-no direttamente discendenti da esplosioni di PopIII mostrano un  $A(C) < 6$  e  $[C/Mg]$  circa costante con  $[Fe/H]$ , mentre quelle con  $A(C) > 6$  hanno un arricchimento in carbonio derivato da inquinamento prodotto da una AGB di PopII, non necessariamente in un sistema binario.

## 4.4 Scenario *spinstar*

Il secondo scenario maggiormente accreditato nell'interpretazione dell'origine delle abbondanze chimiche peculiari delle CEMP-no, è quello di un arricchimento proveniente da una cosiddetta *spinstar*. Il prototipo di *spinstar* corrisponde ad una stella massiccia a metallicità prossima a zero, caratterizzata da un'alta velocità di rotazione e da un ingente perdita di massa. Modelli teorici suggeriscono che stelle a metallicità  $Z$  estremamente piccola ( $Z \sim 0$ ), possiedano elevate velocità di rotazione ([Stacy et al., 2011](#)), supportando l'ipotesi della loro esistenza. Le *spinstar* sono soggette ad un significativo *mixing* interno innescato proprio dalla loro rotazione, capace di generare i pattern caratteristici del ciclo CNO attraverso un mescolamento tra i gusci di combustione di elio e di idrogeno. In particolare, i vari elementi prodotti dalle reazioni nucleari in questi gusci, menzionati nella precedente sezione, possono essere trasportati nella superficie di questa stella dal *mixing* rotazionale (*shear mixing*, dovuto a gradienti di velocità rotazionale tra gusci adiacenti) ed essere poi espulsi tramite vento stellare. È importante notare come alcuni di questi elementi, ad esempio il carbonio, aumentando l'opacità degli strati esterni contribuiscono ad incrementare il tasso di perdita di massa. Analizzando le proprietà

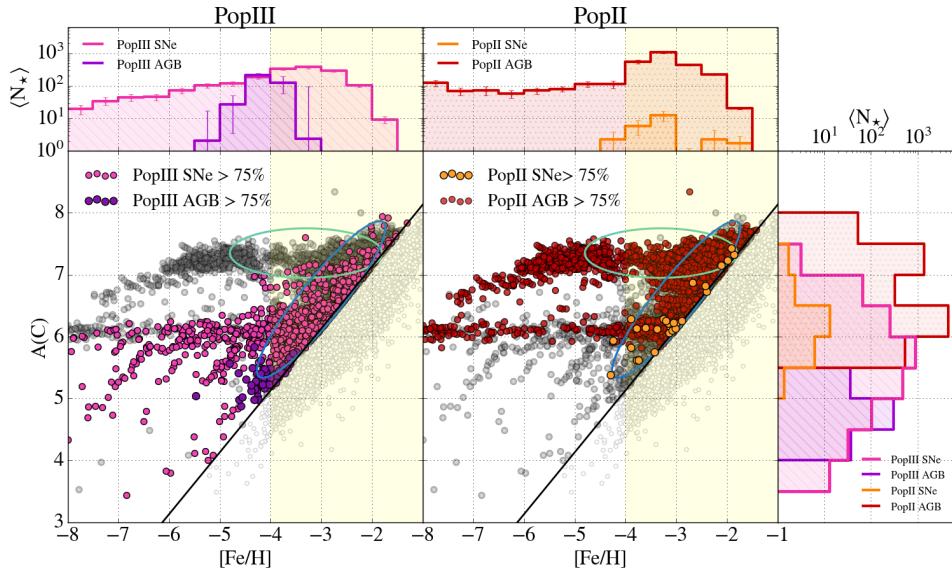


Figura 9: Diagramma  $A(C)$  vs  $[\text{Fe}/\text{H}]$  per diverse popolazioni stellari CEMP-no. I diversi colori dei punti indicano CEMP-no arricchite almeno per il 75% da una certa popolazione di stelle sorgenti. La zona con sfondo giallo rappresenta l’intervallo di  $[\text{Fe}/\text{H}]$  in cui sono localizzati i dati sperimentali relativi a Boötes I. Nel diagramma marginale superiore è rappresentato il numero di stelle mediato su diverse esecuzioni della simulazione  $\langle N_\star \rangle$  in funzione di  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Le stelle all’interno dell’ellisse in verde appartengono al Gruppo III secondo la classificazione di Yoon et al. (2016), quelle all’interno dell’ellisse blu sono nel Gruppo II. Si noti come le CEMP-no con progenitore PopIII coprano il range  $3.5 < A(C) < 7.5$  con picco a  $A(C) \sim 6$ . Immagine riprodotta da Rossi et al. (2023).

