



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

Sul Processo di Cattura Rapida di Neutroni in Esplosioni di Alta Energia

Relatore

Prof.ssa Paola Marigo

Laureando

Enrico Feruglio

Anno Accademico 2022/2023

Abstract

La nucleosintesi stellare è un insieme di reazioni nucleari cruciali nell'evoluzione delle stelle e nella formazione degli elementi chimici nell'universo. In particolare, in questo studio si focalizza l'attenzione sul processo r, noto come "processo di cattura rapida di neutroni", il quale gioca un ruolo determinante nella sintesi degli elementi che superano il ferro in peso atomico.

Il primo capitolo (Capitolo 1) di questo elaborato è un'introduzione generale ai processi di cattura neutronica e protonica, i meccanismi con cui i nuclidi di massa atomica maggiore del ^{56}Fe vengono sintetizzati.

La seconda parte (Capitolo 2) è dedicata alla spiegazione del processo di cattura rapida di neutroni nella sua interezza, analizzando le dinamiche che lo caratterizzano attraverso modelli teorici, definendo le equazioni fondamentali ed illustrando l'influenza sulla composizione nucleare. In particolare, vengono definite le condizioni ambientali favorevoli allo sviluppo di un *rapporto neutron-to-seed* (parametro fondamentale del processo r) che promuova la sintesi dei nuclei, accompagnate dalla descrizione del modello classico di trattazione del processo r.

Nella terza parte (Capitolo 3) viene esaminato in dettaglio la fusione di oggetti compatti, da sempre ritenuto essere il principale sito astrofisico in cui avviene il processo di cattura rapida. In questi eventi, vengono espulse grandi quantità di materiale che creano le condizioni ideali per la nucleosintesi. Verrà discusso il ruolo della materia d'espulsione nel processo r, gli effetti legati ai neutrini e l'importanza dei dischi d'accrescimento.

La parte finale di questa tesi (Capitolo 4) si concentra sull'esplorazione di altri possibili siti astrofisici in cui avvenga la cattura rapida di neutroni. Essi sono spesso associati ad esplosioni di alta energia, in particolare a specifiche classi di supernovae a collasso del nucleo. In questo contesto, vengono delineate le diverse condizioni fisiche e i meccanismi che caratterizzano scenari alternativi al processo di cattura rapida di neutroni, valutando attentamente il loro potenziale contributo alla nucleosintesi e identificando i punti critici che ne limitano l'efficacia.

Indice

1	Introduzione	1
2	Cattura Rapida di Neutroni	3
2.1	Basi concettuali e condizioni ambientali	3
2.1.1	Densità e temperature dei neutroni	5
2.2	Modello classico del processo r	7
2.2.1	Rapporto neutron-to-seed iniziale	11
3	Fusione di Oggetti Compatti	12
3.1	Fusione di sistemi binari	12
3.1.1	La natura del materiale espulso	13
3.1.2	Il processo r nel materiale espulso dinamicamente	15
3.1.3	Gli effetti dei neutrini sul materiale espulso	17
3.1.4	Il ruolo dei dischi d'accrescimento	18
4	Nuove Frontiere per il Processo R	19
4.1	Supernovae a collasso del nucleo	19
4.2	Supernovae a cattura elettronica	20
4.3	Supernovae magneto-rotazionali	20
4.3.1	Un confronto con le fusioni di oggetti compatti	21
4.4	Hypernovae	22
4.5	Supernovae a confinamento dei quark	23
4.6	Processo r nei gusci di elio	24
	Conclusioni	25
	Bibliografia	27

Capitolo 1

Introduzione

La nucleosintesi è il processo tramite il quale gli atomi più leggeri si combinano per formare atomi più pesanti, permettendo la creazione della quasi totalità degli elementi chimici che osserviamo nell'universo oggi. La storia di questo fenomeno inizia già nei primissimi istanti dopo il Big Bang, quando l'Universo si è espanso e raffreddato abbastanza da stabilire le condizioni favorevoli alla nucleosintesi primordiale. In questo intervallo di tempo di pochi minuti, si sono creati gli elementi più leggeri come idrogeno ed elio, con un contributo molto minore di litio e berillio. Questi elementi primordiali costituiscono ancora la maggior parte della materia osservabile nell'Universo.

Tuttavia, i rimanenti elementi più pesanti di quelli già citati, sono stati creati attraverso altri processi di nucleosintesi localizzati in diversi ambienti cosmici. La nucleosintesi stellare è una catena di eventi che si verifica all'interno del cuore delle stelle, dove le alte temperature e pressioni consentono la fusione di nuclei atomici più leggeri in elementi sempre più pesanti. Tale fenomeno, però ha un limite, ossia può procedere sino la produzione del ferro per stelle sufficientemente massicce (maggiori di $\approx 11 M_{\odot}$). Come si vede nella Figura 1.1, la quale mostra l'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa A , si trova che il massimo valore viene raggiunto per il ^{56}Fe , considerato come l'atomo con la configurazione più stabile.

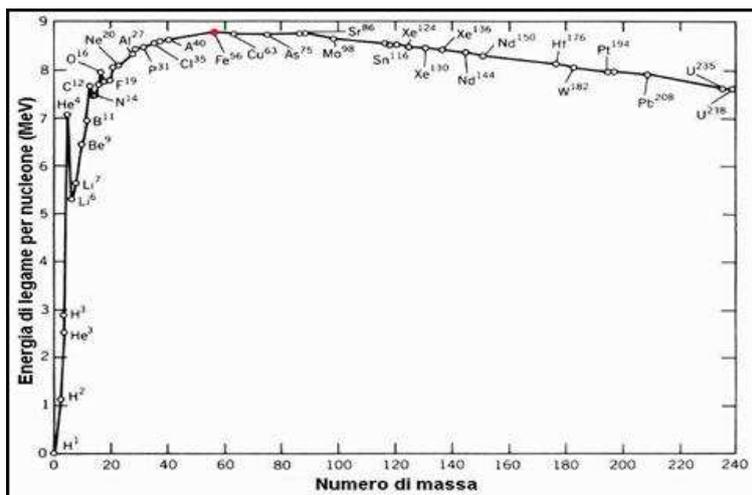


Figura 1.1: Energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa. Immagine presa da https://digilander.libero.it/quantum2008/Fisica_moderna/energia.htm

Al di là del picco del ferro ($A > 56$), la fusione nucleare diventa un processo endotermico, ossia che necessita di energia per avvenire. In natura questo non è possibile, dunque la nucleosintesi continua attraverso altre vie.

In particolare, la produzione di elementi prosegue attraverso due diversi processi di *cattura neutronica* (processo *s* e *r*) e *protonica* (processo *p*).

In presenza di flussi di neutroni, la cattura di essi da parte di nuclei permette la formazione di isotopi più pesanti in modo naturale, in quanto le sezioni d'urto caratteristiche di queste particelle, anche a energie stellari moderate, sono frequentemente piuttosto grandi. I neutroni, infatti, non possedendo una carica, escludono la presenza di una barriera di Coulomb che previene l'avvenimento della cattura.

In generale, il *processo s* (*slow neutron capture*) avviene per successive catture di neutroni da parte di una catena di isotopi fino al raggiungimento di uno radioattivo ed instabile. Per questo, l'isotopo va in contro ad un decadimento β^- , dando così inizio ad un'altra successiva catena di catture. Un esempio della traccia seguita da tale processo è illustrata dalla linea continua nella figura 1.2, in cui gli isotopi stabili sono segnalati dalla lettera "s".

Quando si è in presenza di un flusso di neutroni molto importante, tanto che il tempo scala di decadimento di un nucleo instabile sia molto piccolo rispetto al tempo scala della reazione concorrente, il percorso di nucleosintesi si svilupperà lungo la *dripline* dei neutroni. Quest'ultima rappresenta il limite superiore oltre il quale i neutroni non possono più essere vincolati in un nucleo atomico, perché estremamente instabili. Nel momento in cui il flusso svanisce, i nuclei radioattivi ricchi di neutroni subiranno successivi decadimenti β^- lungo catene isobariche, fino a raggiungere l'isotopo stabile più ricco di neutroni. Tale percorso è rappresentato in figura 1.2 dalle linee tratteggiate, mentre i prodotti finali sono evidenziati dalla lettera "r". Quello appena descritto è denominato *processo r* (*rapid neutron capture*), l'argomento principale trattato in questa tesi.

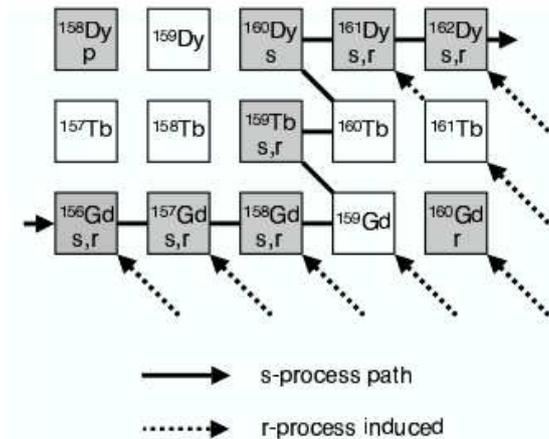


Figura 1.2: Esempio di percorso seguito dai processi s e r tra gli isotopi del gadolinio (Gd), Terbio (Tb) e disprosio (Dy). I nuclidi stabili sono indicati da una casella grigia, indicando tramite le lettere "s", "r" e "p" da quale processo vengono prodotti. (Immagine tratta da Iliadis 2015)

È importante sottolineare che i processi di cattura neutronica, al contrario della nucleosintesi stellare caratteristica degli elementi più leggeri, non generano una quantità significativa di energia. Questo risulta facilmente visualizzabile dalla diminuzione dell'energia di legame per nucleone oltre al picco del ferro (Figura 1.1).

In conclusione, un accenno al processo di cattura protonica. I nuclidi stabili più carenti di neutroni, come il ¹⁵⁸Dy nella Figura 1.2, non possono essere sintetizzati né dal processo s né dal processo r, per questo definiti *p-nuclei*. Il meccanismo responsabile della loro sintesi è chiamato *processo p* che, essendo i protoni caratterizzati da una carica, avviene meno frequentemente a causa della presenza di una barriera di Coulomb. Infatti, le abbondanze di quasi tutti i *p-nuclei* sono molto più basse rispetto a quelle degli elementi derivanti dalle catture neutroniche con lo stesso numero di massa.

Capitolo 2

Cattura Rapida di Neutroni

2.1 Basi concettuali e condizioni ambientali

Gli osservabili fondamentali dei processi di nucleosintesi sono le abbondanze degli elementi nei plasmi astrofisici. Esse sono in continua evoluzione composizionale per via delle svariate reazioni nucleari, le quali si verificano in ambienti con temperature e densità specifiche.

In generale, la probabilità che tali reazioni avvengano è rappresentata dall'integrazione di $\langle\sigma v\rangle(T)$ sulla distribuzione dell'energia dei reagenti ad una data temperatura T , dove $\sigma(E)$ è la sezione d'urto e v la velocità specifiche del caso. Per la maggior parte dei siti astronomici in cui procede la nucleosintesi, si può assumere una descrizione della distribuzione delle velocità di Maxwell-Boltzmann, utile per semplificare l'espressione dell'integrale. In questo modo, i tassi delle reazioni che coinvolgono solo nuclei e fotoni dipendono unicamente dalla temperatura e dalla densità (Lippuner et al. 2017).

Le abbondanze Y_i sono strettamente correlate alle densità numeriche n_i e alle frazioni di massa dei nuclei X_i (per definizione $\sum_i X_i = 1$) tramite

$$n_i = \frac{\rho Y_i}{m_u} \quad X_i = A_i Y_i \quad (2.1)$$

dove ρ rappresenta la densità del mezzo, m_u è l'unità di massa atomica e A_i è il numero di massa del nucleo i .

Oltre alla nucleosintesi, esistono varie reazioni antagoniste che partecipano alla variazione delle abbondanze. Principalmente i decadimenti nucleari, che possono essere espressi tramite la costante di decadimento λ , strettamente correlata all'emivita o tempo di dimezzamento di un nucleo $t_{1/2}$ attraverso

$$\lambda = \ln \frac{2}{t_{1/2}} \quad (2.2)$$

Anche le fotodisintegrazioni, particolari interazioni con i fotoni, partecipano a questo processo. Vengono caratterizzate dall'integrazione della sezione d'urto sulla distribuzione dell'energia dei fotoni relativa alla temperatura locale, secondo la legge di Planck; si ottiene così una costante di decadimento $\lambda_\gamma(T)$ dipendente dalla temperatura.

Infine, altri contributi derivano da reazioni di catture elettroniche e neutroniche che, a loro volta, generano costanti di decadimento effettive, che possono dipendere dalla temperatura T e dalla densità ρ .

Il network di reazioni, descritte tramite le derivate temporali delle abbondanze Y_i dei nuclei i , è rappresentato dal seguente sistema di equazioni differenziali (Hix et al. 1999):

$$\frac{dY_i}{dt} = \sum_j P_j^i \lambda_j Y_j + \sum_{j,k} P_{j,k}^i \frac{\rho}{m_u} \langle j, k \rangle Y_j Y_k + \sum_{j,k,l} P_{j,k,l}^i \frac{\rho^2}{m_u^2} \langle j, k, l \rangle Y_j Y_k Y_l \quad (2.3)$$

dove P è proporzionale al fattore intero N_i , il quale descrive la quantità di nuclei i creati o distrutti nella reazione specifica; il numero di pedici indica quanti corpi sono coinvolti nel processo. Nel caso siano presenti m specie chimiche identiche, viene applicato un fattore di correzione $1/m!$, cosicché P risulti:

$$P_j^i = N_j^i \quad P_{j,k}^i = \frac{N_{j,k}^i}{m(j,k)!} \quad P_{j,k,l}^i = \frac{N_{j,k,l}^i}{m(j,k,l)!}$$

rispettivamente per reazioni ad uno, due e tre corpi. Per definizione, m è intero positivo.

Sempre nell'equazione 2.3, λ_i rappresenta i tassi di decadimento descritti precedentemente, mentre $\langle j, k \rangle$ e $\langle j, k, l \rangle$ sono le cross section delle reazioni rispettivamente tra i nuclei j e k e tra j, k e l .

