

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

MECCANISMI DI PRODUZIONE DELL'ENERGIA IN ASTROFISICA

Tesi di Laurea

Candidato:
Elisabetta Rossi

Relatore:
**Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa**

Sessione I

Anno accademico 2018-2019

"Part of the journey is the end."

Abstract

L'obiettivo di questo elaborato è descrivere i principali meccanismi di produzione dell'energia che avvengono in ambito astrofisico, sia dal punto di vista energetico che di importanza. Si tratta di un tema estremamente ampio e pertanto in questa trattazione non è stato possibile entrare nel dettaglio di tutti i meccanismi. L'elaborato presenta quindi una panoramica sui principali processi energetici a partire da quello che avviene più vicino a noi, allontanandosi fino a raggiungere grandi distanze astrofisiche. Il punto di partenza sarà il meccanismo di riconnessione magnetica, che avviene nella magnetosfera del nostro pianeta ed anche sulla superficie della nostra stella, il Sole: nonostante la riconnessione sia un meccanismo di trasformazione di energia e non di produzione vera e propria, era impensabile non dedicare almeno un capitolo a questo tema molto attuale. Allontanandosi poi dalla Terra, i processi di produzione energetica divengono più comuni tramite le reazioni termonucleari che alimentano le stelle durante la maggior parte della loro vita: il capitolo 2 è dedicato a questo argomento, del quale verranno descritte in dettaglio le catene di bruciamento dell'H e dell'He, che sono le principali e le più energetiche, mentre altre reazioni rilevanti verranno citate e brevemente spiegate. Il terzo capitolo è rivolto al meccanismo di esplosione delle Supernovae, che rappresentano un'importante fase di vita delle stelle ed una considerevole fonte di energia, oltre che un affascinante fenomeno astrofisico. L'ultimo capitolo sarà infine dedicato all'accrescimento gravitazionale attorno a un buco nero super massivo, il processo più energetico che avviene nell'Universo e quello più lontano da noi.

Indice

1. Riconessione magnetica	1
1.1 Il modello matematico	1
1.2 Il modello fisico	2
1.2.1 IMHD	2
1.2.2 NIMHD	2
1.3 Punti 0 magnetici	3
1.4 Applicazioni astrofisiche	3
1.4.1 Flares solari	3
1.4.2 Aurore nella magnetosfera	3
2. Reazioni termonucleari nelle stelle	5
2.1 Il bruciamento dell'idrogeno	5
2.1.1 Catene PP	6
2.1.1.1 PPI	6
2.1.1.2 PPII	6
2.1.1.3 PPIII	7
2.1.2 Ciclo CNO	7
2.1.2.1 Ciclo principale	7
2.1.2.2 Ciclo secondario	8
2.2 Il bruciamento dell'elio: la 3α	9
2.3 Altre reazioni rilevanti	9
2.3.1 Reazioni di pre-sequenza	9
2.3.2 Reazioni successive alla 3α	9
3. Supernovae	10
3.1 SNe core-collapse	10
3.1.1 Accelerazione di Fermi	10
3.2 SNe termonucleari	11
4. Accrescimento gravitazionale	12
4.1 Il raggio di Schwarzschild e il raggio di distruzione mareale	12
4.2 Produzione energetica	14
4.3 Luminosità di Eddington	14

Bibliografia

Capitolo 1

Riconnessione magnetica

Praticamente tutti i plasmi, sia di laboratorio che astrofisici, generano campi magnetici la cui esistenza porta inevitabilmente, in presenza di flussi di plasma, al processo di riconnessione magnetica, che è essenzialmente una ristrutturazione topologica di un campo magnetico causata da un cambiamento delle sue linee di campo: la riconnessione permette la conversione dell'energia magnetica in altre forme di energia. In molte situazioni l'energia legata al valore del campo magnetico è la maggior fonte energetica di un plasma; per questo motivo la riconnessione è probabilmente uno dei più importanti processi di produzione e rilascio di energia nell'ambito astrofisico.

1.1 Il modello matematico

Si sceglie di usare il formalismo matematico che mette in campo il vettore induzione magnetica $\vec{B} = \vec{B}(\vec{x}, t) = \mu_0 \vec{H}$ dove $\mu_0 \geq 0$ è la permeabilità magnetica.

Secondo la legge di Ohm un campo elettrico in un mezzo fermo genera una corrente \vec{J} :

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

L'equazione di Ampère in astrofisica si riduce a:

$$\frac{\nabla \times \vec{B}}{\mu_0} = \nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \approx \vec{J} \quad (1.2)$$

Risulta quindi un valore della corrente elettrica che, se sostituito nell'equazione di Ohm, produce:

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla \times \vec{B} \quad (1.3)$$

Il fattore $\frac{1}{\sigma \mu_0} = \eta_m$ è chiamato resistività magnetica.