di queste stelle, in Maeder et al. (2015) vengono identificate sei firme chimiche che questa classe di stelle dovrebbe imprimere nelle prime stelle di PopII e nell’evoluzione iniziale delle galassie, qui brevemente riassunte:

- **1:** produzione di N a  $Z \sim 0$ , conferma il rapporto costante di N/O nelle stelle a bassa metallicità;
- **2:** alta resa di C tramite vento stellare, ulteriormente incrementato a basso  $Z$ , conferma nell’incremento del rapporto  $C/O$  con il diminuire della metallicità;
- **3:** rapporto  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  tra 30 e 300, compatibile con quello osservato in stelle antiche che non abbiano subito il primo *dredge-up* (10-100), drasticamente minore di quello predetto in modelli che non includono *spinstar* ( $> 4000$ );
- **4:** le osservazioni indicano che l’abbondanza di Be e di B cresce linearmente con  $[\text{O}/\text{H}]$ , contraddicendo la teoria standard della spallazione che prevede una crescita come  $2[\text{O}/\text{H}]$ , spiegabile in termini di raggi cosmici galattici accelerati da venti ricchi di nuclei prodotti dal CNO, che colpiscono l’idrogeno nel mezzo interstellare, risultando in un tasso di produzione costante anche a basse metallicità;
- **5:** nelle stelle con  $([\text{Fe}/\text{H}] < -2)$  si osserva un’ampia variazione di  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  (pari 4 dex). I modelli standard (binarie AGB) spiegano solo i valori bassi ( $< 0$ ). L’inclusione delle *spinstar*, che contribuiscono al primo picco degli elementi *s* (Sr) ma non al secondo (Ba), è necessaria per spiegare i valori alti ( $> 0$ );

- **6:** l'osservata presenza di una doppia sequenza principale in ammassi come  $\omega$  Cen, interpretata in termini di esistenza di due popolazioni stellari, di cui una con abbondanza di elio anomala ( $Y \approx 0.38$ ) ma bassa metallicità, risultando in un rapporto  $\Delta Y / \Delta Z \approx 70$  (molto superiore al valore  $\approx 4$  delle supernove standard). Questo potrebbe derivare dai venti ricchi di He delle *spinstar* che, essendo più lenti, rimangono intrappolati nella buca gravitazionale dell'ammasso, a differenza dei metalli delle supernove che vengono espulsi.

Sia questo modello che il modello di SNeII con *mixing* e *fallback* portano a simili risultati in termini di rese riprodotte nelle abbondanze di CEMP-no osservate, ed in entrambi gli scenari una parte della massa della stella sorgente viene espulsa. La differenza principale risiede nei tempi scala, nella modalità e nella regione in cui avviene il rimescolamento: nel modello *mixing* e *fallback*, come discusso in precedenza, il *mixing* avviene durante l'esplosione e può essere introdotto come parametro libero; in una *spinstar* invece, il rimescolamento originato dalla rotazione è un fenomeno progressivo durante la vita della stella, con l'arricchimento del mezzo interstellare che avviene attraverso l'espulsione tramite venti stellari degli strati esterni della stella, arricchiti in elementi, tra cui in particolare il carbonio derivato dalla combustione dell'elio, che sono stati precedentemente portati in queste regioni da questo tipologia di *mixing*.

Interessanti risultati possono essere riprodotti da scenari "unificati" detti "*wind+SNe*", che interpretano il vento stellare delle *spinstar* e le esplosioni deboli di supernove con *mixing* e *fallback* come fenomeni complementari. Infatti, mentre i modelli di *mixing* e *fallback* a volte non sono in grado di spiegare le sovrabbondanze di azoto, si è visto come esse siano una delle caratteristiche peculiari dei venti stellari di *spinstar*. Questo tipo di scenario prevede che la stella massiccia rotante di PopIII arricchisca prima la sua superficie con elementi processati dal ciclo CNO per mezzo del *mixing* rotazionale, li espella con venti stellari e, nel momento finale della sua vita, esploda in supernova con *mixing* e *fallback*. In questo scenario, il modello di *spinstar* giustifica le sovrabbondanze di C, N ed O, mentre l'esplosione in supernova con *mixing* e *fallback* è responsabile dell'esigua quantità di ferro espulsa e misurata nelle CEMP-no (Maeder et al., 2015).