Nella maggioranza dei casi la trattazione di questi sistemi di equazioni differenziali risulta molto complicata ma, se la materia coinvolta si trova in condizioni di temperature e densità elevate, si instaurano alti tassi di reazione di creazione e distruzione, corrispondenti ad un equilibrio chimico che semplifica notevolmente la computazione. In particolare, per una cattura neutronica corrisponde ad un egual numero di reazioni dirette ed inverse:

$$n + (Z, A) \rightleftharpoons (Z, A + 1) + \gamma \quad (2.4)$$

Se questo risulta valido per tutte le reazioni che avvengono in un determinato ambiente, si parla di *equilibrio nucleare statistico* (NSE). In queste circostanze, con l'assunzione di una distribuzione di Boltzmann, le abbondanze Y_i dei nuclei i divengono (Clayton 1968):

$$Y_i = Y_n^{N_i} Y_p^{Z_i} \frac{G_i(T) A_i^{3/2}}{2^{A_i}} \left(\frac{\rho}{m_u} \right)^{A_i-1} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_u k_B T} \right)^{3(A_i-1)/2} \exp\left(\frac{B_i}{k_B T} \right) \quad (2.5)$$

dove N_i e Z_i sono rispettivamente il numero di neutroni e protoni, G_i è la funzione di partizione, A_i numero di massa dei nucleoni ($A_i = N_i + Z_i$), k_B costante di Boltzmann e B_i è l'energia di legame. Le abbondanze di neutroni Y_n e dei protoni Y_p non sono costanti nell'equazione, dal momento che dipendono fortemente dalle reazioni d'interazione debole. Quest'ultime non sono da considerare in equilibrio chimico globale con il resto dei processi e devono essere caratterizzate a parte. Dalle leggi di conservazione della massa e della carica, si deduce:

$$\begin{aligned} \sum_i A_i Y_i &= Y_n + Y_p + \sum_{i, (A_i > 1)} (N_i + Z_i) Y_i(\rho, T, Y_n, Y_p) = 1 \\ \sum_i Z_i Y_i &= Y_p + \sum_{i, (Z_i > 1)} Z_i Y_i(\rho, T, Y_n, Y_p) = Y_e \end{aligned} \quad (2.6)$$

dove Y_e rappresenta il rapporto complessivo tra protoni e nucleoni.

Quando le condizioni di equilibrio NSE non vengono soddisfatte globalmente, ma si ritrovano solamente in certe aree dell'ambiente astrofisico oggetto di studio, si parla di *gruppi di quasi-equilibrio* o QSE. Queste particolari zone, definite di "freeze-out" (Cowan, Sneden et al. 2021), non raggiungono le temperature richieste per far sì che tutte le reazioni siano abbastanza frequenti da raggiungere un equilibrio chimico generale, ad esempio prima e dopo una fase di bruciamento esplosivo. Principalmente, il QSE è attribuibile a processi caratterizzati da Q valori o *energie di reazione* bassi, come reazioni di protoni e neutroni in corrispondenza dei numeri magici.

2.1.1 Densità e temperature dei neutroni

Calcoli dettagliati riguardanti i cambiamenti delle abbondanze (Cowan, Cameron et al. 1985), eseguiti facendo variare le densità numeriche $n_n(t)$ e le temperature $T(t)$ neutroniche nel tempo, mostrano che il processo r può avvenire principalmente con due diversi regimi:

- Processo-r *caldo*, in cui le temperature raggiungono valori elevati in modo da raggiungere l'equilibrio $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ (si veda di seguito per maggiori dettagli).
- Processo-r *freddo*, dove le reazioni di fotolisi diventano trascurabili per via delle basse temperature.

La distinzione tra i due processi riguarda solamente le condizioni di temperatura durante la fase di cattura dei neutroni; lo stato dell'ambiente prima di questo stadio non è discriminante nella scelta (una zona calda può trasformarsi in fredda a seguito di un'espansione).

In ambienti astrofisici reali, per via dell'eterogeneità delle condizioni, vengono raggiunte sia alte che basse temperature, promuovendo entrambi i regimi. La situazione tangibile è rappresentata nella figura 2.1:

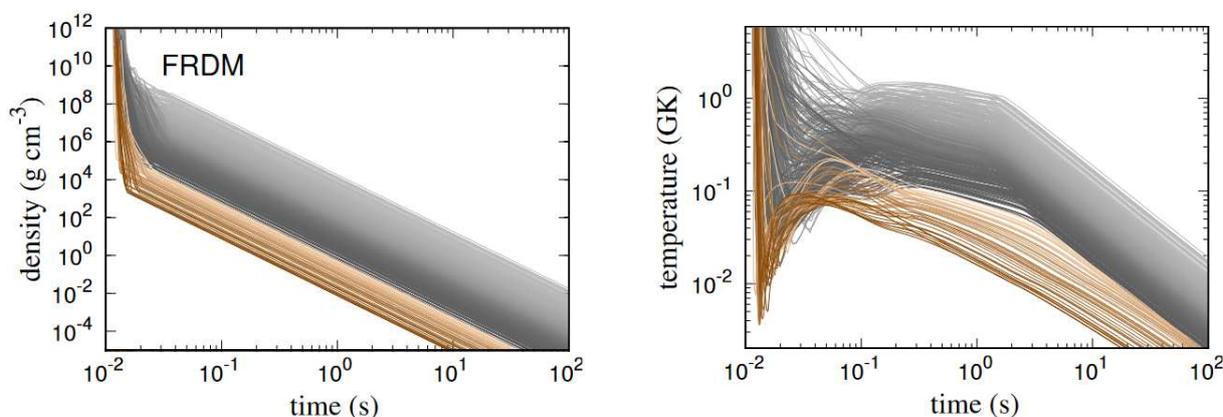


Figura 2.1: Evoluzione temporale di densità e temperatura del materiale espulso dinamicamente in merger di stelle a neutroni, calcolate per diverse traiettorie. Il grigio ed il marrone indicano processi di espulsione lenta e veloce, mentre le tonalità chiare e scure rappresentano rispettivamente processi caldi e freddi. (Immagine presa da Mendoza-Temis et al. 2015)

Questa simulazione, basata sul modello di masse nucleari Finite Range Droplet Model FRDM (Moller et al. 1995), mostra l'evoluzione della densità e della temperatura allo scorrere del tempo di materiale espulso dinamicamente in un merger di stelle a neutroni. In entrambi i grafici 2.1 le tonalità più chiare indicano condizioni ambientali più calde, mentre le linee marroni rappresentano processi di reazione caratterizzati dalla presenza finale di neutroni liberi per via delle basse densità neutroniche. In generale, ambienti con densità di neutroni elevate permettono al processo r di produrre nuclei molto pesanti, fino al raggiungimento della *closed neutron shell* pari al numero magico $N = 184$, dove la fissione nucleare diventa predominante.

Sottogruppi QSE lungo catene isotopiche

In ambienti in cui vige un equilibrio QSE, gli unici processi in grado di collegare catene isotopiche diverse sono quelli deboli, come decadimento β , le fissioni nucleari ed i decadimenti α . In condizioni di alte densità di neutroni, i tempi di cattura di quest'ultimi da parte dei nuclei risultano molto minori rispetto a quelli caratteristici dei processi appena nominati. Inoltre, per temperature intorno a 1 GK, le fotodisintegrazioni (γ, n) possono ancora essere molto attive, producendo nuclei con energie di separazione dei neutroni dell'ordine di $S_n \sim 2$ MeV e inferiori, molto vicino alla dripline neutronica. S_n rappresenta l'energia guadagnata in un processo di cattura da parte di un nucleo $A - 1$ o richiesta per una fotolisi di un nucleo A .

Con queste assunzioni, si instaura un equilibrio chimico tra le catture di neutroni e le fotodisintegrazioni lungo le catene isotopiche dei nuclei pesanti, avvenendo entrambe più rapidamente del resto dei processi astrofisici. Questa condizione viene detta *waiting point approximation*.

$$(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$$

La principale conseguenza di questo particolare QSE è di non richiedere una conoscenza approfondita delle sezioni d'urto relative alla cattura dei neutroni. Allora, il rapporto tra abbondanze, specificato per isotopi successivi di una catena, dipende solamente da n_n , T e S_n attraverso:

$$\frac{Y(Z, A+1)}{Y(Z, A)} = n_n \frac{G(Z, A+1)}{2G(Z, A)} \left[\frac{A+1}{A} \right]^{3/2} \left[\frac{2\pi\hbar^2}{m_n k_B T} \right]^{3/2} \exp\left(\frac{S_n(A+1)}{k_B T} \right) \quad (2.7)$$

dove G indica la funzione di partizione del nucleo di carica Z e numero di massa A . L'andamento dell'equazione 2.7 mostra la presenza di massimi, corrispondenti a valori del rapporto tra abbondanze circa uguale all'unità. Questo presuppone che per tali punti l'energia S_n abbia lo stesso valore nelle diverse catene isotopiche, definendo il percorso del processo r . Come si vede dalla figura 2.2, rappresentante una traccia caratterizzata da un'energia di separazione $S_n \simeq 2$ MeV, il percorso mostra massimi di abbondanza in corrispondenza ai numeri magici $N = 82, 126$ e 184 , dove il particolare numero di neutroni rende la configurazione nucleare particolarmente stabile.

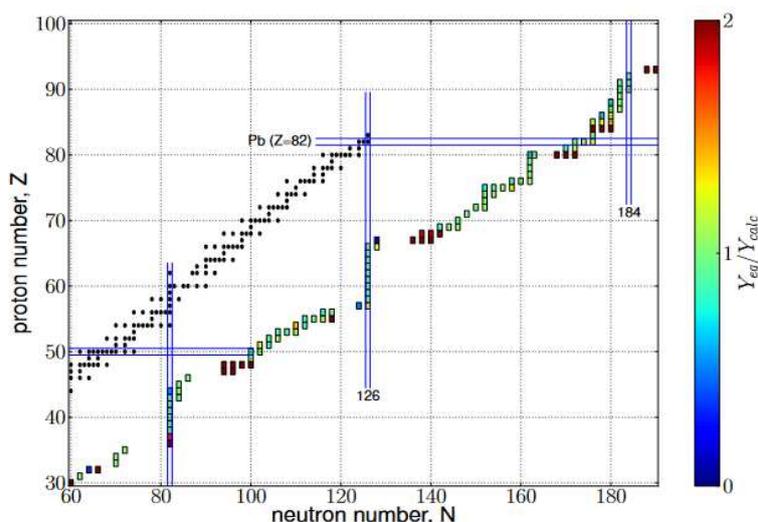


Figura 2.2: In figura è rappresentato un percorso del processo r in una simulazione di un merger di stelle di neutroni, in cui viene mantenuto un equilibrio $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$. I colori lungo il percorso, in riferimento alla barra laterale, indicano in che misura la computazione si allinea al mantenimento di tale equilibrio, concordando entro un fattore 2. Si notano anche la linea di stabilità (pallini neri) ed i numeri magici per protoni e neutroni (linee orizzontali e verticali blu). (Immagine tratta da Eichler et al. 2015).

Alla fine del processo, lungo una particolare *closed neutron shell*, si saranno formati nuclei aventi numeri di massa inferiori a quelli appartenenti alla linea di stabilità (rappresentata dai puntini neri nella figura 2.2). Per questo fatto, essi presentano sezioni d'urto più basse di cattura neutronica e causano i massimi del processo s .

2.2 Modello classico del processo r

Il modello classico di trattazione del processo r considera condizioni ambientali a temperatura costante $T \geq 1$ GK ed a densità neutroniche costanti $n_n \geq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, in modo da permettere lo svolgimento del fenomeno nel regime *caldo* e di mantenere l'equilibrio $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$. In questi termini, come spiegato nella sezione precedente, le abbondanze relative alle varie catene isotopiche in equilibrio non risulteranno tutte uguali, ma mostreranno comunque punti di massimo vicino agli isotopi con il valore di energia di separazione S_n particolare del caso (eq. 2.7). Infatti, temperatura e densità sono correlate affinché una variazione della prima può sempre essere compensata da un adeguamento della seconda, al fine di mantenere invariata la posizione dei massimi di abbondanza.

È importante sottolineare che il modello descritto costituisce una semplificazione, poiché vengono interamente trascurati i fenomeni legati all'*effetto di accoppiamento*, il quale influisce sulle energie di legame nucleari in base al numero di neutroni N presenti. In generale, nuclidi con un numero pari di neutroni sono associati a valori relativamente bassi di S_n , mentre quelli con un numero dispari a valori più elevati. Questo comporta che i primi risultino più reattivi dei secondi, necessitando di meno energia per far avvenire la reazione, cosicché i massimi di abbondanza vengano correlati ai nuclidi con un numero pari di neutroni (come mostrato in figura 2.2).

A partire dalle premesse sopra elencate, si trova che il processo r si sviluppa principalmente in due fasi:

1. Successive catture neutroniche e fotolisi, regolate dalla temperatura.
2. Catture di neutroni e decadimenti β operanti con tempi scala molto simili. Questa fase avviene durante l'avvicinamento alla valle di stabilità ed è denominata come *freeze-out del processo r*.

La transizione tra le due fasi principali si verifica quando il valore del rapporto tra neutroni liberi e nuclei pesanti reagenti, detto *rapporto neutron-to-seed*, raggiunge l'unità. In questa situazione, la vita media dei neutroni diminuisce drasticamente, poiché i nuclei iniziano a competere per le poche particelle disponibili necessarie al proseguimento della cattura neutronica lungo la catena isotopica; questo verrà approfondito successivamente.

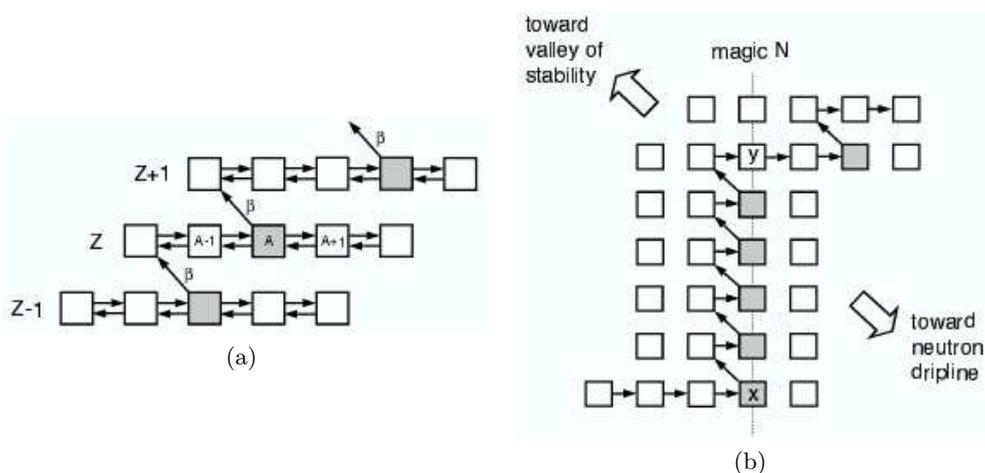


Figura 2.3: Percorso seguito dal processo r tra i vari nuclidi. In particolare, la figura (a) mostra diverse catene isotopiche in equilibrio $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$, collegate da decadimenti β in corrispondenza del nuclide in cui avviene il *freeze-out*. La figura (b), invece, illustra il caso peculiare di nuclidi con un numero di neutroni magico. Essendo configurazioni neutroniche particolarmente stabili, questi nuclidi andranno in contro a successivi decadimenti β . (Immagini tratte da Iliadis 2015)

Tutti gli stadi che caratterizzano il processo possono essere valutati tramite i relativi tempi scala ed i loro inversi, che rappresentano i tassi d'evoluzione. Di particolare importanza per la trattazione del modello sono la vita media dei neutroni τ_n , il tempo scala medio di cattura neutronica per nucleo $\tau_{(n,\gamma)}$, il tempo scala medio di fotolisi per nucleo $\tau_{(\gamma,n)}$ ed il tempo scala medio del decadimento β per nucleo τ_β , definiti nel seguente modo:

$$\frac{1}{\tau_n} = \left| \frac{1}{Y_n} \frac{dY_n}{dt} \right| \quad (2.8a)$$

$$\frac{1}{\tau_{(n,\gamma)}} = \frac{\sum_{Z,A} Y(Z,A) n_n \langle \sigma v \rangle_{Z,A}}{\sum_{Z,A} Y(Z,A)} \quad (2.8b)$$

$$\frac{1}{\tau_{(\gamma,n)}} = \frac{\sum_{Z,A} Y(Z,A) \lambda_\gamma(Z,A)}{\sum_{Z,A} Y(Z,A)} \quad (2.8c)$$

$$\frac{1}{\tau_\beta} = \frac{\sum_{Z,A} Y(Z,A) \lambda_\beta(Z,A)}{\sum_{Z,A} Y(Z,A)} \quad (2.8d)$$

Nei primi istanti dopo l'inizio del processo ($t < 1$ s), per via delle alte temperature che sostengono l'approssimazione di waiting point, i tempi $\tau_{(n,\gamma)}$ e $\tau_{(\gamma,n)}$ risultano molto simili. Questo permette di mantenere l'abbondanza dei neutroni Y_n praticamente invariata a valori elevati, cosicché l'equazione 2.8a si semplifica in:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{n_s} \left(\frac{1}{\tau_{(n,\gamma)}} - \frac{1}{\tau_{(\gamma,n)}} \right) \quad (2.9)$$

dove n_s rappresenta il rapporto neutron-to-seed. In questa nuova scrittura si tralasciano i contributi di produzione neutronica relativi al decadimento β ed alla fissione nucleare.