La combinazione dell'equazione di Faraday e della (1.3) risulta:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times \vec{E} = \vec{0} \rightarrow \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times \left(\frac{\vec{J}}{\sigma} + (\vec{B} \times \vec{v}) \right) = \vec{0} \rightarrow \vec{B}_t + \nabla \times \left((\vec{B} \times \vec{v}) + \frac{\vec{J}}{\sigma} \right) = \vec{0}$$

E nella sua forma finale (1.4) è chiamata equazione di induzione magnetica.

$$\vec{B}_t + \nabla \times (\vec{B} \times \vec{v}) = -\nabla \times \frac{\vec{J}}{\sigma} \quad (1.4)$$

Adimensionalizzata si scrive come:

$$\vec{B}_t + \nabla \times (\vec{B} \times \vec{v}) = \frac{1}{R_m} \nabla^2 \vec{B} \quad (1.5)$$

$R_m = \frac{LV}{\eta_m}$ è il numero adimensionale di Reynolds magnetico.

1.2 Il modello fisico

Nella teoria MHD (magnetoidrodinamica) i processi che convertono l'energia magnetica in altre forme di energia sono suddivisi in fenomeni ideali e non: quelli ideali (IMHD, magnetoidrodinamica ideale) convertono l'energia magnetica in energia cinetica senza dissipazione, quindi non possono generare calore, mentre i processi non ideali (NIMHD) possono convertire l'energia magnetica in energia cinetica e calore, rilasciandone una quantità elevata anche in tempi brevi.

Il fenomeno di riconnessione magnetica è non ideale e strettamente collegato al concetto delle linee di campo, introdotto per la prima volta da Alfvén nel 1943: egli dimostrò che in un fluido astrofisico le linee di campo si muovono come se fossero congelate nella materia. Nei punti in cui avviene la riconnessione non vale più la legge di congelamento di Alfvén ed il campo magnetico inizia a diffondere. I due rami della MHD si distinguono a partire dall'equazione di induzione (1.4).

1.2.1 IMHD

Nella MHD ideale $\sigma \gg 1$, $\eta_m \ll 1$ e $R_m \gg 1$ ovvero il numero di Reynolds è sempre molto grande per fluidi astrofisici (sia per l'effetto della resistività che per le dimensioni dei corpi considerati). L'equazione di induzione magnetica è iperbolica e si riduce a:

$$\vec{B}_t + \nabla \times (\vec{B} \times \vec{v}) = \vec{0} \quad (1.6)$$

Vale il teorema del congelamento di Alfvén: il flusso magnetico si conserva e il campo diventa elemento strutturale del plasma e si dice che è congelato nella materia. Le linee di campo magnetico non possono essere attraversate dal materiale in movimento, ma esso può seguire la direzione delle linee stesse. Dalla legge di congelamento segue che, in caso di contrazione del plasma (per esempio con onde d'urto), il campo viene intensificato.

1.2.2 NIMHD

L'equazione di induzione è la (1.5) e non si può ridurre, ha bisogno del laplaciano del campo e c'è un termine aggiuntivo dovuto al fatto che la conducibilità elettrica non è infinita e la legge di Ohm non è più ideale. In questo modo è possibile prendere in considerazione il connubio tra effetti magnetici ed effetti fluidi; esistono microzone in cui il teorema del congelamento fallisce e si ha un effetto non ideale resistivo che provoca la diffusione del campo magnetico nel mezzo interstellare, governata da una legge di decadimento esponenziale.

1.3 Punti 0 magnetici

La riconnessione magnetica avviene in quelli che vengono chiamati punti 0 magnetici di tipo a sella, nei pressi dei quali nascono delle instabilità. Dal punto di vista matematico, in questi punti il gradiente del campo è molto forte e il modello della riconnessione è studiato da superfici d'urto che trasportano discontinuità, in quanto il campo magnetico ha un dislivello chiamato salto. Solo nell'intorno del punto, dove il gradiente è infinito (ed è strano pensare in ambito astrofisico a qualcosa di locale), si hanno effetti non ideali che generalmente non si riscontrano nel plasma astrofisico. Dal punto di vista fisico le linee di campo si interrompono e vengono poi ricucite topologicamente. In quel punto si rompe la struttura ideale, la IMHD fallisce e bisogna tener conto degli effetti dissipativi della resistività (che appare nell'equazione di induzione). In genere un campo magnetico tende ad inibire l'accelerazione delle particelle, a meno che non sia presente un campo elettrico parallelo al primo; questo avviene nei punti magnetici nulli, che possono quindi servire come luoghi per riscaldare il plasma ed accelerare le particelle. I punti 0 magnetici si generano quando ci sono due o più fonti di campo magnetico (come ad esempio il Sole e la Terra) ed una piccola perturbazione porta alla formazione esplosiva di una corrente di elettroni che si autoamplifica con il moto del plasma; l'intenso campo elettrico associato a queste zone provoca uno scattering di elettroni abbastanza forte da sostenere una riconnessione veloce e non un rilascio graduale dell'energia immagazzinata.