Lo scenario di *spinstar* è principalmente compatibile con CEMP-no del Gruppo III, mentre le CEMP-no di Gruppo II sono associate allo scenario di SNeII con *mixing* e *fallback* (Yoon et al., 2016). Le abbondanze misurate nelle CEMP-no che possono vincolare le proprietà della PopIII progenitrice in termini di tipologia di scenario di formazione sono efficacemente riassunte da Frebel and Norris (2015), nella tabella presentata di seguito.

Ratio	Valore (dex)	Proprietà della PopIII
[C/Fe]	> 1.0	SNeII debole <i>mixing</i> e <i>fallback</i> Z=0; <i>spinstar</i>
[C/N]	< 0.0	<i>spinstar</i>
[Na, Mg, Al/Fe]	> 1.0	SNeII debole <i>mixing</i> e <i>fallback</i> Z=0; <i>spinstar</i>
[elementi- $\alpha$ /Fe]	$\sim 0.4$	SNeII
[Ca/Fe]	> 1.0	PISNe
[Zn/Fe]	> 0.5	SNeII ad alta energia; SNeII debole <i>mixing</i> e <i>fallback</i>

Tabella 2: Valori di [X/Y] di alcuni elementi che vincolano le proprietà della stella progenitrice. Tabella riprodotta da Frebel and Norris (2015).

Risulta necessario specificare che ciascuno di questi scenari di formazione e nucleosintesi delle abbondanze misurate nelle CEMP-no presenta delle limitazioni. Nel modello di supernova debole con *mixing* e *fallback* le esplosioni, per semplicità di calcolo, vengono trattate sfericamente, così come il mixing che viene trattato unidimensionalmente, portando a possibili errori sistematici propagati nei risultati. Inoltre, nelle simulazioni vengono introdotti numerosi parametri liberi ( $M_{cut}$ ,  $E_{51}$ , i processi di nucleosintesi, il grado di *mixing* e *fallback*, ecc.) a cui viene tipicamente assegnato un valore in modo da far conciliare risultati ed osservazioni, rendendo la previsione della massa della stella progenitrice dipendente dal tipo di modellizzazione utilizzato e riducendo il potere predittivo del modello. Nello scenario *spinstar* invece, le limitazioni riguardano principalmente la non conoscenza della reale distribuzione della velocità di rotazione delle stelle PopIII, oltre alla non ancora compresa origine della alta velocità di rotazione iniziale di queste stelle. Anche in questo modello inoltre vi sono parametri liberi, e la descrizione fisica del *mixing* viene semplificata con approssimazioni unidimensionali.