Finché persiste $n_s > 1$, la vita media dei neutroni τ_n risulta grande abbastanza da permettere la transizione a catene isotopiche successive tramite decadimento β , instaurando il cosiddetto *equilibrio β dinamico* o *steady flow approximation*. Questo determina il percorso seguito dal processo r; un esempio viene illustrato nelle figure 2.3. L'evoluzione temporale delle abbondanze data dai vari decadimenti in una catena isotopica completa viene data da:

$$\dot{Y}(Z) = \sum_N \lambda_\beta(Z,N) Y(Z,N) = Y(Z) \sum_N \lambda_\beta(Z,N) \frac{Y(Z,N)}{Y(Z)} = Y(Z) \lambda_\beta^{eff}(Z) = \text{cost} \quad (2.10)$$

dove λ_β è la costante di decadimento β specifica per un nuclide (Z,N) e $\lambda_\beta^{eff}(Z)$ è il tasso di decadimento effettivo per l'intera catena. Quindi, l'instaurazione dell'equilibrio β dinamico comporta un flusso costante lungo tutte le catene isotopiche Z raggiunte dal processo r. Inoltre, dato che le costanti di decadimento λ sono correlate dall'equazione 2.2 all'emivita, le abbondanze risultano direttamente proporzionali ai tempi di dimezzamento effettivo β : $Y(Z) \propto t_{1/2}^{eff}(Z)$. Come anticipato all'inizio della sezione 2.2, essendo coinvolti solamente nuclei con numero pari di neutroni (effetto di accoppiamento), il percorso risultante del processo r sarà descritto essenzialmente da energie di separazione S_{2n} relative a N pari. Questo fatto ha come conseguenza principale di creare dei vuoti all'interno della carta dei nuclidi (vedi figura 2.2), che si traducono in depressioni nella distribuzione delle abbondanze.

Delle simili lacune vengono a crearsi anche prima e dopo i numeri magici, per via della transizione in strutture da bassa ad alta stabilità, o viceversa, che comporta una deviazione dall'andamento quasi costante di S_{2n} (Thielemann et al. 1994). Infatti, per queste particolari configurazioni (principalmente $N = 50, 82, 126$) le energie di separazione caratteristiche delle reazioni di creazione sono molto basse ed inferiori a quelle delle reazioni di distruzione, fatto che fornisce forte stabilità al nucleo. Come viene rappresentato nella figura 2.3b, quando un nucleo caratterizzato da un numero magico di neutroni viene raggiunto dal processo r, diviene un *waiting point* e decade nella catena isotopica successiva. Questa sequenza di eventi si ripete per più volte, creando una successione di *waiting points* e decadimenti β che si muove verticalmente nella carta dei nuclidi, verso la valle della stabilità. Più il percorso si avvicina ai nuclei stabili, più il tempo scala τ_β cresce, permettendo così alle abbondanze relative agli isotopi con dati N di aumentare e spiccare sulle altre. Questo è raffigurato nella figura 2.4, dove si vedono i picchi di abbondanza coincidere con i numeri di massa $A = 80, 130, 195$, corrispondenti ai nuclidi con numero magico di neutroni.

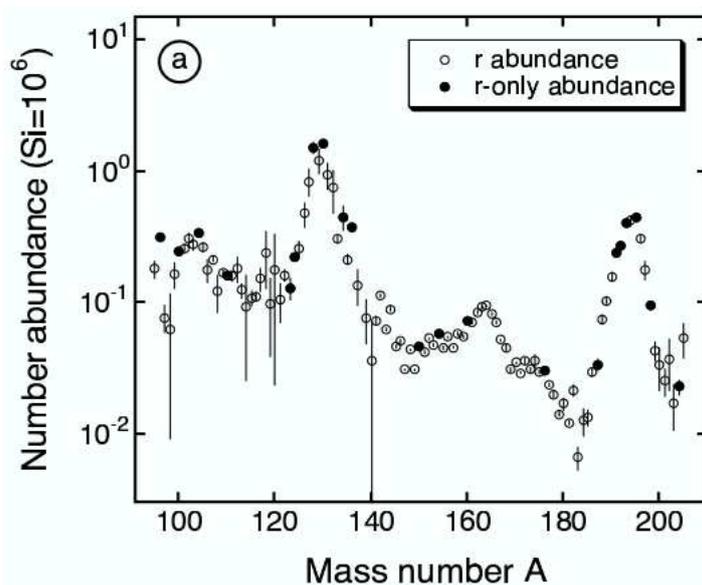


Figura 2.4: Abbondanze del processo r osservate nel sistema solare per $A > 90$, ottenute sottraendo il contributo del processo s (calcolato utilizzando il modello classico del processo s (Arlandini et al. 1999)) dall'abbondanza totale. Per questo motivo, le barre di errore risultano più ampie nelle regioni in cui il contributo del processo s è predominante. I pallini neri rappresentano le abbondanze di specie per le quali il contributo del processo s è $\leq 3\%$. (Immagine tratta da Iliadis 2015)

La salita verso la valle della stabilità si arresta nel momento in cui si incontra un isotopo particolarmente stabile, per il quale l'energia di separazione è grande abbastanza da non far proseguire il processo con un decadimento β . Infatti, salendo verticalmente lungo la carta dei nuclidi, la S_n relativa ai vari isotopi di uguale N cresce per via della maggiore stabilità raggiunta. Per questo, ci si aspetta una maggiore abbondanza per quei isotopi *waiting points* con N magico più vicini alla valle della stabilità, ossia ${}^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$, ${}^{130}_{48}\text{Cd}_{82}$ e ${}^{195}_{69}\text{Tm}_{126}$.

Quando viene raggiunto un *rapporto neutron-to-seed* $n_s \approx 1$, la vita media neutronica τ_n diminuisce repentinamente (vedi equazione 2.9), per via dei pochi neutroni rimasti necessari al proseguimento delle catture da parte dei nuclei. Di conseguenza, si osserverà un aumento di $\tau_{(n,\gamma)}$ fino al superamento di τ_β , ammortizzando il declino di n_s in un andamento più graduale. Durante questa fase caratterizzata da $n_s \leq 1$, chiamata *freeze-out del processo r*, i due tempi scala di cattura e decadimento β divengono simili, considerata la forte competizione che c'è tra i due processi nell'ottenere i neutroni rimanenti.

La similitudine dei tempi produce un'attenuazione delle abbondanze, rendendole alquanto uniformi e compatibili con quelle misurate nel sistema solare, contrariamente a quanto rilevato prima del *freeze-out* dove esse mostrano forti oscillazioni in funzione del numero di massa A .

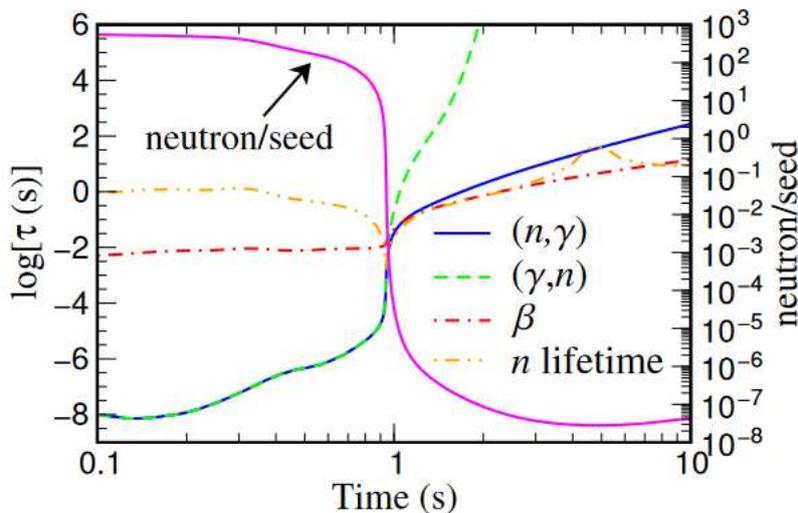


Figura 2.5: Evoluzione temporale dei tempi scala τ_n , $\tau_{(n,\gamma)}$, $\tau_{(\gamma,n)}$, τ_β e del rapporto neutron-to-seed per un valore iniziale di quest'ultimo pari a circa 600 (immagine tratta da Cowan, Sneden et al. 2021).

L'evoluzione temporale delle varie componenti caratteristiche del processo r viene riassunta nell'immagine 2.5, ottenuta da una simulazione con *rapporto neutron-to-seed* iniziale $n_s \approx 600$.

Il termine del processo r è imposto principalmente dalla mancanza di neutroni liberi disponibili per la continuazione delle catture. Questa quantità, rappresentata dal n_s iniziale, dipende essenzialmente dall'ambiente astrofisico particolare in cui avviene il processo. Per rapporti relativamente bassi ($n_s \approx 50$), il processo r raggiunge la sintesi di nuclei con $A \approx 125$, mentre per $n_s \approx 100$ e superiori, la nucleosintesi arriva fino al picco $A = 195$. In presenza di una quantità ancora più importante di neutroni ($n_s \approx 1000$), la cattura può continuare fino al momento in cui si instaura una barriera di Coulomb ($\propto Z^2$) talmente elevata che i nuclei pesanti possono decadere tramite *fissione indotta da neutroni*, tipologia di fissione nucleare ritenuta dominante durante il processo r (Panov et al. 2005). Si stima che questo avvenga per nuclei di circa $A_{max} \approx 280$ e $Z_{max} \approx 96$, valori da considerarsi approssimativi dato che dipendono sensibilmente dalle barriere di fissione particolari del caso.

Quando un nucleo pesante con numero di massa A_{max} va incontro alla fissione, vengono prodotti due frammenti con masse indicativamente pari a $A_{max}/2$, i quali diventano nuovi *seed nuclei* pronti ad intraprendere una nuova serie di catture neutroniche. Questo da origine ad un ciclo di fissione, che essenzialmente raddoppia il numero di nuclei disponibili ad ogni giro. Il ciclo di fissione può essere descritto tramite un tempo τ_{ciclo} che intercorre tra la formazione di un frammento medio di fissione e la sua ascesa fino ad A_{max} . Questo può necessitare solamente di pochi secondi ed in forte presenza di neutroni ($\tau_n \gg \tau_{ciclo}$), può far crescere esponenzialmente le abbondanze finali. Durante quest'ultima fase del processo r va inoltre sottolineato che esiste una competizione tra fissione e decadimenti α , rilevante per le abbondanze finali degli attinidi a lunga vita, come Th e U.

Una descrizione dettagliata del ruolo della fissione nel processo r rimane estremamente complessa, dal momento che necessita di una conoscenza approfondita delle barriere di fissione, rappresentanti le energie minime a cui avviene la scissione, di conseguenza importanti per ottenere valori attendibili dei tassi di fissione. Queste, insieme all'evoluzione della struttura nucleare a shell in funzione dell'eccesso di neutroni per nuclei neutron-rich, sono tutt'ora ancora incerte.

L'insieme di premesse approssimative fatte per il modello classico di processo r, unitamente alle eventuali carenze degli attuali modelli nucleari, incidono direttamente sulle previsioni aumentandone l'incertezza. Possibili esempi possono essere:

- L'equilibrio $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ si mantiene solamente per valori sufficientemente elevati di temperatura e densità neutronica, non sempre raggiungibili. In caso contrario, non si stabilirà un *waiting point* lungo la catena isotopica, portando ad un esaurimento costante dell'abbondanza degli elementi della catena per via dei decadimenti β .
- L'*equilibrio β dinamico* si verifica solo se la vita media dei neutroni supera il tempo scala medio del decadimento β per i nuclei lungo il percorso del processo r ($\tau_n \gg \tau_\beta$). Altrimenti, il processo terminerebbe in modo precoce.

Le incertezze inerenti alla fisica nucleare hanno un impatto significativo sulla verificabilità e la realizzazione di descrizioni approfondite del processo r e lasciano la questione aperta ad eventuali nuovi modelli futuri che possano evitare date limitazioni.

2.2.1 Rapporto neutron-to-seed iniziale

Ogni ambiente astrofisico che ospita il processo di cattura rapida di neutroni presenta condizioni iniziali singolari. Tuttavia, è stato osservato che queste divergenze portano a un'evoluzione temporale delle abbondanze poco differenti. Infatti, quasi tutti i siti coinvolti nel processo r, che partano da condizioni calde o da materiale freddo espulso da stelle di neutroni e successivamente riscaldato dalla formazione dei nuclei pesanti, attraversano una fase di *equilibrio nucleare statistico*. Si ritroveranno, in questo modo, composizioni simili di nuclei e particelle leggere in corrispondenza dell'instaurazione dell'NSE, dato che quest'ultimo è principalmente influenzato dal valore di Y_e (definito nell'equazione 2.6) dipendente dalle abbondanze iniziali e dalle interazioni deboli. Una quantità fondamentale per la caratterizzazione delle condizioni ambientali d'inizio del processo è l'entropia S , la quale risulta essere $\propto T^3/\rho$ nella descrizione di corpo nero (Meyer 1993), ottima per ambienti caldi.

In generale, alte temperature e basse densità determinano elevata entropia, con il conseguente *freeze-out* della particelle α , un particolare caso QSE. In questa situazione, la formazione di nuclei più pesanti di ${}^4\text{He}$ viene ostacolata dalla bassa reattività delle reazioni a tre corpi ($3-\alpha$ e $\alpha\alpha n$) e dall'instabilità dei loro prodotti (come ${}^8\text{Be}$). Il risultato è che nell'ambiente sarà presente solamente una piccola quantità di elementi del gruppo del ferro come *seed nuclei*, rallentando, o addirittura precludendo, l'intero processo r. Questo scenario è coerente a quanto è successo al tempo del Big Bang, dove entropie estremamente elevate hanno permesso principalmente la creazione di elementi fino all'elio, con quantità minime di litio. In queste circostanze, una volta che le temperature ambientali si abbassano a valori $< 3 \cdot 10^9 K$, si può comunque avviare il processo di cattura rapida in un determinato regime, regolato dalle densità neutroniche e dalle temperature risultanti (si veda la sezione 2.2), e caratterizzato da un elevato n_s .