1.4 Applicazioni astrofisiche

1.4.1 Flares solari

La prova più grande della riconnessione magnetica si trova nel Sole, in quanto il modello fisico del processo spiega perfettamente il fenomeno dei flares solari, che sono improvvisi aumenti di luminosità (seguiti da raffreddamenti) che generano spettacolari protuberanze ed un forte vento solare e sprigionano quantità di energia enormi, fino a 10^{32} erg/s, su tempi scala di una decina di minuti. I brillamenti sono associati alle macchie solari e sono quindi più intensi nei periodi in cui la stella è più attiva. Osservando vari brillamenti, i ricercatori hanno teorizzato la formazione di una struttura caratteristica (**fig 1.1**) ed hanno elaborato un modello teorico che prevede la formazione di un intreccio di linee di forza di campo magnetico (difficili da misurare direttamente) attorcigliate fra loro come i fili di una corda. Questa corda, nelle ore precedenti ai brillamenti, risulta essere confinata all'interno di una gabbia magnetica che diventa instabile (**fig 1.2**) e viene infranta in alcuni punti, provocando l'emissione di radiazione che può disturbare le comunicazioni satellitari e terrestri. La riconnessione potrebbe spiegare in maniera analoga i flares stellari: eruzioni di materia che avvengono al livello della fotosfera di tutte le stelle.

1.4.2 Aurore nella magnetosfera

Anche più vicino a noi, nella magnetosfera terrestre, avvengono fenomeni di riconnessione magnetica nei punti a sella instabili (**fig 1.3**) che causano direttamente o indirettamente le aurore terrestri. I bow shock sono urti magnetosonici che avvengono nella magnetopausa,

la zona in cui il campo magnetico del nostro pianeta ed il vento solare entrano in contatto, a circa 90.000 km da terra. Quando le particelle provenienti dal vento solare (che trasportano il campo magnetico) incontrano la ionosfera terrestre, si ha un fenomeno di eccitazione degli atomi atmosferici che, una volta diseccitatisi, emettono fotoni di varie lunghezze d'onda. Il fenomeno ottico che si genera è l'aurora, caratterizzata da bande luminose che mutano rapidamente. A causa della geometria del campo magnetico terrestre, le aurore sono visibili in due ristrette fasce attorno ai poli magnetici della Terra, dette ovali aurorali. Essendo collegate all'emissione di particelle da parte del Sole, le aurore sono più intense e frequenti durante i periodi di maggiore attività solare, in cui il campo magnetico interplanetario presenta delle variazioni in intensità e direzione, ed aumenta la possibilità di un accoppiamento con il campo magnetico terrestre, che subisce di conseguenza i processi di riconnessione.

Analogamente si pensa che avvenga lo stesso in altre magnetosfere planetarie, per esempio in quelle dei pianeti gassosi (Giove, Saturno, Urano e Nettuno) dove vengono generate delle aurore.

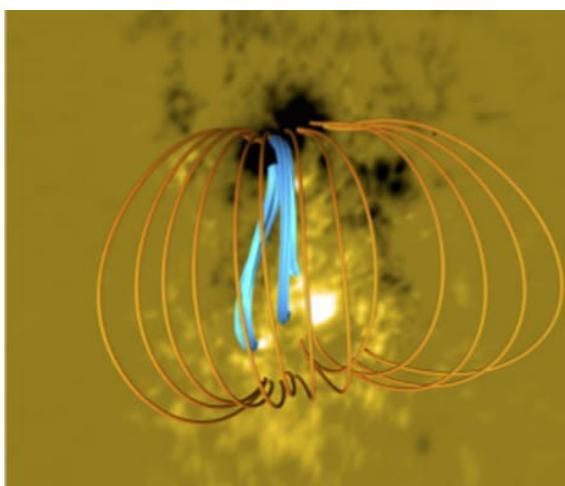


Fig 1.1: Rappresentazione della gabbia magnetica (in arancione) della corona solare che tiene confinata la corda magnetica (in blu) generata sulla superficie della stella.

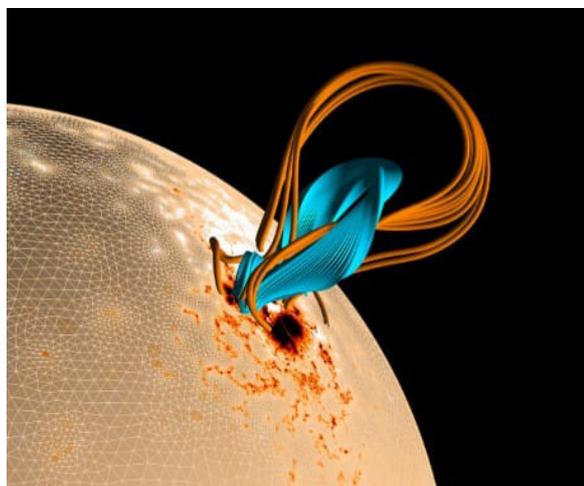


Fig 1.2: Istante in cui la corda magnetica accumula energia sufficiente a rompere le linee della gabbia dando origine al brillamento.