# Capitolo 5

## Conclusioni e prospettive future

Nel presente elaborato di tesi si è esplorato il ruolo delle stelle povere di metalli, con una particolare attenzione riservata alla sottoclasse delle CEMP-no, come strumenti per caratterizzare le elusive stelle di Popolazione III e ricostruire la storia dell’evoluzione chimica della nostra Galassia. È stato in particolare evidenziato come le CEMP non rappresentino una rara anomalia statistica, ma piuttosto costituiscano una popolazione stellare diffusa nelle varie componenti della nostra Galassia, con una maggiore frazione nell’alone esterno, nelle galassie satelliti ed anche in sistemi esterni alla Via Lattea, e come la loro frequenza aumenti con il diminuire della metallicità. La dicotomia negli scenari di formazione di CEMP-s e CEMP-no qualifica queste ultime come veri e propri “fossili cosmici”: la loro atmosfera custodisce la composizione chimica della nube protostellare in cui esse si sono formate, riflettendo l’impronta nucleosintetica diretta delle prime supernove esplose nell’Universo giovane. Le numerose indagini che hanno permesso di analizzare sempre più dettagliatamente il contenutostellare della nostra Galassia e dei suoi satelliti, insieme ai progressi nelle simulazioni cosmologiche ed idrodinamiche delle prime galassie e popolazioni stellari, hanno permesso di studiare con efficacia crescente negli anni le stelle CEMP-no e le implicazioni del loro profilo chimico sulla generazione stellare che le ha precedute. Rimangono tuttavia ancora domande aperte a cui rispondere e meccanismi da approfondire, in particolare la funzione iniziale di massa delle stelle di PopIII, i dettagli delle esplosioni di supernova, l’estremo valore di  $A(C)$  di alcune stelle e gli scenari che risolvano esaustivamente la questione sulla provenienza dei pattern chimici peculiari delle CEMP-no. In questo contesto, sarà fondamentale la prossima generazione di indagini spettroscopiche su larga scala (come 4DWARFS che osserverà galassie nane e *stream* stellari), l’avvento di nuovi telescopi come l’Extremely Large Telescope (ELT) e il Giant Magellan Telescope (GMT), oltre che il raffinamento dei modelli atmosferici con un utilizzo sistematico di modelli 3D NLTE, in grado di fornire un quadro più fedele della reale composizione chimica delle CEMP-no. Inoltre, un fronte di ricerca di grande prospettiva in questo ambito è rappresentato dallo studio approfondito delle galassie UFD.

In conclusione, lo studio delle stelle CEMP-no è un terreno ancora molto fertile e rappresenta uno dei canali più promettenti per l’osservazione indiretta delle stelle di Popolazione III e per la comprensione del meccanismo di formazione della nostra Galassia. Ogni nuova stella CEMP scoperta aiuta a completare il quadro della transizione dall’Universo primordiale dominato da idrogeno ed elio, all’Universo chimicamente complesso che osserviamo oggi.

# Bibliografia

- Aoki, W., Beers, T. C., Christlieb, N., Norris, J. E., Ryan, S. G. and Tsangarides, S. (2007), ‘Carbon-enhanced Metal-poor Stars. I. Chemical Compositions of 26 Stars’, *The Astrophysical Journal* **655**(1), 492–521.  
**URL:** <http://dx.doi.org/10.1086/509817>
- Arentsen, A., Starkenburg, E., Shetrone, M. D., Venn, K. A., Depagne, É. and McConnachie, A. W. (2019), ‘Binarity among CEMP-no stars: an indication of multiple formation pathways?★★’, *AA* **621**, A108.  
**URL:** <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834146>
- Beers, T. C. and Christlieb, N. (2005), ‘The Discovery and Analysis of Very Metal-Poor Stars in the Galaxy’, *43*(1), 531–580.  
**URL:** <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005ARA&A..43..531B>
- Beers, T. C., Placco, V. M., Carollo, D., Rossi, S., Lee, Y. S., Frebel, A., Norris, J. E., Dietz, S. and Masseron, T. (2017), ‘BRIGHT METAL-POOR STARS FROM THE HAMBURG/ESO SURVEY. II. A CHEMODYNAMICAL ANALYSIS’, *The Astrophysical Journal* **835**(1), 81.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/1/81>
- Bonifacio, P., Caffau, E., François, P. and Spite, M. (2025), ‘The most metal poor stars’, *arXiv preprint arXiv:2504.06335*.  
**URL:** <https://arxiv.org/abs/2504.06335>
- Bonifacio, P., Spite, M., Cayrel, R., Hill, V., Spite, F., François, P., Plez, B., Ludwig, H.-G., Caffau, E., Molaro, P., Depagne, E., Andersen, J., Barbuy, B., Beers, T. C., Nordström, B. and Primas, F. (2009), ‘First stars XII. Abundances in extremely metal-poor turnoff stars, and comparison with the giants’, *501*(2), 519–530.  
**URL:** <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009AA...501..519B>
- Carney, B. W. and Peterson, R. C. (1981), ‘Abundance analyses of subdwarfs of the remote halo’, *Astrophysical Journal, Part 1, vol. 245, Apr. 1, 1981, p. 238-246.* **245**, 238–246.  
**URL:** <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1981ApJ...245..238C>
- Carollo, D., Beers, T. C., Bovy, J., Sivarani, T., Norris, J. E., Freeman, K. C., Aoki, W., Lee, Y. S. and Kennedy, C. R. (2011), ‘CARBON-ENHANCED METAL-POOR STARS IN THE INNER AND OUTER HALO COMPONENTS OF THE MILKY WAY’, *The Astrophysical Journal* **744**(2), 195.  
**URL:** <https://doi.org/10.1088/0004-637X/744/2/195>