Dunque, per materia calda abbastanza da permettere all'NSE di instaurarsi, emergono essenzialmente due scenari per l'avvio del processo di cattura rapida. In situazioni moderatamente ricche di neutroni ($Y_e \approx 0,5$) solamente valori elevati di entropia possono fornire le condizioni richieste. D'altra parte, per S molto basse, quando la fase di α *freeze-out* produce materia formata solamente da nuclei seed e neutroni liberi, il rapporto n_s diventa essenzialmente indipendente dall'entropia. In quest'ultimo caso, solo materia molto ricca di neutroni ($Y_e \approx 0,15$) può ospitare il processo r. Per concludere, si identificano specifici limiti di Y_e : per valori approssimativamente inferiori o uguali a 0,38, iniziano a comparire neutroni liberi nella materia, mentre per valori approssimativamente inferiori o uguali a 0,25 si può verificare la sintesi dei lantanoidi (Lippuner et al. 2015).

Capitolo 3

Fusione di Oggetti Compatti

La ricerca di siti astrofisici idonei per sostenere il processo di cattura rapida di neutroni è stata un obiettivo significativo per molti anni. In generale, come requisito minimo, si richiede un'elevata densità di neutroni (dell'ordine di $10^{20} n/\text{cm}^{-3}$) rispetto ai *seed nuclei* ($n_s \gg 0$) e per questo, l'attenzione è stata sin da subito rivolta alle stelle di neutroni (NS), serbatoi naturali di date particelle. Principalmente il processo r avverrebbe nel materiale espulso in eventi catastrofici, come supernovae e fusioni di stelle di neutroni o buchi neri (BH) in sistemi binari. I siti più promettenti includono le supernovae a collasso del nucleo (CCSN), collapsars (particolare classe di CCSN) ed i mergers di stelle di neutroni o di sistemi NS-BH.

Questo capitolo si concentrerà su quest'ultimo caso, ritenuto dal principio l'ambiente primario di nucleosintesi del processo r (Lattimer et al. 1974).

3.1 Fusione di sistemi binari

Gran parte delle stelle più massicce ($\geq 8 M_\odot$) osservate nella nostra Galassia vivono in sistemi binari (Raghavan et al. 2010) che, dopo il collasso e l'avvenimento di una CCSN per entrambi i corpi, possono formare sistemi binari di oggetti compatti. Se il sistema sopravvive all'esplosione che forma la prima NS, la seconda stella può continuare la sua evoluzione per formare una seconda NS o un buco nero. Le SNe che danno origine alle stelle di neutroni possono conferire loro notevoli velocità, note come "*natal kick*", molto impattanti sui tempi di coalescenza dei sistemi binari, potendo anche causare la fuga di una stella.

Successivamente alla nascita di un sistema NS-NS o NS-BH, come predetto dalla Relatività Generale, a causa della perdita di energia orbitale e momento angolare attraverso l'emissione di onde gravitazionali (GW), l'orbita dei due oggetti si restringe fino a culminare nella loro fusione. Gran parte dei modelli sviluppati fin'ora suggeriscono che i tempi con cui avvengono questo genere di fenomeni (*in-spiral period*) sono dell'ordine delle centinaia di milioni di anni fino a diversi miliardi di anni, dipendendo in primo luogo dalla distanza iniziale dei due corpi e dall'eccentricità dell'orbita (Chruslinska et al. 2017).

Una volta avvenuto il merger, si forma un residuo costituito da una stella di neutroni massiccia o un buco nero, in entrambi i casi circondati da un disco di accrescimento. L'arricchimento dei nuclidi tramite cattura rapida avviene nel materiale espulso dinamicamente durante la fase iniziale della fusione (noto come *materiale dinamico*) e nella materia diffusa durante l'evoluzione del residuo (chiamata *materiale secolare*). Il materiale dinamico, avendo velocità di fuga molto elevate (circa $v \sim 0,2 - 0,4 c$), circonda il materiale secolare che, per via di una combinazione tra dissipazione energetica viscosa, trasporto turbolento del momento angolare, pressione magnetica, riscaldamento per ricombinazione dei nucleoni e deposito di energia dei neutrini, continua ad arricchirsi di materiale. Questi eventi sono spesso collegati anche a corti *bursts di raggi γ* (sGRBs) ed emissioni di kilonovae.

Quindi, gli aspetti fondamentali da investigare nelle simulazioni dei merger per la comprensione del processo sono le caratteristiche fisiche (in particolare Y_e), la distribuzione spaziale e l'evoluzione temporale del materiale espulso.

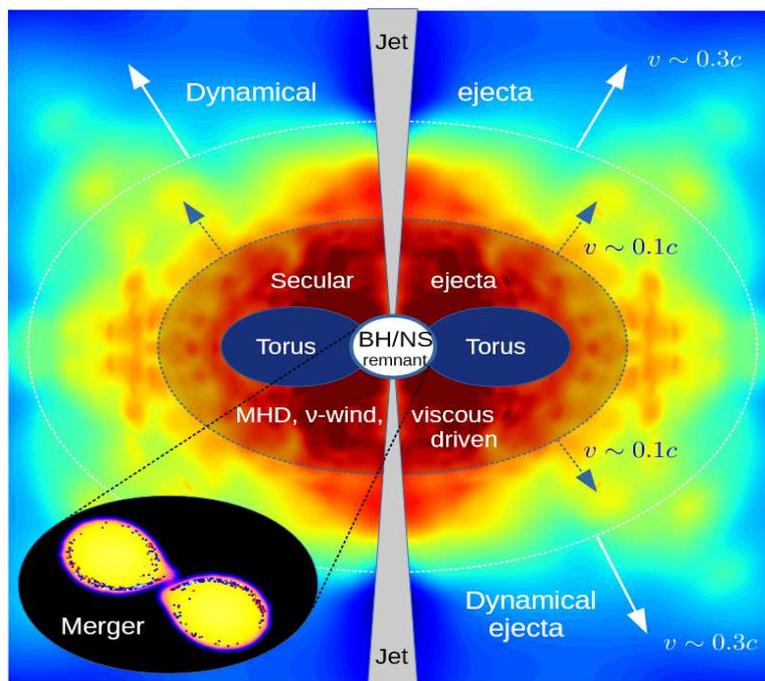


Figura 3.1: Illustrazione descrittiva delle componenti residue dopo il merger di oggetti compatti (NS-NS o NS-BH) viste perpendicolarmente all'asse rotazionale. Viene anche raffigurato un getto, che perfora il materiale espulso e genera un breve *burst* di raggi gamma. In basso a sinistra si nota un'altra immagine, rappresentante due stelle a neutroni l'attimo appena precedente al contatto. (Immagine tratta da simulazioni in I. Kullmann et al. 2023)

3.1.1 La natura del materiale espulso

Principalmente, si possono distinguere due categorie di materiale espulso dinamicamente durante una fusione di oggetti compatti:

- Le *code mareali*, situate nel piano equatoriale e formate da materia molto ricca di neutroni emessa per interazioni gravitazionali tra i due oggetti dalle regioni più esterne delle stelle, ritenuta genericamente come la *componente fredda*. Questo tipo di espulsione è presente solamente nei sistemi NS-BH, per il fatto che si necessita di una forza mareale da parte del buco nero abbastanza grande da vincere l'autogravità della stella di neutroni.
- La *componente calda*, originata nella superficie di contatto dei due oggetti e riscaldata per gli shock ricevuti in questi ambienti estremi. Generalmente è distribuita uniformemente attorno al sistema nelle regioni polari. Risulta essere la componente dominante in sistemi NS-NS con stelle di massa simili.

La massa totale di materia espulsa dinamicamente in questi eventi si aggira attorno alle $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}$, con una distribuzione angolare di massa ben descritta da $F(\theta) = \sin^2 \theta$ (Perego et al. 2017). Instabilità di tipo magnetico ed idrodinamico attive durante la fusione possono generare una terza componente, detta *espulsione viscoso-dinamica*, la quale può raggiungere componenti radiali di velocità pari a circa l'80% della velocità della luce (Radice et al. 2018).

La recente osservazione di onde gravitazionali GW170817 (Drout et al. 2017), assieme ai vincoli conosciuti della fisica nucleare, suggeriscono che la maggioranza delle stelle a neutroni abbia raggi compresi tra 8,9 – 13,2 km e masse con limite massimo di $M_{max} \sim 2,17 M_{\odot}$.

Nel caso di sistema binario NS-NS (come GW170817), dopo la fusione dei due corpi, è possibile ritrovare come residuo del merger:

- Stella di neutroni stabile.
- NS massiccia di lunga vita (MNS), di massa compresa tra i due limiti di stella non rotante e uniformemente rotante.
- NS supermassiccia (HMNS), caratterizzata da una massa sopra al limite di stella uniformemente rotante. E' supportata temporaneamente contro il collasso gravitazionale dalla rotazione differenziale e dalla pressione termica.
- Buco nero, se la massa totale del sistema M_t supera la massa critica M_c .

Il valore della massa critica M_c risulta ancora incerto, per via dell'incisura trattazione dell'equazione di stato (EoS) per la materia nucleare. Tuttavia, tramite varie simulazioni idrodinamiche, si è posto il limite a circa $M_c \approx 2,8 M_\odot$. Per questo, dato che si considerano canonici i sistemi binari del tipo 1, $35+1,35 M_\odot$, ci si aspetta che la maggior parte dei merger (incluso GW170817) osservati diano come risultato una HMNS. La fase successiva a questo stato è determinata in primis dall'EoS che, in base al valore di M_c calcolato, può determinare il collasso quasi immediato della HMNS in un BH o ad una stabilità di durata molto più lunga rispetto al tempo scala dell'espulsione di massa. Nel primo caso, favorito dal range di raggi attesi per le stelle di neutroni, ci si aspetta un'espulsione di materia ridotta ($\sim 10^{-3} M_\odot$), ricca di neutroni con valori di $Y_e < 0.1$ ed un disco d'accrescimento poco massivo (Shibata 2018). In presenza di una HMNS di lunga vita, invece, il materiale espulso si concentrerà in un toroide attorno alla stella, caratterizzato da riscaldamento da parte dei neutrini. Si possono individuare anche qui due distinte componenti, una regolata dalla costituente neutronica e concentrata nelle regioni polari ($v < 0,08 c$ e $Y_e > 0,25$), ed un'altra secolare distribuita lungo l'equatore ($v < 0,05 c$). In ogni caso, l'effettiva distribuzione di Y_e dipende strettamente dal tempo di vita della HMNS, aumentando o diminuendo il periodo concreto di espulsione di massa.

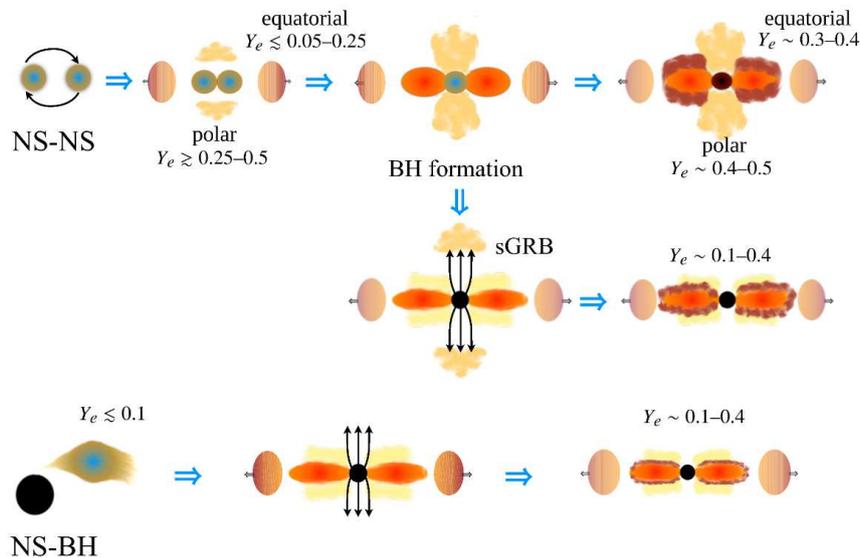


Figura 3.2: Schematizzazione della sequenza di eventi nella fusione di oggetti compatti con stime di Y_e basate su simulazioni. Il caso NS-NS è illustrato nella parte superiore, includendo i due possibili esiti: una stella di neutroni massiccia a lunga durata o il collasso in un buco nero. Il sistema binario BH-NS è mostrato nella parte inferiore. (Immagine adattata da Rosswog et al. 2017)

Per quanto riguarda i sistemi NS-BH (un recente candidato è GW190426), come detto in precedenza, per osservare emissione di materiale dalla stella di neutroni è necessario che il buco nero sia abbastanza massiccio da esercitare una forza mareale tale da superare quella di autogravità della stella.

La quantità totale di massa espulsa dal sistema binario dipende direttamente dal rapporto tra il limite di Roche e il raggio dell'orbita circolare stabile più interna del buco nero. Per questo, la maggior quantità di materiale diffuso si ritroverà in sistemi con un rapporto di massa BH/NS ridotto, con una stella di neutroni di raggio elevato o con un buco nero di piccola massa o velocità di rotazione molto grande.

Normalmente, in questo secondo tipo di sistemi binari, si formano code mareali che si posizionano lungo il piano orbitale, raggiungono masse totali di $\sim 0,1 M_\odot$ e velocità radiali di $0,2 - 0,3 c$, risultano essere ricche di neutroni ($Y_e < 0,1$) e non interagenti con i neutrini (Foucart et al. 2014). Inoltre, come nel caso NS-NS, è comune trovare la componente calda ($\sim 0,1 M_\odot$) disposta a toroide intorno al BH residuo dalla fusione. Studi e simulazioni relativistiche magneto-idrodinamiche in 3D hanno stimato che la massa concentrata in questa regione arriva fino al 40% della massa totale del disco d'accrescimento, con frazioni protoniche $Y_e \approx 0,1 - 0,4$ e velocità $v \approx 0,1 c$, parametri dipendenti dall'efficienza di dissipazione nel disco e dallo spin del buco nero.

Una schematizzazione dell'evoluzione e delle varie fasi sequenziali del merger di oggetti compatti viene illustrato in figura 3.2.

3.1.2 Il processo r nel materiale espulso dinamicamente

Come detto all'inizio della Sezione 3.1, il materiale espulso nella fusione di NS o BH risulta essere la sede principale nell'Universo in cui avviene il processo r. Molte simulazioni (ad esempio Hotokezaka et al. 2013), trascuranti l'effetto delle interazioni deboli tra particelle, hanno mostrato che la componente fredda e dinamica mantiene nel tempo una frazione neutronica molto elevata e costante, circa $Y_e < 0,01$. Questo è possibile grazie al lento raffreddamento e calo di densità della materia diffusa dalle stelle di neutroni, anche chiamata "cold catalyzed matter". La particolarità di questa materia è che, non avendo subito processi termici significativi, si trova in uno stato stabile ed in *equilibrio* β , il che permette al valore di Y_e di fissarsi (come si può vedere in figura 3.3).