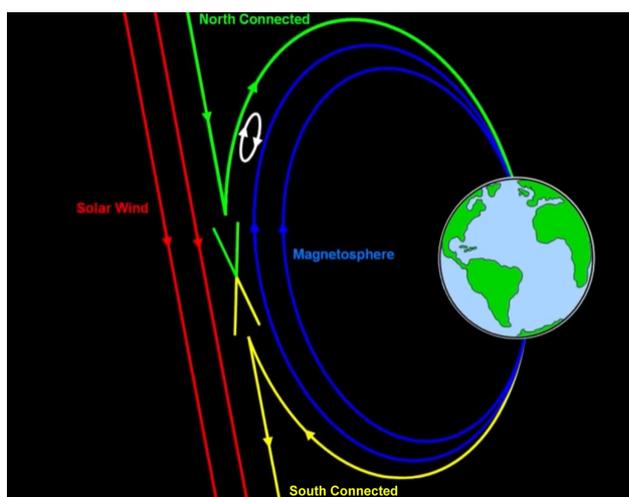


Fig 1.3: Le linee di campo magnetico della Terra (in blu) e del Sole (in rosso) si incontrano e la X segna il punto di riconnessione magnetica: si creano aperture attraverso le quali il vento solare può entrare nel campo magnetico terrestre e generare aurore.

Capitolo 2

Reazioni termonucleari nelle stelle

Le stelle sono sfere di gas (H ed He principalmente) all'equilibrio idrostatico, in cui la forza di gravità è completamente controbilanciata dalla pressione del gas. Per studiare le stelle come modelli fisici si assume che siano corpi a simmetria sferica, costituiti da gusci omogenei e tutti all'equilibrio e che la forza di gravità sia l'unica presente. Il nucleo interno della stella è la zona più calda e densa ed è la sede delle reazioni termonucleari; i fotoni prodotti nel core vengono poi trasportati radiativamente nell'envelope e convettivamente verso la superficie della stella.

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon \quad (2.1)$$

L'equazione (2.1) del bilancio energetico indica che la produzione energetica all'interno di una stella è una funzione del tasso di produzione ε che dipende dalle condizioni ambientali (T, ρ), cioè dallo stato della materia e dalla composizione chimica di un certo strato, ovvero quanto combustibile è rimasto ancora da bruciare.

Le fasi di vita della stella sono totalmente scandite dalle reazioni termonucleari che sono indotte nel nucleo dal moto termico degli ioni: la più importante tra queste è il bruciamento dell'idrogeno, che indica che la stella si trova in una fase stabile di vita (che è anche la più lunga), seguita dal bruciamento dell'elio ed altre reazioni rilevanti che producono un grande quantitativo di energia che è diverso per ciascuna di esse. Essendo ε una forte funzione di T , piccole variazioni di temperatura implicano grandi modifiche dell'energia prodotta. Data la complessità del calcolo di ε , questo argomento viene omesso, per dare spazio ad altri meccanismi astrofisici di produzione energetica che avvengono al di fuori delle stelle; vengono però riportati i valori dell'energia rilasciata per i tre processi di bruciamento principali che verranno descritti nel dettaglio in questo capitolo.

$\varepsilon_{PP} = \varepsilon_1 \rho X_H^2 T_6^v$	$v = v_{PP} = [3.5 - 6]$	$\varepsilon_{PP} \approx T^{[3.5 - 6]}$
$\varepsilon_{CNO} = \varepsilon_2 \rho X_H X_{CNO} T_6^v$	$v = v_{CNO} = [13 - 20]$	$\varepsilon_{CNO} \approx T^{[13 - 20]}$
$\varepsilon_{3\alpha} = \varepsilon_3 \rho^2 Y^3 T_8^v$	$v = v_{3\alpha} = [20 - 30]$	$\varepsilon_{3\alpha} \approx T^{[20 - 30]}$

Nelle formule in tabella gli ε_i sono coefficienti costanti che dipendono dalle reazioni, T_6 è la temperatura espressa in milioni di K, X_H è l'abbondanza di H, Y di He e X_{CNO} di metalli.