## BIBLIOGRAFIA

---

- Carollo, D., Freeman, K., Beers, T. C., Placco, V. M., Tumlinson, J. and Martell, S. L. (2014), ‘CARBON-ENHANCED METAL-POOR STARS: CEMP-s and CEMP-no SUBCLASSES IN THE HALO SYSTEM OF THE MILKY WAY’, *The Astrophysical Journal* **788**(2), 180.  
**URL:** <https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/2/180>
- Choplin, A., Maeder, A., Meynet, G. and Chiappini, C. (2016), ‘Constraints on CEMP-no progenitors from nuclear astrophysics’, *Astronomy & Astrophysics* **593**.  
**URL:** <https://www.aanda.org/articles/aa/ref/2016/09/aa28083-16/aa28083-16.html>
- Christlieb, N., Bessell, M. S., Beers, T. C., Gustafsson, B., Korn, A., Barklem, P. S., Karlsson, T., Mizuno-Wiedner, M. and Rossi, S. (2002), ‘A stellar relic from the early Milky Way’, *Nature* **419**(6910), 904–906. Data di pubblicazione: 2002/10/01.  
**URL:** <https://doi.org/10.1038/nature01142>
- Christlieb, N., Gustafsson, B., Korn, A. J., Barklem, P. S., Beers, T. C., Bessell, M. S., Karlsson, T. and Mizuno-Wiedner, M. (2004), ‘HE 0107-5240, a Chemically Ancient Star. I. A Detailed Abundance Analysis\*’, *The Astrophysical Journal* **603**(2), 708.  
**URL:** <https://doi.org/10.1086/381237>
- Clayton, D. D. (1968), *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*, McGraw-Hill, New York.  
**URL:** <https://archive.org/details/principlesofstel00clay>
- de Jong, J. T. A., Yanny, B., Rix, H.-W., Dolphin, A. E., Martin, N. F. and Beers, T. C. (2010), ‘MAPPING THE STELLAR STRUCTURE OF THE MILKY WAY THICK DISK AND HALO USING SEGUE PHOTOMETRY’, *The Astrophysical Journal* **714**(1), 663.  
**URL:** <https://doi.org/10.1088/0004-637X/714/1/663>
- Frebel, A. (2024), ‘Metal-Poor Stars in the Milky Way System’.  
**URL:** <https://arxiv.org/abs/2411.15415>
- Frebel, A., Aoki, W., Christlieb, N., Ando, H., Asplund, M., Barklem, P. S., Beers, T. C., Eriksson, K., Fechner, C., Fujimoto, M. Y., Honda, S., Kajino, T., Minezaki, T., Nomoto, K., Norris, J. E., Ryan, S. G., Takada-Hidai, M., Tsangarides, S. and Yoshii, Y. (2005), ‘Nucleosynthetic signatures of the first stars: enhanced C and O in the hyper metal-poor star HE 1327-2326’, *Nature* **434**, 871–873.  
**URL:** <https://doi.org/10.1038/nature03455>
- Frebel, A., Johnson, J. L. and Bromm, V. (2007), ‘Probing the formation of the first low-mass stars with stellar archaeology’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* **380**(1), L40–L44.  
**URL:** <http://dx.doi.org/10.1111/j.1745-3933.2007.00344.x>
- Frebel, A. and Norris, J. E. (2015), ‘Near-Field Cosmology with Extremely Metal-Poor Stars’, **53**, 631–688.  
**URL:** <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ARA&A..53..631F>
- Gallagher, A. J., Caffau, E., Bonifacio, P., Ludwig, H.-G., Steffen, M., Homeier, D. and Plez, B. (2017), ‘An in-depth spectroscopic examination of molecular bands from 3D hydrodynamical model atmospheres. II. Carbon-enhanced metal-poor 3D model