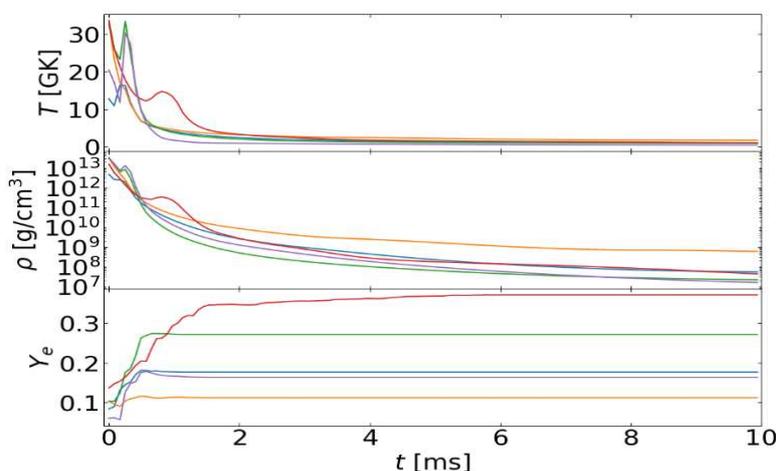


Figura 3.3: Evoluzione temporale della temperatura (in alto), della densità (centro) e di Y_e (in basso) di cinque elementi di massa espulsa in un NS-NS canonico, calcolati secondo il modello di EoS DD2. (Immagine da I. K. B. Kullmann 2023)

Per la componente dinamica, quindi, il rapporto n_s può arrivare ad assumere valori di diverse migliaia, con la conseguente influenza della composizione iniziale sugli esiti della nucleosintesi. Ricordando anche i risultati raccolti nell'immagine 2.1, in questa situazione il processo r può avvenire sia nel regime caldo che freddo, con un'espansione del materiale abbastanza lenta da permettere a tutta la componente neutronica di essere catturata. Saranno così possibili diversi cicli di fissione, soprattutto per nuclei pesanti con $A_{max} \sim 280$, presenti in gran numero dopo la fase di *freeze-out*.

In questo modo, la fissione nucleare sarà determinante per le abbondanze finali di nuclei con $A < 140$ ed, in particolare, per il terzo picco d'abbondanza del processo r, dipendendo dall'ammontare e dalle velocità di produzione dei neutroni. In effetti, tempi scala del decadimento β brevi si traducono in abbondanze minori nella regione di fissione, quindi a minore presenza di neutroni e ad un loro rilascio completo accelerato durante il *freeze-out*.

Dunque, il processo r della componente di ricca di neutroni è decisiva nello stabilire le abbondanze dei nuclei più pesanti $A > 140$ (compatibili con quanto misurato nel sistema solare), indipendentemente dai tassi di fusione considerati, al contrario di quelli più leggeri che ne risentono fortemente (S. Goriely et al. 2015). In più, ci si aspetta che nuclei al di sotto di $A \sim 110$ non vengano prodotti in quantità significative.

Una parte del materiale dinamico ($\approx 10\%$) viene espulso talmente velocemente che raggiunge densità tali da avere tempi scala $\tau_{(n,\gamma)}$ molto maggiori di quelli d'espansione, a prescindere dal rapporto *neutron-to-seed* (Mendoza-Temis et al. 2015). Gli effetti di questo stato si riscontrano, in particolar modo, nelle abbondanze dei nuclei $A \approx 200$ e con una possibile prima emissione elettromagnetica nell'ordine temporale delle ore, alimentata dal decadimento radioattivo dei neutroni liberi rimasti dopo il completamento del processo r (Metzger et al. 2014). In tali condizioni, le abbondanze finali non sono associabili a quelle del sistema solare, confermando il fatto che dev'essere una frazione relativamente ridotta della massa totale diffusa.

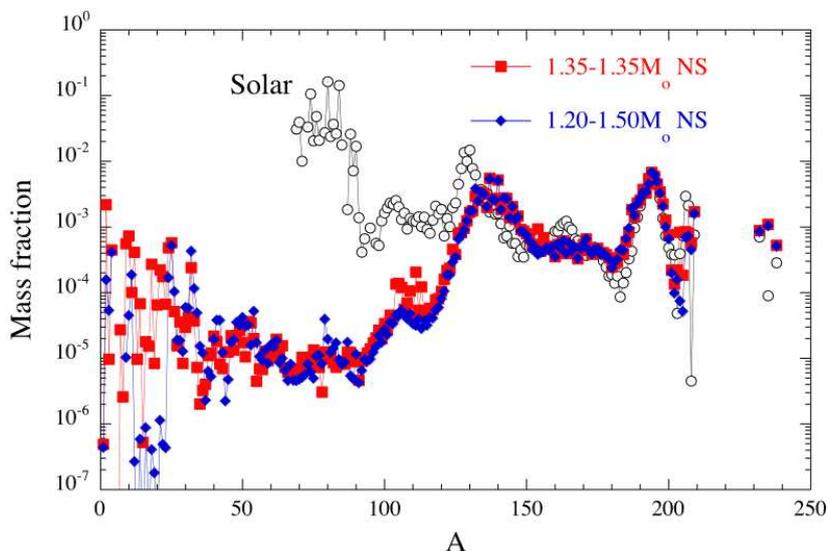


Figura 3.4: Distribuzioni delle abbondanze finali, espresse in frazione di massa totale, in funzione del numero di massa A della materia espulsa nel merger di un sistema canonico ($1,35 - 1,35 M_{\odot}$, quadrati rossi) ed in uno con NS di $1,20 - 1,50 M_{\odot}$ (diamanti blu). Entrambi i casi sono normalizzati rispetto alla distribuzione di abbondanze del processo r misurate nel sistema solare (pallini bianchi). (Immagine da Goriely et al. 2011)

Gran parte del materiale espulso, però, risulta essere di natura calda, per via del riscaldamento indotto dallo shock nella fusione degli oggetti compatti. Si raggiungono temperature e densità elevatissime ($T > 10$ GK e $\rho > 10^6$ g cm $^{-3}$) in grado di stabilizzare la materia nell'equilibrio NSE. In questa situazione, si è dimostrato che trascurare nei calcoli i processi deboli non è coerente con la realtà, dal momento che quest'ultimi hanno come effetto quello di modificare il valore di Y_e nel tempo (Wanajo et al. 2014). Accade specialmente nelle regioni d'espulsione polari, quindi riguardanti la fusione di sistemi NS-NS, dove la rimanente HMNS produce flussi sostenuti di neutrini. A seconda della luminosità di quest'ultimi, il valore di Y_e aumenterà fino a raggiungere circa $0,25 < Y_e < 0,4$. L'impatto dei neutrini verrà approfondito nel prossimo paragrafo 3.1.3, tenendo però in mente che rappresenta ancora un fenomeno non del tutto compreso e soggetto a notevoli incertezze. Inoltre, è opportuno sottolineare che, tra l'intero insieme della componente calda con grandi valori di Y_e , la materia soggetta alle interazioni con i neutrini ne costituisce solo una piccola frazione.

3.1.3 Gli effetti dei neutrini sul materiale espulso

Come introdotto alla fine del paragrafo 3.1.2, oltre alla componente dinamica, si verificano fenomeni di espulsione direttamente collegati ai neutrini. Similmente a quanto succede in una CCSN, dopo la fusione di sistemi binari formati da NS, la stella rimanente si circonda di un toroide estremamente caldo e denso, dal quale si può riscontrare un flusso di materiale spinto in direzione polare dal cosiddetto *vento di neutrini* (Martin et al. 2015). Queste particelle possono interagire e modificare drasticamente la composizione della materia espulsa secondo:



Nelle condizioni considerate, il materiale diffuso interagisce abbastanza a lungo con il vento di neutrini da permettere l'instaurazione di un equilibrio tra i due tipi di cattura, trovando un rapporto Y_e tale (Qian et al. 1996):

$$Y_e = Y_{e,eq} = \left[1 + \frac{L_{\bar{\nu}_e} W_{\bar{\nu}_e}}{L_{\nu_e} W_{\nu_e}} \cdot \frac{\epsilon_{\bar{\nu}_e} - 2\Delta + \Delta^2 / \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle}{\epsilon_{\nu_e} + 2\Delta + \Delta^2 / \langle E_{\nu_e} \rangle} \right]^{-1} \quad (3.1)$$

dove L sono le luminosità dei neutrini e degli antineutrini, W sono le correzioni del magnetismo debole alle sezioni d'urto per l'assorbimento di neutrini e antineutrini, ϵ sono il rapporto tra il flusso specifico e l'energia media dei neutrini e degli antineutrini $\langle E \rangle$, mentre Δ è la differenza di massa tra neutroni e protoni ($\Delta = 1,2933$ MeV).

In questo modo, il valore di Y_e varierà da valori bassi per la materia ricca di neutroni ad una misura più elevata, fino a $Y_e \approx 0,5$, comportando un processo r debole che produrrà nuclidi principalmente al di sotto del secondo picco d'abbondanza del processo r ($A < 130$).

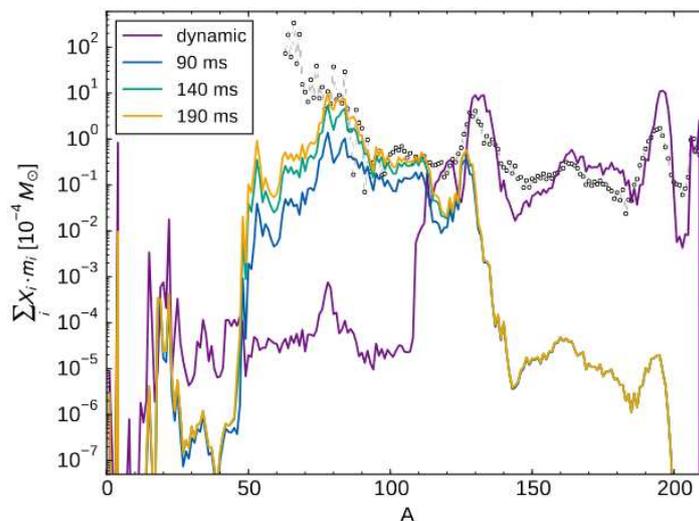


Figura 3.5: Confronto tra le abbondanze finali, espresse come prodotto tra frazione di massa e la massa della corrispondente componente, derivanti da materiale affetto dal vento di neutrini e quello dinamico. Quelle calcolate con il contributo neutrino sono dipendenti dal tempo totale di simulazione t_{sim} . Sono presenti come paragone anche le abbondanze solari (pallini bianchi). (Immagine tratta da Martin et al. 2015)

Il calcolo del contributo dei neutrini richiede una trattazione multidimensionale ed una previsione accurata delle luminosità e degli spettri delle particelle, non ancora raggiunte nelle simulazioni odierne. Ulteriori test, inoltre, hanno mostrato come Y_e possa essere influenzato anche dalla *neutrino flavor conversion* ma, essendo richiesta una conoscenza molto approfondita della geometria dell'espulsione, risultano ancora calcoli molto approssimativi. In aggiunta, non sono state considerate fin'ora reazioni come l'annichilimento delle coppie di neutrini ed, in generale, legate all'opacità, per le quali ci sono svariati motivi per pensare che potrebbero svolgere un ruolo importante nel determinare le proprietà del materiale espulso e di conseguenza della nucleosintesi.

3.1.4 Il ruolo dei dischi d'accrescimento

Recenti simulazioni relativistiche magneto-idrodinamiche in 3D (Wu et al. 2016) hanno dimostrato che i venti di neutrini provenienti dal disco di accrescimento diffondono solo una piccola frazione di materia, mentre la maggior parte del materiale viene espulso a causa del riscaldamento dovuto all'attrito viscoso e alle ricombinazioni nucleari. Ne consegue un trasporto netto di momento angolare verso l'esterno che crea un flusso di materia coinvolgente fino al 40% della massa totale del disco. Si è visto che, nella maggior parte delle simulazioni, da sola questa componente d'espulsione può arrivare a produrre nuclidi del terzo picco d'abbondanza del processo r ($A = 195$), con una produzione significativa di nuclei con $A < 130$.

Altre recenti simulazioni, utilizzando dati compatibili con l'osservazione dell'evento GW170817, hanno previsto un'espulsione di materiale del disco con un valore di Y_e relativamente alto (Fujibayashi et al. 2020). Questo si pensa sia causato dall'instaurazione dell'*equilibrio β dinamico* tra le catture di elettroni e positroni, spiegando così la limitazione alla formazione di nuclei con $A > 130$. Ovviamente, gli esiti ed i dettagli nei risultati delle simulazioni dipendono da vari parametri non ancora del tutto definiti, come la viscosità, la massa iniziale o l'entropia del toroide, nel caso di BH il suo spin o, in generale, dai modelli seguiti. Alcune casistiche sono rappresentate nell'immagine 3.6, messe a confronto con il modello S-def utilizzato nello studio di Wu et al. (2016). Questo modello considera un buco nero di massa $M_{BH} = 3 M_\odot$ e spin $\chi = 0$, circondato da un toroide in equilibrio con massa iniziale $M_{t,0} = 0,03 M_\odot$, raggio al picco di densità $R_0 = 50$ km, momento angolare costante, entropia iniziale costante $s_0 = 8 k_B$ per barione, frazione elettronica costante $Y_{e,0} = 0,1$ ed un parametro di viscosità $\alpha = 0,03$.