2.1 Il bruciamento dell'idrogeno

Il bruciamento dell'H nel core è il principale processo di produzione energetica che avviene durante la fase stabile di vita di una stella, chiamata main sequence (MS). L'idrogeno viene bruciato come $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$ con guadagno energetico molto alto, maggiore di qualunque altro processo nucleare, attraverso due reazioni simultanee che hanno però efficienza diversa: la catena protone-protone (PP) e il ciclo carbonio-azoto-ossigeno (CNO).

2.1.1 Catene PP

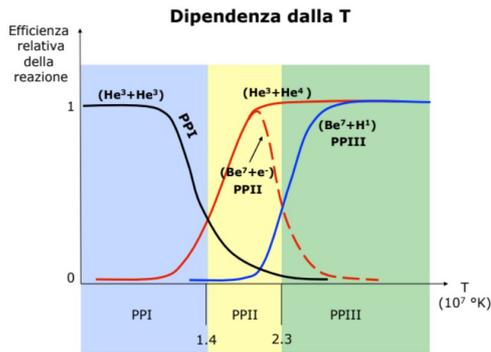


Fig 2.1: Efficienze relative delle 3 catene PP a confronto, in dipendenza dalla temperatura.

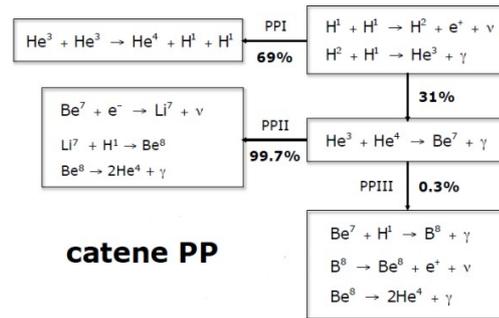


Fig 2.2: Probabilità di attivazione di ciascun canale.

Esistono tre tipi di catene protone-protone (PPI, PPII, PPIII) ognuna caratterizzata da una propria temperatura e una probabilità d'innesco, come mostrato in **fig 2.1** e **2.2**. Tutte le catene sono costituite da una parte iniziale comune, comprendente le prime due reazioni fino alla produzione del ${}^3\text{He}$. Inizialmente domina la PPI, ma via via che l'abbondanza di ${}^4\text{He}$ e la temperatura aumentano si attivano anche gli altri canali.

2.1.1.1 PPI

Reazioni	Energia	Tempi caratteristici
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + \text{e}^+ + \nu$	$(+1.44 \text{ MeV} - 0.26 \text{ MeV}) \cdot 2$	$1.4 \cdot 10^9 \text{ yr}$
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	$+5.49 \text{ MeV} \cdot 2$	6 sec
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$	$+12.85 \text{ MeV}$	10^6 yr

La T di innesco di questa catena è $6 \cdot 10^6 \text{ K}$ e la reazione più lenta è la prima in tabella. La criticità si ha quindi nel momento dell'attivazione: due protoni per legarsi devono andare incontro a un decadimento β^+ [$\text{p}^+ \rightarrow \text{n} + \text{e}^+ + \nu$] che è una reazione non spontanea endoenergetica che avviene solo quando p^+ è carico di energia cinetica. Se nel nucleo della stella fossero presenti neutroni liberi allora la reazione si innescherebbe molto più velocemente, poichè p^+ e n sarebbero liberi di interagire con semplicità originando il deuterio (ed è quello che è accaduto nei primi istanti della nucleosintesi primordiale). L'output energetico è 26.2 MeV ($4.2 \cdot 10^{-5} \text{ erg}$) e le perdite per neutrino sono trascurabili.

2.1.1.2 PPII

Reazioni	Energia	Tempi caratteristici
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + \text{e}^+ + \nu$	$+1.44 \text{ MeV} - 0.26 \text{ MeV}$	$1.4 \cdot 10^9 \text{ yr}$
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	$+5.49 \text{ MeV}$	6 sec
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	$+1.59 \text{ MeV}$	10^6 yr
${}^7\text{Be} + \text{e}^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$	$+0.86 \text{ MeV} - 0.80 \text{ MeV}$	0.4 yr
${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow 2 {}^4\text{He} + \gamma$	$+17.35 \text{ MeV}$	6 min

La catena PPII inizia ad essere rilevante per $T \approx 1.4 \cdot 10^7$ K; se nella struttura stellare è presente ^4He allora la particella di ^3He prodotta dalla catena preferisce combinarsi con questa piuttosto che con un altro ^3He come avviene nella PPI. Le considerazioni sulla criticità dell'innesco sono le stesse del canale principale. Nell'ultimo step della catena il ^7Li cattura un protone generando ^8Be che però è altamente instabile e decade immediatamente spaccandosi in due atomi di ^4He . L'energia prodotta è 25.7 MeV ovvero $4.1 \cdot 10^{-5}$ erg, del tutto confrontabile con quella della prima catena di bruciamento; qui le perdite per neutrino sono del 4%, ancora trascurabili.