## BIBLIOGRAFIA

---

- atmospheres', **598**, L10.  
**URL:** <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017AA...598L..10G>
- Gallino, R., Arlandini, C., Busso, M., Lugaro, M., Travaglio, C., Straniero, O., Chieffi, A. and Limongi, M. (1998), 'Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. II. Neutron Capture and the s-Process', *The Astrophysical Journal* **497**(1), 388.  
**URL:** <https://doi.org/10.1086/305437>
- Gilmore, G. and Reid, N. (1983), 'New light on faint stars – iii. Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **202**(4), 1025–1047.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnras/202.4.1025>
- Goswami, A., Sheejelammal, J., Goswami, P. P. and Purandardas, M. (2023), 'On the potential of Carbon-Enhanced Metal-Poor stars for Galactic Archaeology'.  
**URL:** <https://arxiv.org/abs/2311.10043>
- Grimmett, J. J., Müller, B., Heger, A., Banerjee, P. and Obergaulinger, M. (2020), 'The chemical signature of jet-driven hypernovae', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **501**(2), 2764–2781.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnras/staa3819>
- Hansen, B. M. S., Kalirai, J. S., Anderson, J., Dotter, A., Richer, H. B., Rich, R. M., Shara, M. M., Fahlman, G. G., Hurley, J. R., King, I. R., Reitzel, D. and Stetson, P. B. (2013), 'An age difference of two billion years between a metal-rich and a metal-poor globular cluster', *Nature* **500**(7460), 51–53.  
**URL:** <https://doi.org/10.1038/nature12334>
- Hansen, T. T., Andersen, J., Nordström, B., Beers, T. C., Placco, V. M., Yoon, J. and Buchhave, L. A. (2016), 'The role of binaries in the enrichment of the early Galactic halo - III. Carbon-enhanced metal-poor stars – CEMP-s stars', *AA* **588**, A3.  
**URL:** <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527409>
- Iwamoto, N., Umeda, H., Tominaga, N., Nomoto, K. and Maeda, K. (2005), 'The First Chemical Enrichment in the Universe and the Formation of Hyper Metal-Poor Stars', *Science* **309**(5733), 451–453.  
**URL:** <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1112997>
- Jeon, M., Bromm, V., Besla, G., Yoon, J. and Choi, Y. (2021), 'The role of faint population III supernovae in forming CEMP stars in ultra-faint dwarf galaxies', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **502**(1), 1–14.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnras/staa4017>
- Keller, S. C., Bessell, M. S., Frebel, A., Casey, A. R., Asplund, M., Jacobson, H. R., Lind, K., Norris, J. E., Yong, D., Heger, A., Magic, Z., Da Costa, G. S., Schmidt, B. P. and Tisserand, P. (2014), 'A single low-energy, iron-poor supernova as the source of metals in the star smss j031300.36670839.3', *Nature* **506**(7489), 463–466.  
**URL:** <http://dx.doi.org/10.1038/nature12990>
- Klessen, R. S. and Glover, S. C. (2023), 'The First Stars: Formation, Properties, and Impact', *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **61**(Volume 61, 2023), 65–130.