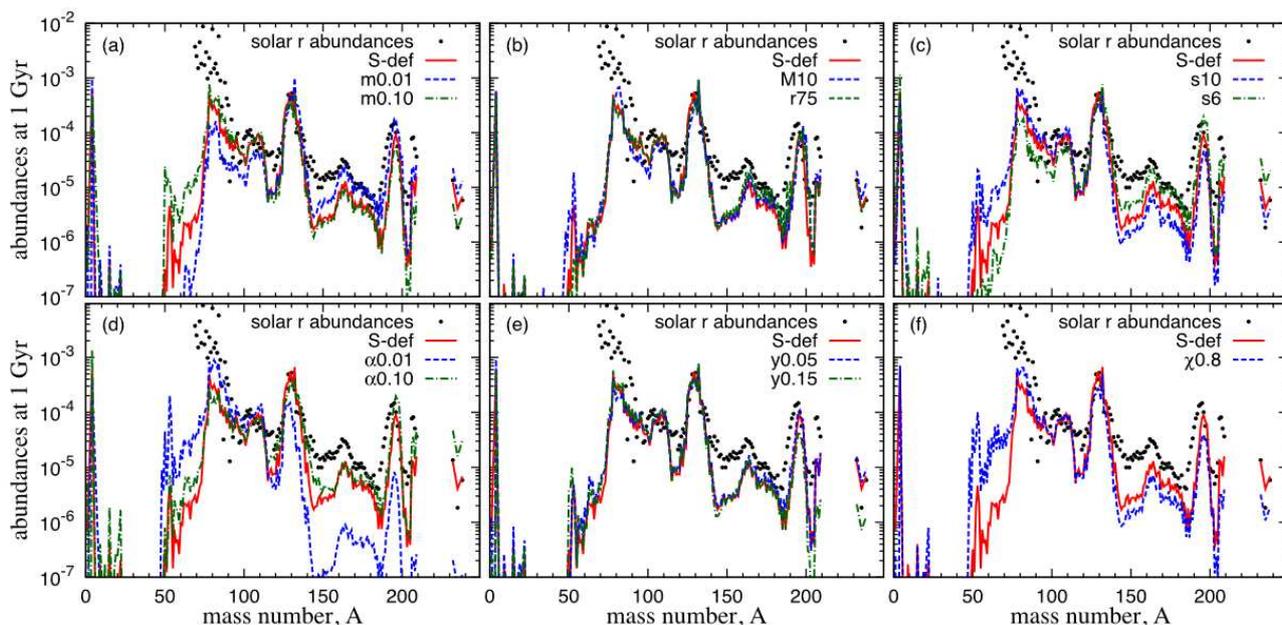


Figura 3.6: Abbondanze finali del processo r nella materia espulsa dal disco d'accrescimento messe al confronto nella variazione di determinati parametri e modelli: massa del disco (a), massa BH e raggio del disco (b), entropia iniziale (c), parametro di viscosità (d), frazione elettronica iniziale (e) e spin BH (f). Si noti che le abbondanze solari del processo r sono state scalate in modo da far coincidere il secondo picco d'abbondanza solamente con il modello S-def. Per approfondimenti sui modelli nominati si veda Wu et al. (2016). (Immagine tratta da Wu et al. 2016)

Dunque, i risultati più rilevanti tratti da queste simulazioni sono quelli di aver verificato che il riscaldamento di natura viscosa nei dischi d'accrescimento può arrivare a raddoppiare la quantità di materiale espulso e di aver eliminato un'anomala abbondanza attorno ai nuclidi di $A = 132$. Inoltre, lo stesso fenomeno si pensa sia la causa principale dell'emissione elettromagnetica di *kilonova*, quando avviene su scale temporali di giorni o settimane dopo la fusione (Li et al. 1998).

Capitolo 4

Nuove Frontiere per il Processo R

I primi siti astrofisici ad essere riconosciuti idonei per l'avvenimento del processo di cattura rapida dei neutroni sono state le fusioni di oggetti compatti. Esistono, però, molte altre regioni nell'Universo che sembrano essere promettenti a sviluppare ambienti con condizioni favorevoli al processo r. Come nella fusione, nella maggior parte dei casi accadrà un evento d'alta energia accompagnato dalla formazione di una stella a neutroni o di un buco nero, con la conseguente espulsione di materiale. Di seguito, sono presentati vari scenari alternativi riguardanti l'arricchimento del processo r nella Via Lattea, che coinvolgono principalmente classi rare di supernovae, discutendo le loro implicazioni osservative e teoriche.

4.1 Supernovae a collasso del nucleo

Per diversi anni, le supernovae sono state considerate, insieme alle fusioni di oggetti compatti, le principali responsabili dell'arricchimento galattico del processo r. Tuttavia, dai primi test computazionali, si è riscontrato che il meccanismo di esplosione immediata non fornisce le condizioni necessarie per il fenomeno preso in considerazione. Successivamente, simulazioni multidimensionali del trasporto delle radiazioni neutriniche hanno evidenziato come un'esplosione ritardata dai neutrini potesse, invece, rispecchiare le osservazioni (ad esempio Kotake et al. 2012). Dato meccanismo è previsto per supernovae a collasso del nucleo (CCSN o supernovae di tipo II) che hanno come residuo una NS o un BH. Si pensa che, a seguire l'inizio dell'esplosione della supernova, la proto-stella di neutroni molto calda attraversa una fase di *raffreddamento di Kelvin-Helmholtz* della durata di circa 10 s, in cui rilascia leptoni. Particolarmente importanti per questo studio sono i neutrini, emessi di tutte le tipologie, i quali possono generare un flusso di materia a partire dal *vento di neutrini*, discusso nel paragrafo 3.1.3. Questo fenomeno, come già detto in precedenza, è ancora oggetto di forte dibattito e colmo di incertezze, soprattutto per quanto riguarda la relazione con entropia e Y_e . Alcuni recenti studi (Kratz et al. 2014), infatti, hanno mostrato come un forte vento di neutrini possa riprodurre le abbondanze solari abbastanza fedelmente ma, necessitando di un'entropia estremamente elevata, non è verificabile nella realtà. Tuttavia, si ritiene che un processo r debole si possa verificare lo stesso in tali condizioni.

D'altro canto, ulteriori investigazioni (come Wanajo 2006) hanno mostrato che la materia espulsa in date supernovae sono per lo più ricche di protoni, promuovendo così la nucleosintesi via processo νp . Tale meccanismo produce isotopi poveri di neutroni, come possono essere i nuclidi più leggeri derivanti dal processo p, quindi non di particolare interesse per lo scopo di questa tesi. Importante è chiarire, però, come lo stesso fenomeno del vento di neutrini produce effetti diversi tra una fusione di NS ed una supernova. La divergenza con quanto descritto nel paragrafo 3.1.3 per le NS è che, nel caso delle supernovae si tratta della deleptonizzazione di una stella di neutroni ad altissima temperatura, prevedendo quindi un flusso specifico di ν_e

leggermente superiore rispetto a $\bar{\nu}_e$. In ogni caso, dato che lo spettro di $\bar{\nu}_e$ è di poco più caldo rispetto a quello di ν_e , le luminosità di entrambi risulteranno piuttosto simili. La condizione necessaria per cui materia esposta abbastanza a lungo ad un flusso di neutrini diventi ricca di neutroni è imposta da:

$$\epsilon_{\bar{\nu}_e} - \epsilon_{\nu_e} > 4\Delta - \left[\frac{L_{\bar{\nu}_e} W_{\bar{\nu}_e}}{L_{\nu_e} W_{\nu_e}} - 1 \right] \cdot (\epsilon_{\bar{\nu}_e} - 2\Delta) \quad (4.1)$$

Secondo quest'ultima equazione, per espellere materiale ricco di neutroni, le energie medie tra i due tipi di neutrini dovrebbero differire almeno di $4\Delta \approx 5,2$ MeV. Ambienti come le supernovae non soddisfano tale condizione in nessuna delle moderne simulazioni del vento di neutrini (come Fischer, Guo et al. 2020), al contrario degli scenari di fusione di oggetti compatti, dove le luminosità e le energie medie dei $\bar{\nu}_e$ sono molto più elevate di quelle dei ν_e .

4.2 Supernovae a cattura elettronica

Eventi astronomici soggetti ad un vento di neutrini contenuto, quindi risolvono il problema dell'arricchimento protonico della materia espulsa, sono le supernovae a cattura di elettroni. Queste ultime, basandosi su simulazioni idrodinamiche multidimensionali della deflagrazione dell'ossigeno, si pensa possano avvenire in stelle di $8-10 M_\odot$, innescate dalla cattura elettronica da parte del ^{20}Ne nel guscio di O/Ne/Mg. In successione, il nucleo interno della stella collasserà dando vita ad una CCSN (Keiichi Nomoto et al. 2017). Dato evento permette di formare un ambiente in cui è possibile un processo r debole, che produrrà nuclidi fino a circa Eu.

4.3 Supernovae magneto-rotazionali

Le supernovae magneto-rotazionali (MR SNe) sono una rara classe di CCSNe che, insieme alle fusioni di oggetti compatti, rappresentano i siti astrofisici più promettenti a creare ambienti favorevoli per un forte processo di cattura rapida neutronica (Symbalisty et al. 1985). Il collasso nucleare in tali eventi astronomici viene indotto dalla rotazione estremamente elevata del nucleo della stella e dalla presenza di un campo magnetico molto forte (nell'ordine di $\sim 10^{12}$ G). Successivamente all'esplosione, come residuo, si formerà una stella di neutroni rotante avente un campo magnetico nell'ordine dei $\sim 10^{15}$ G (*magnetar*).

Negli anni si sono svolte svariate simulazioni di MR SNe, volte a studiare e comprendere la natura di dati eventi. Sin da subito si è notata la comparsa di getti d'espulsione di materiale lungo l'asse polare, con condizioni ambientali ideali per ospitare un processo r che conducesse alla sintesi di nuclidi fino ed oltre il terzo picco d'abbondanza ($A = 195$) (S. Nishimura et al. 2006). Successivi studi, basati su simulazioni relativistiche tridimensionali (massa stella progenitore $25 M_\odot$ e un campo magnetico iniziale di 10^{12} G) hanno mostrato, dopo una fase iniziale lineare di formazione dei getti, l'instaurazione di un'instabilità (*kink instability*) che deforma l'aspetto dell'espulsione, probabilmente dipendente dalle condizioni particolari antecedenti all'esplosione (Mösta, Richers et al. 2014). Ulteriori investigazioni ad alta risoluzione (come Mösta, Roberts et al. 2018) hanno permesso di interpretare tali instabilità e costruire un modello compatto e chiaro sulla natura delle MR SNe, stabilendo che tali esplosioni sono deformate (*dual-lobe*) nella maggior parte dei casi e avvengono con scale temporali di 10^{-5} s. Di conseguenza si è stabilito che, per garantire un forte processo r, si necessita di campi magnetici iniziali e velocità di rotazione molto elevati, al fine di produrre un'espulsione preliminare di materia ricca di neutroni, simile ad un getto polare, evitando così instabilità e lunghe esposizioni ai neutrini (aumentano Y_e , si veda 4.1).

In aggiunta studi come N. Nishimura et al. (2017), dopo aver eseguito svariate serie di simulazioni a lungo termine di MR SNe in cui si sono fatte variare condizioni ambientali come tassi di rotazione, luminosità dei neutrini ed intensità iniziali dei campi magnetici, hanno mostrato

come questi cambiamenti determinassero diverse tipologie di espulsioni. I risultati indicano la possibilità di formazione di getti inalterati, altri instabili oppure particolarmente interagenti con neutrini, in base al modello di supernova seguito. Conseguentemente apparirà una variazione nei risultati della nucleosintesi, data la possibilità dell’instaurazione di processo r forte e completo nel primo caso, un processo r debole (non produttore nuclei del terzo picco d’abbondanza) nel secondo, fino ad un annullamento totale nel terzo.

In riferimento all’immagine 4.1, *m-model* indica forti campi magnetici che permettono la comparsa di getti inalterati ed una riproduzione abbastanza fedele delle abbondanze solari, mentre *m-model(+)*, per via di una luminosità neutrिनica più elevata, mostra una carenza di nuclidi più pesanti del secondo picco. Nei modelli *h-model* e *h-model(+)* si vede una produzione troncata in corrispondenza del secondo picco a causa della mancanza di materia espulsa ricca di neutroni (processo r estremamente debole), ancor più marcata nel caso (+) perché caratterizzato da un assorbimento di neutrini più elevato. Infine si ha *i-model*, un caso con condizioni a metà strada da quelle descritte per i modelli *m* e *h*.

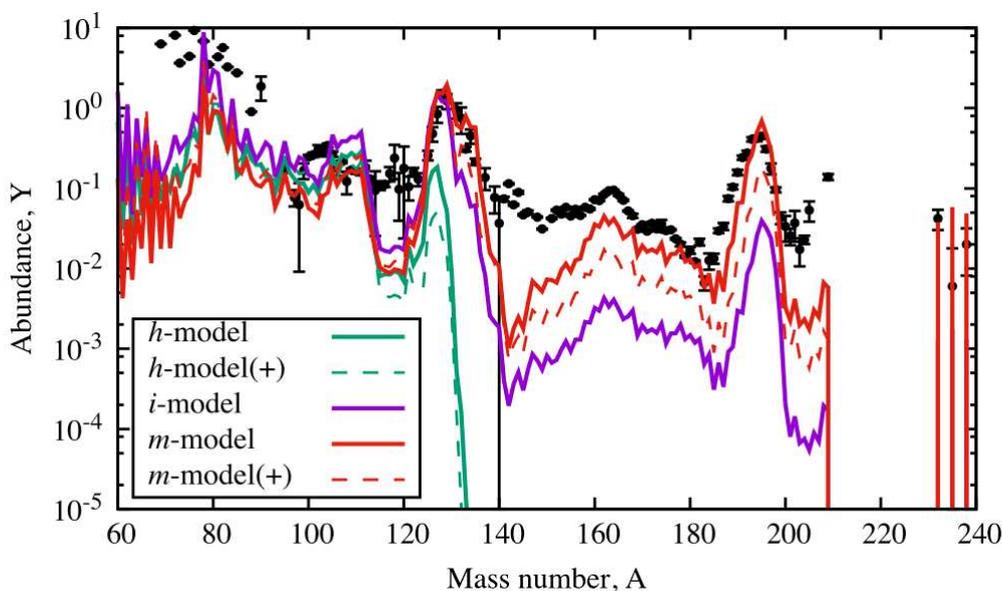


Figura 4.1: Abbondanze finali in funzione del numero di massa per i modelli di MR SNe descritti nella Sezione 4.3 comparate alle abbondanze del Sistema Solare (pallini neri). (Immagine tratta da Nishimura et al. N. Nishimura et al. 2017)

4.3.1 Un confronto con le fusioni di oggetti compatti

Le fusioni di oggetti compatti e le supernovae magneto-rotazionali risultano essere i siti astrofisici più promettenti ad accogliere un processo di cattura rapida di neutroni. Diversi studi si sono concentrati nel confrontarli, cercando di determinare le eventuali differenze nell’avvenimento del processo e stabilendo il loro ruolo nell’arricchimento galattico.

Le simulazioni idrodinamiche svolte negli anni suggeriscono che, a parità d’entropia, in genere la componente dinamica espulsa nelle fusioni NS-NS sia più ricca di neutroni rispetto a quella delle MR SNe. Conseguono, allora, rapporti iniziali *neutron-to-seed* più elevati, che si traducono in una maggiore frazione di materia espulsa in cui è possibile raggiungere il terzo picco d’abbondanza ed oltre del processo r. Le espulsioni delle MR SNe, invece, contengono regioni in cui il rapporto n_s non è sufficientemente grande per produrre elementi del terzo picco, portando alla formazione di un secondo picco distintivo. D’altro canto, come spiegato nelle sezioni 3.1.3 e 3.1.4, contributi variabili da parte del disco d’accrescimento e del vento di neutrini nelle NS-NS potrebbero cancellare questa distinzione.