2.1.1.3 PPIII

Reazioni	Energia	Tempi caratteristici
$^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu$	$(+1.44 \text{ MeV} - 0.26 \text{ MeV}) \cdot 2$	$1.4 \cdot 10^9$ yr
$^2\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$	$+5.49 \text{ MeV} \cdot 2$	6 sec
$^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$	$+1.59 \text{ MeV}$	10^6 yr
$^7\text{Be} + ^1\text{H} \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$	$+0.135 \text{ MeV}$	66 yr
$^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu$ $^8\text{Be} \rightarrow 2 ^4\text{He} + \gamma$	$+18.07 \text{ MeV} - 7.20 \text{ MeV}$	1 s

La PPIII, rilevante a partire da $T \approx 2.3 \cdot 10^7$ K, è la catena di bruciamento meno probabile: a parità di condizioni ambientali avviene solo al 0.3% rispetto alla PPII; il ^7Be non interagisce con un elettrone bensì con un protone, generando un elemento più pesante, il ^8B che è instabile. Questa catena dimostra che in natura non esistono elementi stabili con $A=8$. Il guadagno energetico è 19.3 MeV ($3.1 \cdot 10^{-5}$ erg) leggermente inferiore rispetto ai precedenti, a causa delle perdite di neutrino, che sono del 28%, quindi non più trascurabili.

2.1.2 Ciclo CNO

Il ciclo CNO è un ciclo alternativo di combustione dell'H in He che avviene a temperature dell'ordine di 10^7 K in un ambiente ricco di elementi pesanti come C, N e O che agiscono da catalizzatori; questi elementi non sono prodotti dal ciclo ma sono stati sintetizzati da stelle di popolazioni più vecchie che li hanno rilasciati nel mezzo interstellare.

2.1.2.1 Ciclo principale

Reazioni	Energia	Tempi caratteristici
$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	$+1.94 \text{ MeV}$	$1.3 \cdot 10^7$ yr
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	$+2.2 \text{ MeV} - 0.7 \text{ MeV}$	7 min
$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	$+7.55 \text{ MeV}$	$2.7 \cdot 10^6$ yr
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	$+7.29 \text{ MeV}$	$3.2 \cdot 10^8$ yr
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	$+2.7 \text{ MeV} - 1.0 \text{ MeV}$	82 sec
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$	$+ 4.96 \text{ MeV}$	$1.1 \cdot 10^5$ yr

Il ciclo CNO è l'esempio di cattura protonica $[Z^A + p^+ \rightarrow (Z+1)^{A+1} + \gamma]$ per antonomasia. La reazione più lunga in assoluto è l'interazione tra ^{14}N e un protone: questa spezza a metà il processo (che spesso viene chiamato CN-NO) e provoca un accumulo di azoto nell'ambiente nella prima parte della reazione, chiamata ramo lento. Il ciclo nella sua interezza, invece, porta un aumento di N e la diminuzione di C e O, generando quindi un'alterazione nelle abbondanze chimiche che si riassessano grazie a questa anticorrelazione fra gli elementi, fino alla temperatura di stabilizzazione. I tempi medi di ciascuna reazione nel ciclo CNO sono particolarmente importanti perché permettono di dedurre le abbondanze relative degli isotopi da ^{12}C a ^{16}O ; in uno stato di equilibrio infatti, il tasso con cui un isotopo scompare in una reazione è uguale al tasso con cui viene prodotto nella reazione precedente. Il rapporto tra le abbondanze relative è quindi dato esattamente dal rapporto dei tempi di vita medi.

Ci sono due interazioni molto veloci che sono processi di stabilizzazione di isotopi che decadono rapidamente; il guadagno netto energetico è 25 MeV.

2.1.2.2 Ciclo secondario

A partire dal ciclo primario se ne possono attivare altri, alimentati da catture protoniche che introducono le signatures di anticorrelazione caratteristiche tra diversi elementi: più la temperatura è alta e più vengono generati elementi pesanti. Di seguito è riportato un esempio di ciclo secondario che produce 24.9 MeV ovvero $4 \cdot 10^{-5}$ erg, che si attiva quando è più probabile che ^{15}N diventi ^{16}O piuttosto che ^{12}C .