## BIBLIOGRAFIA

---

- URL:** <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev-astro-071221-053453>
- Lee, Y. S., Beers, T. C., Kim, Y. K., Placco, V., Yoon, J., Carollo, D., Masseron, T. and Jung, J. (2017), ‘Chemical Cartography. I. A Carbonicity Map of the Galactic Halo’, *The Astrophysical Journal* **836**(1), 91.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/91>
- Li, H., Aoki, W., Matsuno, T., Xing, Q., Suda, T., Tominaga, N., Chen, Y., Honda, S., Ishigaki, M. N., Shi, J., Zhao, J. and Zhao, G. (2022), ‘Four-hundred Very Metal-poor Stars Studied with LAMOST and Subaru. II. Elemental Abundances’, *The Astrophysical Journal* **931**(2), 147.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac6514>
- Lippuner, J. (2018), r-Process Nucleosynthesis in Neutron Star Mergers with the New Nuclear Reaction Network Skynet, PhD thesis. Copyright - Database copyright ProQuest LLC; ProQuest does not claim copyright in the individual underlying works; Ultimo aggiornamento - 2024-12-10.  
**URL:** <https://www.proquest.com/dissertations-theses/r-process-nucleosynthesis-neutron-star-mergers/docview/2838438657/se-2>
- Lucatello, S., Beers, T. C., Christlieb, N., Barklem, P. S., Rossi, S., Marsteller, B., Sivarani, T. and Lee, Y. S. (2006), ‘The Frequency of Carbon-enhanced Metal-poor Stars in the Galaxy from the HERES Sample’, *The Astrophysical Journal* **652**(1), L37.  
**URL:** <https://doi.org/10.1086/509780>
- Maeder, A. and Meynet, G. (2015), ‘The first stars: a classification of CEMP-no stars’, *AA* **580**, A32.  
**URL:** <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526234>
- Maeder, A., Meynet, G. and Chiappini, C. (2015), ‘The first stars: CEMP-no stars and signatures of spinstars’, *AA* **576**, A56.  
**URL:** <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424153>
- Mardini, M. K., Li, H., Placco, V. M., Alexeeva, S., Carollo, D., Taani, A., Ablimit, I., Wang, L. and Zhao, G. (2019), ‘Metal-poor Stars Observed with the Automated Planet Finder Telescope. I. discovery of Five Carbon-enhanced Metal-poor Stars from LAMOST’, *The Astrophysical Journal* **875**(2), 89.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0fa2>
- Matteucci, F., Molero, M., Aguado, D. S. and Romano, D. (2021), ‘The evolution of Lithium: implications of a universal Spite plateau’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **505**(1), 200–206.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnras/stab1234>
- Moe, M., Kratter, K. M. and Badenes, C. (2019), ‘The Close Binary fraction of Solar-type Stars Is Strongly Anticorrelated with Metallicity’, *The Astrophysical Journal* **875**(1), 61.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0d88>
- Müller, B. (2020), ‘Hydrodynamics of core-collapse supernovae and their progenitors’, *Living Reviews in Computational Astrophysics* **6**(1).  
**URL:** <http://dx.doi.org/10.1007/s41115-020-0008-5>

## BIBLIOGRAFIA

---

- Placco, V. M., Frebel, A., Beers, T. C. and Stancliffe, R. J. (2014), ‘CARBON-ENHANCED METAL-POOR STAR FREQUENCIES IN THE GALAXY: CORRECTIONS FOR THE EFFECT OF EVOLUTIONARY STATUS ON CARBON ABUNDANCES’, *The Astrophysical Journal* **797**(1), 21.  
**URL:** <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/797/1/21>
- Rossi, M., Salvadori, S., Skúladóttir, and Vanni, I. (2023), ‘Understanding the origin of CEMP – no stars through ultra-faint dwarfs’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* **522**(1), L1–L5.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnrasl/slad029>
- Sarajedini, A., Yang, S.-C., Monachesi, A., Lauer, T. R. and Trager, S. C. (2012), ‘An ancient metal-poor population in M32, and halo satellite accretion in M31, identified by RR Lyrae stars★’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **425**(2), 1459–1472.  
**URL:** <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21609.x>
- Shank, D., Beers, T. C., Placco, V. M., Gudin, D., Catapano, T., Holmbeck, E. M., Ezzeddine, R., Roederer, I. U., Sakari, C. M., Frebel, A. and Hansen, T. T. (2023), ‘The R-Process Alliance: Chemodynamically Tagged Groups. II. An Extended Sample of Halo r-process-enhanced Stars’, *The Astrophysical Journal* **943**(1), 23.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aca322>
- Skúladóttir, Á., Tolstoy, E., Salvadori, S., Hill, V., Pettini, M., Shetrone, M. D. and Starkenburg, E. (2015), ‘The first carbon-enhanced metal-poor star found in the Sculptor dwarf spheroidal★☆’, *AA* **574**, A129.  
**URL:** <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424782>
- Sneden, C., Cowan, J. J. and Gallino, R. (2008), ‘Neutron-Capture Elements in the Early Galaxy’, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **46**(Volume 46, 2008), 241–288.  
**URL:** <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.astro.46.060407.145207>
- Spite, M., Cayrel, R., Hill, V., Spite, F., François, P., Plez, B., Bonifacio, P., Molaro, P., Depagne, E., Andersen, J., Barbuy, B., Beers, T. C., Nordström, B. and Primas, F. (2006), ‘First stars IX - Mixing in extremely metal-poor giants. Variation of the  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , [na/mg] and [al/mg] ratios’, *AA* **455**(1), 291–301.  
**URL:** <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065209>
- Spite, M. and Spite, F. (1982), ‘Lithium abundance at the formation of the Galaxy’, *AA* **297**(5866), 483–485.  
**URL:** <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1982Natur.297..483S>
- Stacy, A., Bromm, V. and Loeb, A. (2011), ‘Rotation speed of the first stars’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **413**(1), 543–553.  
**URL:** <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18152.x>
- Starkenburg, E., Martin, N., Youakim, K., Aguado, D. S., Allende Prieto, C., Arentsen, A., Bernard, E. J., Bonifacio, P., Caffau, E., Carlberg, R. G., Côté, P., Fouesneau, M., François, P., Franke, O., González Hernández, J. I., Gwyn, S. D. J., Hill, V., Ibata, R. A., Jablonka, P., Longeard, N., McConnachie, A. W., Navarro, J. F., Sánchez-Janssen, R., Tolstoy, E. and Venn, K. A. (2017), ‘The Pristine survey - I. Mining the