Anche la forma stessa caratteristica del secondo picco d’abbondanza potrebbe essere considerata un altro osservabile peculiare dei due ambienti. Le fusioni NS-NS possono arrivare a

produrre una quantità considerevole di attinidi, i quali possono successivamente subire diversi cicli di fissione nucleare. Dato che la maggior parte dei modelli di massa nucleare prevede lo svolgimento principale della fissione per nuclei nell'intervallo $240 < A < 280$, ne consegue che i frammenti derivanti si concentreranno intorno al secondo picco. Quest'ultimo, allora, subirà un'importante seconda modellazione dalla distribuzione dei frammenti di fissione e dai loro successivi decadimenti β , che ne determineranno la forma finale. Nel caso delle MR SNe, invece, il contributo predominante alla costruzione del secondo picco d'abbondanza proviene da regioni con Y_e relativamente basso in grado di ospitare un processo r che raggiunge nuclidi di $N = 82$. La forma finale del secondo picco viene così determinata principalmente dai decadimenti β e dalle emissioni di neutroni β -delayed. Nello studio Côté et al. (2019), per esempio, sono state indagate queste differenze in simulazioni di fusione NS-NS e altre di MR SNe, mantenendo sia le reazioni di fissione completamente attive che disabilitandole dal momento in cui $n_s \leq 1$ (i risultati sono illustrati nell'immagine 4.2). È risultato evidente che le differenze nei due ambienti derivano esclusivamente dallo stato finale dei frammenti di fissione dopo il *freeze-out* del processo r.

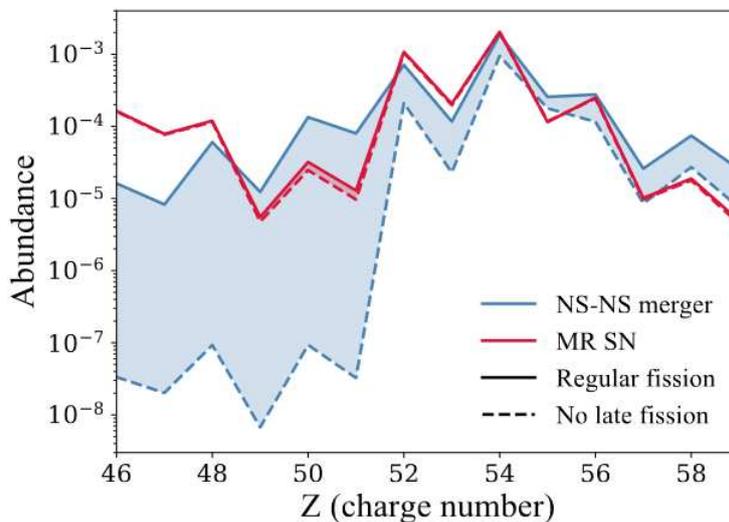


Figura 4.2: Particolare delle abbondanze finali in corrispondenza del secondo picco d'abbondanza del processo r nel caso di una fusione di NS-NS (linea azzurra) e in quello di una MR SNe (linea rossa). Le linee continue rappresentano ambienti in cui sono assunte reazioni di fissione complete dei frammenti, mentre quelle tratteggiate regioni dove la fissione termina al momento del *freeze-out* del processo r. Le zone colorate d'azzurro indicano il contributo all'abbondanza finale dato dalle reazioni di fissione. (Immagine tratta da Côté et al. 2019)

Essendo che le distribuzioni dei frammenti di fissione presentano ancora molte incertezze, i risultati tratti da questi studi non risultano definitivi, dato che differenti modelli prevedono distribuzioni diverse (per le simulazioni di Côté et al. (2019) si è utilizzato il modello di distribuzione dei frammenti di fissione ABLA07). Comunque rimane il fatto che i diversi meccanismi strutturanti il secondo picco del processo r forniscono forme della curva distinte, purché avvenga la fissione.

4.4 Hypernovae

Le *Hypernovae* (HNe) sono delle supernovae molto energetiche, la cui energia cinetica in genere supera $\sim 10^{52}$ erg. Uno degli oggetti più luminosi e potenti mai osservato di questa specie è stata la supernova di tipo Ic (SN Ic) 1998bw (Galama et al. 1998) la quale, dopo il collegamento al *burst* di raggi gamma GRB 980425 di lunga durata (lGRB), ha permesso di stabilire per la prima volta una connessione diretta tra questi due fenomeni. Si ritiene che le HNe sono originate dal collasso nucleare di stelle di Wolf-Rayet in rapida rotazione (dette anche *collapsar*) che, in seguito all'esplosione, formeranno un buco nero rotante dotato di un grande disco

d'accrescimento. Negli anni si sono svolti svariati studi su questo fenomeno (per esempio K. Nomoto 2017), i quali sono riusciti nell'insieme a creare un modello base sulla natura delle HNe. Si parla di esplosioni con una liberazione d'energia fino a $5 \cdot 10^{52}$ erg, elevate espulsioni di materiale formato da nuclidi del gruppo del ferro (in particolare ^{56}Ni , che arriva fino a $0.5 M_{\odot}$) e getti relativistici responsabili dei IGRB. Alle alte energie coinvolte, inoltre, conseguono anche elevate entropie ed un forte α freeze-out, risultando in rapporti di abbondanza maggiori per (Zn, Co, V, Ti)/Fe e minori per (Mn, Cr)/Fe rispetto alle supernovae normali, coerente con le osservazioni nelle stelle estremamente povere di metalli.

Tali ricerche, nel complesso, risultano ancora incomplete, non conciliando tutti i parametri e tutte le componenti in gioco. Per esempio, la previsione di Y_e appare molto incerta a causa delle interazioni deboli e del suo rapporto con i neutrini, definendo un solo vincolo osservativo basato sulle espulsioni di ^{56}Ni , ossia $Y_e \approx 0,5$. In generale si è constatato che, per ottenere ambienti ricchi di neutroni ($Y_e \approx 0,2$) a un dato raggio r del disco d'accrescimento, si necessita di un tasso minimo di accrescimento definito come (Beloborodov 2003):

$$\dot{M}_n = 3,821 \times 10^{-3} \left(\frac{r}{3r_g} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\alpha}{0,1} \right) \cdot \left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}} \right)^2 M_{\odot} \text{s}^{-1} \quad (4.2)$$

dove r_g è il raggio di Schwarzschild, α è il parametro di viscosità del disco e M_{BH} la massa del buco nero centrale. Si nota così che per tassi d'accrescimento tipici di $0,1 M_{\odot} \text{s}^{-1}$ corrispondono bassi valori di Y_e a piccoli raggi del disco.

I risultati di simulazioni sulla distribuzione di Y_e in funzione del raggio (illustrati nella figura 4.3), ottenuti da Janiuk (2014), mostrano un andamento che produce bassi valori per le regioni centrali e più vicine al BH, un picco nelle regioni intermedie (> 0.5) ed una stabilizzazione a $Y_e \approx 0,5$ all'esterno. Nel caso siano presenti campi magnetici intensi, si ipotizza che la materia con alto contenuto neutronico possa essere espulsa dalle regioni più centrali lungo le linee di forza, fornendo potenzialmente tutti gli elementi necessari al processo r. Anche i getti di materiale derivanti dai IGRB si pensa che possano contribuire all'arricchimento di nuclei derivanti dal processo di cattura rapida di neutroni.

Qualora questa situazione venisse confermata, si è calcolato che sarebbe necessario solo una HN ogni 1.000-10.000 CCSN per spiegare le abbondanze del processo r osservate nel Sistema Solare. Tuttavia, quello delle hypernovae, è campo ancora pieno di incertezze, necessitante di ulteriori indagini che diano dei limiti concreti al fenomeno.

4.5 Supernovae a confinamento dei quark

Le stelle supergiganti blu, di massa iniziale tra $35 - 50 M_{\odot}$ nella *zero-age main sequence*, terminano il loro ciclo vitale attraverso una CCSN. Studi come Fischer, Wu et al. (2020) sono riusciti a modellizzare questo specifico tipo di esplosioni stellari, molto discusse nella comunità scientifica, con una transizione di fase di primo ordine dalla materia nucleare in un plasma di quark-gluoni. I resti successivi all'esplosione consistono in stelle di neutroni caratterizzate da un nucleo composto da materia di quark (*hybrid stars*), con una massa di $\sim 2 M_{\odot}$ alla loro formazione. Questi eventi sono accompagnati da un'espulsione di materiale con componente iniziale ricca di neutroni, guidata da un vento di neutrini ad alta entropia a lungo termine. In queste condizioni, la nucleosintesi avvia una cospicua produzione dei nuclei del secondo picco d'abbondanza del processo r e prosegue oltre la formazione del terzo picco, fino agli attinidi. Tuttavia, le abbondanze relative oltre il secondo picco sono fortemente ridotte rispetto al valore solare. Come nota finale, si pensa che le supernovae a confinamento dei quark potrebbero essere osservabili grazie al rilascio di un secondo *burst* di neutrini.

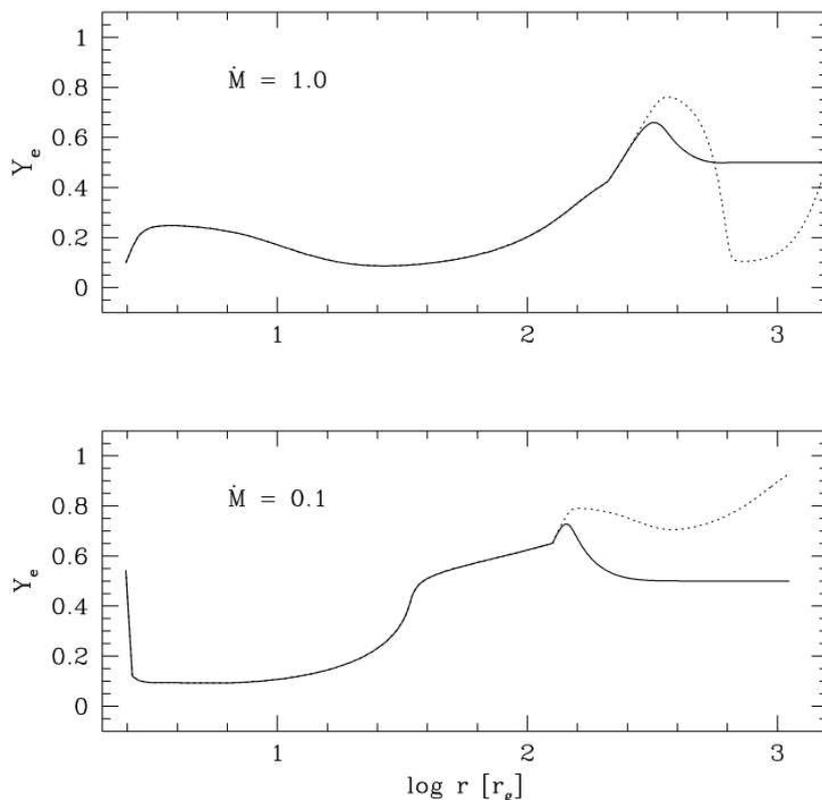


Figura 4.3: Andamento della frazione elettronica in funzione del raggio dell'orbita del buco nero (in dimensioni di r_g , raggio di Schwarzschild). Per entrambi i modelli si è assunto un parametro di spin del BH $\chi = 0,9$, con la differenza che per quello nel pannello superiore si ha un tasso d'accrescimento di $\dot{M} = 1,0 M_\odot s^{-1}$ mentre per quello inferiore $\dot{M} = 0,1 M_\odot s^{-1}$. La linea tratteggiata rappresenta, invece, la frazione protonica. (Immagine tratta da Janiuk 2014)

4.6 Processo r nei gusci di elio

Recenti studi (Banerjee et al. 2016) hanno dimostrato che in CCSN di metallicità più basse di $[\text{Fe}/\text{H}] \leq 3$, indicante una ridotta abbondanza di *seed nuclei*, i neutroni prodotti nel guscio di He della stella attraverso la reazione ${}^4\text{He}(\bar{\nu}_e, e^+n){}^3\text{H}$, possono essere comunque catturati creando nuclidi fino ad una massa atomica pari a $A = 200$. Questo è possibile per stelle di massa $11 - 15 M_\odot$ e permette l'avvenimento di un processo r molto lento, in regime freddo (le temperature sono dell'ordine di $\sim 10^8$ K). Nonostante l'elevato rapporto n_s permetta la formazione di nuclei pesanti attraverso catture neutroniche, la densità dei neutroni risulta comunque relativamente bassa ($n_n \gg 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Ciò implica una distribuzione di abbondanze tra il processo r e un processo s, con picchi spostati verso numeri di massa più elevati rispetto a quelli osservati nelle abbondanze solari. Pertanto, questo meccanismo di nucleosintesi non può spiegare da solo le abbondanze del processo r osservate nel Sistema Solare o nei modelli d'abbondanza di stelle di bassa metallicità.

Conclusioni

L'ipotesi del processo r, originariamente proposta da Burbidge et al. (1957) nel 1957 e da Cameron (1957) nello stesso periodo, ha segnato un punto di svolta significativo nella nostra comprensione della nucleosintesi degli elementi più pesanti del ferro fino al plutonio. Da allora, sono stati compiuti notevoli progressi nell'approfondire e raffinare la comprensione di questi complessi meccanismi.

Nel corso del tempo sono stati sviluppati numerosi modelli e teorie per comprendere la nucleosintesi degli elementi più pesanti, basati su esperienze passate e sulle evidenze osservative acquisite. L'avanzamento tecnologico e scientifico ha svolto un ruolo chiave in questo processo, consentendo la creazione di simulazioni sempre più complesse. Questi progressi hanno aperto la strada a una scoperta continua di nuovi dettagli e a una maggiore risoluzione dei più piccoli aspetti coinvolti nei processi di formazione degli elementi.

Le simulazioni avanzate beneficiano delle potenti capacità di calcolo offerte dai supercomputer moderni. Queste risorse consentono agli scienziati di modellare in modo dettagliato le condizioni all'interno di stelle, durante eventi cosmici come le collisioni tra stelle di neutroni o le esplosioni di supernove. I modelli possono ora tener conto di una gamma più ampia di parametri, come temperatura, densità e composizione del materiale, contribuendo a sviluppare una visione più completa delle dinamiche coinvolte nella nucleosintesi.

L'insieme dei laboratori di ricerca nucleare già esistenti e quelli futuri (come FAIR, FRIB, HIAF) permetterà di produrre nuclei ricchi di neutroni e di studiarne le proprietà, includendo per la prima volta anche nuclidi del terzo picco d'abbondanza del processo r.

Inoltre, l'uso di osservazioni avanzate da telescopi spaziali e strumenti dedicati ha fornito dati più precisi e dettagliati sulle caratteristiche delle stelle e degli eventi astrofisici coinvolti nei processi di nucleosintesi. Un esempio è HD 222925, l'oggetto astronomico che rappresenta l'inventario chimico più completo tra le stelle povere di metalli arricchite con elementi prodotti dal processo di cattura rapida di neutroni (Holmbeck et al. 2023). Questa stella potrebbe costituire un nuovo modello per l'osservazione e di confronto dei risultati di nucleosintesi, dato che fin'ora sono stati utilizzati quasi esclusivamente le abbondanze del Sistema Solare. D'altro canto, prima di affermare ciò con certezza, saranno necessarie osservazioni di ulteriori stelle per determinare se il modello di abbondanza degli elementi di HD 222925 sia effettivamente un modello canonico per il processo r a bassa metallicità.