Reazioni	Energia
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	+7.29 MeV
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	+2.7 MeV -1.0 MeV
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$	+1.2 MeV
$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$	+0.6 MeV
$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O} + e^+ + \nu$	+2.7 MeV- 0.94 MeV
$^{17}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + ^4\text{He}$	+1.19 MeV

Il bruciamento dell'idrogeno nel core porta ad un aumento del peso molecolare medio μ della struttura stellare. L'equazione (2.2) è la legge dei gas perfetti e mostra come dall'aumento di μ , se T e ρ del gas stellare non variano, segue un calo della pressione.

$$P_{gas} = \frac{\rho k T}{\mu m_H} \quad (2.2)$$

A questo punto nella stella si accende la combustione dell'H in shell (ovvero negli strati più esterni rispetto al nucleo) mentre il core non è più all'equilibrio e si contrae: per il teorema del viriale l'energia non viene più solamente dalle reazioni termonucleari, ma anche dalla contrazione stessa. La stella inizia ad uscire dalla fase stabile di MS e il suo futuro è determinato proprio dalla capacità del nucleo di contrarsi; le stelle che riescono a raggiungere T altissime hanno una complessa struttura a strati, la cui parte esterna è destinata ad essere espulsa. Prima di questa fase finale di vita la stella attraversa però diverse fasi evolutive, scandite dalla combustione degli elementi, a partire dall'elio.

2.2 Il bruciamento dell'elio: la 3α

Una volta che l'idrogeno nel nucleo è stato consumato quasi tutto, quello che rimane è un core composto dal 98% di He che inizia a contrarsi e riscaldarsi (mentre la composizione chimica dell'atmosfera stellare rimane inalterata). Nel momento in cui $T \approx 1.5 \cdot 10^8$ K (regime diverso rispetto al bruciamento dell'H) si accende la 3α e la stella entra in una nuova fase di vita individuata nel diagramma HR chiamata Horizontal Branch (HB). Nel nucleo formato ormai solo da He, 3 particelle α si legano per formare un ^{12}C . Le due reazioni della 3α sono riportate nella seguente tabella:

Reazioni	Energia
$^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$	-0.1 MeV
$^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$	+7.4 MeV

Inizialmente 2 particelle di ^4He si legano per formare un nucleo di ^8Be tramite una reazione endotermica: il ^8Be infatti ha un tempo di decadimento molto basso e tende a ritrasformarsi nelle particelle di elio originarie. Perché interagisca con un'altra particella α è necessario un ambiente con un'abbondanza enorme di He: il nucleo della stella è nelle giuste condizioni e il processo può andare avanti, producendo un totale di 7.3 MeV.

2.3 Altre reazioni rilevanti

Durante tutta la vita della stella avvengono reazioni termonucleari che producono energia: il bruciamento dell'H e dell'He descritti sono i processi principali, ma è necessario citarne altri rilevanti che si verificano in condizioni ambientali diverse.

2.3.1 Reazioni di pre-sequenza

Per $0.5 \cdot 10^6 \text{ K} < T < 5 \cdot 10^6 \text{ K}$ la nube molecolare che darà origine alla stella inizia a scaldarsi e sta per collassare ma l'ambiente stellare non è abbastanza caldo per l'innesco del bruciamento dell'H e avvengono delle reazioni di pre-sequenza. Esse coinvolgono elementi leggeri (^2H , ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{10}B e ^{11}B) che distruggendosi formano isotopi dell'He (che è la base di frazionamento); sono reazioni sporadiche e non rappresentano il motore energetico della stella (sostenuta in questa fase di nascita dalla contrazione gravitazionale).

2.3.2 Reazioni successive alla 3α

A $T \approx 6 \cdot 10^8$ K e quando l'abbondanza di He nel core è quasi nulla (ovvero la 3α ha prodotto ^{12}C), cominciano dei processi di cattura α [$Z^A + \alpha \rightarrow (Z+2)^{A+4} + \gamma$] da parte dei nuclei di carbonio, per formare elementi più pesanti come ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg e successivi (che vengono chiamati elementi α e sono la classe più abbondante nell'Universo). Allo stesso tempo inizia il bruciamento del carbonio in un nucleo non degenere.

A $T \approx 1.2-1.9 \cdot 10^9$ K si attiva invece il bruciamento del neon, seguito dall'ossigeno e poi dal silicio (a T sempre crescenti). A questi regimi di T diventano importantissime le perdite energetiche per emissione di neutrini, che sottraggono energia alla struttura stellare.

Capitolo 3

Supernovae

Le supernovae (SNe) sono fenomeni esplosivi che producono un'energia cinetica dell'ordine di 10^{51} erg (della quale solo una percentuale bassissima è convertita in fotoni) e possono raggiungere luminosità dell'ordine di $10^9 L_{\odot}$, dove $L_{\odot} = 10^{33}$ erg/s è la luminosità del Sole. Sono tra i più spettacolari meccanismi di produzione dell'energia nell'ambito astrofisico e sono osservabili su tempi scala di settimane o mesi. La loro classificazione è di tipo spettrale: le supernovae di tipo II presentano righe dell'H, che sono invece assenti in quelle di tipo I; queste ultime si suddividono in Ia (se hanno righe di Si), Ib (se hanno forti righe di He ma non di Si) e Ic (se non presentano nè righe di Si nè di He).