## BIBLIOGRAFIA

---

- Galaxy for the most metal-poor stars', **471**(3), 2587–2604.  
**URL:** <https://arxiv.org/abs/1705.01113>
- Starkenburg, E., Shetrone, M. D., McConnachie, A. W. and Venn, K. A. (2014), 'Binarity in carbon-enhanced metal-poor stars', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **441**(2), 1217–1229.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnras/stu623>
- Tominaga, N., Iwamoto, N. and Nomoto, K. (2014), 'ABUNDANCE PROFILING OF EXTREMELY METAL-POOR STARS AND SUPERNOVA PROPERTIES IN THE EARLY UNIVERSE', *The Astrophysical Journal* **785**(2), 98.  
**URL:** <https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/2/98>
- Tominaga, N., Umeda, H. and Nomoto, K. (2007), 'Supernova Nucleosynthesis in Population III 13–50 M Stars and Abundance Patterns of Extremely Metal-poor Stars', *The Astrophysical Journal* **660**(1), 516.  
**URL:** <https://doi.org/10.1086/513063>
- Umeda, H. and Nomoto, K. (2005), 'Variations in the Abundance Pattern of Extremely Metal-Poor Stars and Nucleosynthesis in Population III Supernovae', *The Astrophysical Journal* **619**(1), 427.  
**URL:** <https://doi.org/10.1086/426097>
- Wallerstein, G. (1962), 'Abundances in G. Dwarfs. VI. a Survey of Field Stars.', *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 6, p. 407 **6**, 407.  
**URL:** <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1962ApJS...6..407W>
- Wong, T.-W., Fryer, C. L., Ellinger, C. I., Rockefeller, G. and Kalogera, V. (2014), 'The Fallback Mechanisms in Core-Collapse Supernovae'.  
**URL:** <https://arxiv.org/abs/1401.3032>
- Yong, D., Norris, J. E., Bessell, M. S., Christlieb, N., Asplund, M., Beers, T. C., Barklem, P. S., Frebel, A. and Ryan, S. G. (2012), 'THE MOST METAL-POOR STARS. II. CHEMICAL ABUNDANCES OF 190 METAL-POOR STARS INCLUDING 10 NEW STARS WITH [Fe/H] –3.5', *The Astrophysical Journal* **762**(1), 26.  
**URL:** <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/762/1/26>
- Yoon, J., Beers, T. C., Dietz, S., Lee, Y. S., Placco, V. M., Costa, G. D., Keller, S., Owen, C. I. and Sharma, M. (2018), 'Galactic Archeology with the AEGIS Survey: The Evolution of Carbon and Iron in the Galactic Halo', *The Astrophysical Journal* **861**(2), 146.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaccea>
- Yoon, J., Beers, T. C., Placco, V. M., Rasmussen, K. C., Carollo, D., He, S., Hansen, T. T., Roederer, I. U. and Zeanah, J. (2016), 'OBSERVATIONAL CONSTRAINTS ON FIRST-STAR NUCLEOSYNTHESIS. I. EVIDENCE FOR MULTIPLE PROGENITORS OF CEMP-NO STARS', *The Astrophysical Journal* **833**(1), 20.  
**URL:** <https://doi.org/10.3847/0004-637X/833/1/20>