È fondamentale evidenziare anche il ruolo dei rivelatori di onde gravitazionali come LIGO, VIRGO, KAGRA e IndIGO, i quali dovrebbero essere in grado di rilevare fino a 10 fusioni di sistemi binari di oggetti compatti all'anno. Questo ciclo di miglioramento continuo, alimentato dall'interazione dinamica tra osservazioni e modellizzazione teorica, offre l'opportunità di esplorare diverse prospettive di tali sorgenti, rendendo possibile una comprensione sempre più profonda della sintesi degli elementi nel cosmo.

La ricerca sul processo-r ha pure impatti pratici, influenzando settori come la produzione di isotopi per scopi scientifici e medici. Tali isotopi possono essere utilizzati come traccianti radioattivi in medicina nucleare per diagnosticare malattie o come fonti di radiazioni per la terapia.

In conclusione, la ricerca sul processo-r si configura come una sfida coinvolgente ed in continua evoluzione. Questo campo multidisciplinare non solo offre ampie opportunità per futuri studi, ma richiede anche un impegno costante da parte della comunità scientifica per sondare a fondo le complesse dinamiche che regolano la nucleosintesi stellare e l'evoluzione cosmica.

Bibliografia

- Arlandini, Claudio et al. (1999). «Neutron Capture in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars: Cross Sections and Abundance Signatures». In: *The Astrophysical Journal* 525.2. DOI: 10.1086/307938. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/307938>.
- Banerjee, Projjwal et al. (2016). «Neutrino-Induced Nucleosynthesis in Helium Shells of Early Core-Collapse Supernovae». In: *EPJ Web of Conferences* 109, p. 06001. DOI: 10.1051/epjconf/201610906001. URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201610906001>.
- Beloborodov, Andrei M. (2003). «Nuclear Composition of Gamma-Ray Burst Fireballs». In: *The Astrophysical Journal* 588.2. DOI: 10.1086/374217. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/374217>.
- Burbidge, E. Margaret et al. (ott. 1957). «Synthesis of the Elements in Stars». In: *Rev. Mod. Phys.* 29 (4), pp. 547–650. DOI: 10.1103/RevModPhys.29.547. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.29.547>.
- Cameron, A. G. W. (1957). *Stellar Evolution, Nuclear Astrophysics, and Nucleogenesis*.
- Chruslinska, M. et al. (2017). «Constraints on the Formation of Double Neutron Stars from the Observed Eccentricities and Current Limits on Merger Rates». In: *Acta Astronomica* 67.1. DOI: 10.32023/0001-5237/67.1.2. URL: https://acta.astrouw.edu.pl/Vol167/n1/a_67_1_2.html.
- Clayton, Donald D. (1968). *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. University of Chicago Press.
- Côté, Benoit et al. (apr. 2019). «Neutron Star Mergers Might Not Be the Only Source of r-process Elements in the Milky Way». In: *The Astrophysical Journal* 875.2, p. 106. ISSN: 1538-4357. DOI: 10.3847/1538-4357/ab10db. URL: <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab10db>.
- Cowan, John J., A. G. W. Cameron et al. (lug. 1985). «R-process nucleosynthesis in dynamic helium-burning environments». In: *Astrophysical Journal* 294, pp. 656–662. DOI: 10.1086/163335.
- Cowan, John J., Christopher Sneden et al. (feb. 2021). «Origin of the heaviest elements: The rapid neutron-capture process». In: *Reviews of Modern Physics* 93.1. ISSN: 1539-0756. DOI: 10.1103/revmodphys.93.015002. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.93.015002>.
- Drout, M. R. et al. (dic. 2017). «Light curves of the neutron star merger GW170817/SSS17a: Implications for r-process nucleosynthesis». In: *Science* 358.6370, pp. 1570–1574. ISSN: 1095-9203. DOI: 10.1126/science.aag0049. URL: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aag0049>.
- Eichler, M. et al. (lug. 2015). «The role of fission in neutron star mergers and its impact on the r-process peaks». In: *The Astrophysical Journal* 808.1. DOI: 10.1088/0004-637X/808/1/30. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/808/1/30>.
- Fischer, Tobias, Gang Guo et al. (feb. 2020). «Neutrino signal from proto-neutron star evolution: Effects of opacities from charged-current-neutrino interactions and inverse neutron decay». In: *Phys. Rev. C* 101 (2), p. 025804. DOI: 10.1103/PhysRevC.101.025804. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.025804>.
- Fischer, Tobias, Meng-Ru Wu et al. (apr. 2020). «Core-collapse Supernova Explosions Driven by the Hadron-quark Phase Transition as a Rare r-process Site». In: *The Astrophysical Journal* 894.1. DOI: 10.3847/1538-4357/ab86b0. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ab86b0>.
- Foucart, Francois et al. (lug. 2014). «Neutron star-black hole mergers with a nuclear equation of state and neutrino cooling: Dependence in the binary parameters». In: *Phys. Rev. D* 90 (2), p. 024026.

- DOI: 10.1103/PhysRevD.90.024026. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.90.024026>.
- Fujibayashi, Sho et al. (apr. 2020). «Mass ejection from disks surrounding a low-mass black hole: Viscous neutrino-radiation hydrodynamics simulation in full general relativity». In: *Phys. Rev. D* 101 (8), p. 083029. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.083029. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.101.083029>.
- Galama, T. et al. (apr. 1998). «An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998». In: *Nature* 395, pp. 670–672. DOI: <https://doi.org/10.1038/27150>. URL: <https://www.nature.com/articles/27150>.
- Goriely, S. et al. (2015). «The production of transuranium elements by the r-process nucleosynthesis». In: *Nuclear Physics A* 944. Special Issue on Superheavy Elements, pp. 158–176. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2015.07.020>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947415001827>.
- Goriely, Stephane et al. (ago. 2011). «r-PROCESS NUCLEOSYNTHESIS IN DYNAMICALLY EJECTED MATTER OF NEUTRON STAR MERGERS». In: *The Astrophysical Journal Letters* 738.2. DOI: 10.1088/2041-8205/738/2/L32. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2041-8205/738/2/L32>.
- Hix, W. Raphael et al. (1999). «Computational methods for nucleosynthesis and nuclear energy generation». In: *Journal of Computational and Applied Mathematics* 109.1, pp. 321–351. ISSN: 0377-0427. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0377-0427\(99\)00163-6](https://doi.org/10.1016/S0377-0427(99)00163-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0377042799001636>.
- Holmbeck, Erika M. et al. (giu. 2023). «HD 222925: A New Opportunity to Explore the Astrophysical and Nuclear Conditions of r-process Sites». In: *The Astrophysical Journal* 951.1. DOI: 10.3847/1538-4357/acccf3. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/acccf3>.
- Hotokezaka, Kenta et al. (gen. 2013). «Mass ejection from the merger of binary neutron stars». In: *Phys. Rev. D* 87 (2), p. 024001. DOI: 10.1103/PhysRevD.87.024001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.024001>.
- Iliadis, Christian (2015). *Nuclear physics of stars*, pp. 349–568. DOI: 10.1002/9783527692668.
- Janiuk, Agnieszka (2014). «Nucleosynthesis of elements in gamma-ray burst engines». In: *Astronomy & Astrophysics* 568, A105. DOI: 10.1051/0004-6361/201423822. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423822>.
- Kotake, Kei et al. (ago. 2012). «Core-collapse supernovae as supercomputing science: A status report toward six-dimensional simulations with exact Boltzmann neutrino transport in full general relativity». In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2012.1, 01A301. ISSN: 2050-3911. DOI: 10.1093/ptep/pts009. eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2012/1/01A301/11584224/pts009.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/pts009>.
- Kratz, K-L et al. (ago. 2014). «A High-entropy-wind r-process Study Based on Nuclear-structure Quantities from the New Finite-range Droplet Model Frdm(2012)». In: *The Astrophysical Journal* 792.1. DOI: 10.1088/0004-637X/792/1/6. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/792/1/6>.
- Kullmann, I. et al. (mag. 2023). «Impact of systematic nuclear uncertainties on composition and decay heat of dynamical and disc ejecta in compact binary mergers». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 523.2, pp. 2551–2576. ISSN: 1365-2966. DOI: 10.1093/mnras/stad1458. URL: <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stad1458>.
- Kullmann, Ina K. B. (2023). *The study of r-process nucleosynthesis in binary neutron star mergers: Nucleonic weak interactions and nuclear uncertainties*. arXiv: 2303.06366 [astro-ph.HE].
- Lattimer, J. M. et al. (set. 1974). «Black-Hole-Neutron-Star Collisions». In: *Astrophysical Journal* 192, p. L145. DOI: 10.1086/181612.
- Li, Li-Xin et al. (set. 1998). «Transient Events from Neutron Star Mergers». In: *The Astrophysical Journal* 507.1. DOI: 10.1086/311680. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/311680>.

- Lippuner, Jonas et al. (dic. 2015). «r-PROCESS LANTHANIDE PRODUCTION AND HEATING RATES IN KILONOVAE». In: *The Astrophysical Journal* 815.2. DOI: 10.1088/0004-637X/815/2/82. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/815/2/82>.
- (dic. 2017). «SkyNet: A Modular Nuclear Reaction Network Library». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 233.2. DOI: 10.3847/1538-4365/aa94cb. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4365/aa94cb>.
- Martin, D et al. (ott. 2015). «Neutrino-driven Winds in the Aftermath of a Neutron Star Merger: Nucleosynthesis and Electromagnetic Transients». In: *The Astrophysical Journal* 813.1. DOI: 10.1088/0004-637X/813/1/2. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/813/1/2>.
- Mendoza-Temis, Joel de Jesús et al. (nov. 2015). «Nuclear robustness of the *r* process in neutron-star mergers». In: *Phys. Rev. C* 92 (5), p. 055805. DOI: 10.1103/PhysRevC.92.055805. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.055805>.
- Metzger, Brian D. et al. (nov. 2014). «Neutron-powered precursors of kilonovae». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 446.1, pp. 1115–1120. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stu2225. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/446/1/1115/4159943/stu2225.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stu2225>.
- Meyer, Bradley S. (1993). «Entropy and nucleosynthesis». In: *Physics Reports* 227.1, pp. 257–267. ISSN: 0370-1573. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(93\)90071-K](https://doi.org/10.1016/0370-1573(93)90071-K). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037015739390071K>.
- Moller, P. et al. (1995). «Nuclear Ground-State Masses and Deformations». In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 59.2, pp. 185–381. ISSN: 0092-640X. DOI: <https://doi.org/10.1006/adnd.1995.1002>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X85710029>.
- Mösta, Philipp, Sherwood Richers et al. (2014). «Magnetorotational core-collapse supernovae in three dimensions». In: *The Astrophysical Journal Letters* 785.2. DOI: 10.1088/2041-8205/785/2/L29. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2041-8205/785/2/L29>.
- Mösta, Philipp, Luke F. Roberts et al. (set. 2018). «r-process Nucleosynthesis from Three-dimensional Magnetorotational Core-collapse Supernovae». In: *The Astrophysical Journal* 864.2. DOI: 10.3847/1538-4357/aad6ec. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/aad6ec>.
- Nishimura, N. et al. (feb. 2017). «The Intermediate r-process in Core-collapse Supernovae Driven by the Magneto-rotational Instability». In: *The Astrophysical Journal Letters* 836.2. DOI: 10.3847/2041-8213/aa5dee. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aa5dee>.
- Nishimura, Sunao et al. (2006). «r-Process Nucleosynthesis in Magnetohydrodynamic Jet Explosions of Core-Collapse Supernovae». In: *The Astrophysical Journal* 642.1. DOI: 10.1086/500786. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/500786>.
- Nomoto, K. (2017). «Nucleosynthesis in Hypernovae Associated with Gamma-Ray Bursts». In: *Handbook of Supernovae*. A cura di Athem W. Alsabti et al. Cham: Springer International Publishing, pp. 1931–1954. ISBN: 978-3-319-21846-5. DOI: 10.1007/978-3-319-21846-5_86. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_86.
- Nomoto, Keiichi et al. (2017). «Electron Capture Supernovae from Super Asymptotic Giant Branch Stars». In: *Handbook of Supernovae*. A cura di Athem W. Alsabti et al. Cham: Springer International Publishing, pp. 1–30. ISBN: 978-3-319-20794-0. DOI: 10.1007/978-3-319-20794-0_118-1. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-319-20794-0_118-1.
- Panov, I.V. et al. (2005). «Calculations of fission rates for r-process nucleosynthesis». In: *Nuclear Physics A* 747.2, pp. 633–654. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.09.115>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404010255>.
- Perego, Albino et al. (nov. 2017). «AT 2017gfo: An Anisotropic and Three-component Kilonova Counterpart of GW170817». In: *The Astrophysical Journal Letters* 850.2. DOI: 10.3847/2041-8213/aa9ab9. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aa9ab9>.
- Qian, Y.-Z. et al. (1996). «Nucleosynthesis in Neutrino-Driven Winds. I. The Physical Conditions». In: *The Astrophysical Journal* 471.1. DOI: 10.1086/177973. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/177973>.

- Radice, David et al. (dic. 2018). «Viscous-dynamical Ejecta from Binary Neutron Star Mergers». In: *The Astrophysical Journal Letters* 869.2. DOI: 10.3847/2041-8213/aaf053. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aaf053>.
- Raghavan, Deepak et al. (ago. 2010). «A SURVEY OF STELLAR FAMILIES: MULTIPLICITY OF SOLAR-TYPE STARS». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 190.1. DOI: 10.1088/0067-0049/190/1/1. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0067-0049/190/1/1>.
- Rosswog, S. et al. (apr. 2017). «Detectability of compact binary merger macronovae». In: *Classical and Quantum Gravity* 34.10. DOI: 10.1088/1361-6382/aa68a9. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6382/aa68a9>.
- Shibata, Masaru (2018). *Mass ejection from neutron-star mergers in numerical relativity*. Talk at the EMMI Rapid Reaction Task Force: The physics of neutron star mergers at GSI/FAIR. URL: <https://indico.gsi.de/event/7091/contributions/32028/attachments/23051/28900/MasaruShibata.pdf>.
- Symbalisty, E. M. D. et al. (apr. 1985). «An expanding vortex site for the r-process in rotating stellar collapse». In: *Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor* 291, pp. L11–L14. DOI: 10.1086/184448.
- Thielemann, Friedrich-Karl et al. (1994). «Astrophysics and nuclei far from stability». In: *Nuclear Physics A* 570.1, pp. 329–343. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)90299-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90299-2). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947494902992>.
- Wanajo, Shinya (2006). «The rp-Process in Neutrino-driven Winds». In: *The Astrophysical Journal* 647.2. DOI: 10.1086/505483. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/505483>.
- Wanajo, Shinya et al. (giu. 2014). «Production of All the r-process Nuclides in the Dynamical Ejecta of Neutron Star Mergers». In: *The Astrophysical Journal Letters* 789.2. DOI: 10.1088/2041-8205/789/2/L39. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2041-8205/789/2/L39>.
- Wu, Meng-Ru et al. (ago. 2016). «Production of the entire range of r-process nuclides by black hole accretion disc outflows from neutron star mergers». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 463.3, pp. 2323–2334. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stw2156. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/463/3/2323/18240271/stw2156.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stw2156>.