3.1 SNe core-collapse

Le SNe core-collapse (Ib, Ic e II) sono esplosioni di stelle con $M > 8M_{\odot}$ che, una volta terminate le reazioni di fusione nucleare, hanno sviluppato un nucleo di ferro che si contrae ed aumenta la sua ρ fino ad entrare in degenerazione. La stella in questa fase ha T talmente alte che la radiazione riesce a spaccare i nuclei di ferro in particelle α liberando dei neutroni tramite la fotodisintegrazione [${}^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13 {}^4\text{He} + 4n$]. A questo punto la cattura α e la cattura neutronica generano elementi più pesanti rispettivamente fino al ${}^{56}\text{Fe}$ e fino al ${}^{209}\text{Bi}$. A T dell'ordine di miliardi di gradi, il processo URCA [$p + e^- \rightarrow n + \nu$] e la fotodisintegrazione originano il collasso del nucleo, liberando neutrini che tolgono energia alla struttura; questa diventa una proto-stella di neutroni non all'equilibrio, piccola e molto densa. Durante l'esplosione l'envelope della stella è in caduta libera sul guscio di ferro (che rimane incapsulato) e si genera una fortissima onda d'urto che spazza via il materiale ed arricchisce l'ISM di elementi α . Il remnant delle SNe di tipo II è una stella di neutroni densa e compatta, il cui nucleo è formato da ferro, oppure un buco nero se $M > 25M_{\odot}$.

3.1.1 Accelerazione di Fermi

La velocità di espansione dell'envelope della stella è di $\sim 10^4$ km/s; essendo tale velocità maggiore di quella del suono nel mezzo interstellare (~ 1 km/s), ha origine un'onda d'urto il cui shock accelera alcuni elettroni, portandoli a velocità relativistiche secondo il processo di accelerazione di Fermi, che ha una forma spettrale a legge di potenza. Quest'ultimo si basa sull'interazione tra una particella carica e una nube magnetizzata. Nel modello di Fermi con onda d'urto, l'elettrone attraversa indisturbato lo shock (essendo una particella libera esso non risente degli effetti dell'onda) e urta contro una nube dell'ISM non shockata, la cui velocità si approssima a zero. L'elettrone quindi rimbalza con la stessa velocità di partenza, riattraversa lo shock e compie un urto frontale con una nube shockata acquistando energia. Dopo numerosi urti di questo tipo, in un tempo molto grande, l'elettrone arriva ad essere una particella relativistica.

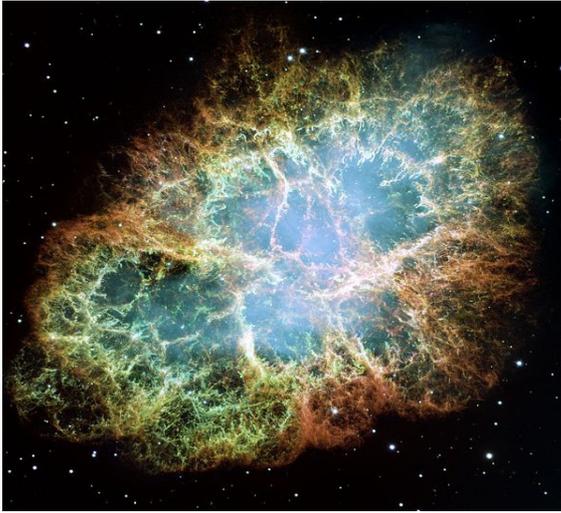


Fig 3.1: Crab Nebula (SN II esplosa nel 1054 nella costellazione del Toro).



Fig 3.2: Cassiopeia A (SN II esplosa 11000 anni fa nella costellazione di Cassiopea).

3.2 SNe termonucleari

Le supernovae termonucleari (Ia) sono i processi energetici responsabili dell'iniezione del ferro e degli altri metalli nel mezzo interstellare. Il processo alla base della loro esplosione è l'innesco della fusione del carbonio degenerare in una stella di massa piccola, chiamata nana bianca, che esplose con una luminosità tale da superare quella della galassia in cui si trova.

Esistono due modelli di esplosione: il Double Degenerate Scenario (DD) e il Single Degenerate Scenario (SD). Il primo prevede la fusione di due nane bianche che trovandosi vicine tra loro aumentano la loro massa fondendosi insieme fino al limite di Chandrasekhar ($M_{Ch} = 1.4M_{\odot}$) che implica l'innesco della fusione del carbonio. In questo modello non c'è H tracciabile perchè tutto il carbonio è convertito in ferro e si trova quindi pienamente in accordo rispetto alle osservazioni spettrali. Il SD invece è descritto da un sistema binario in cui una gigante rossa è attratta gravitazionalmente da una nana bianca e tra le due si innesca un trasferimento di materia. Anche in questo secondo modello, quando la massa totale del sistema binario supera il limite critico M_{Ch} , la pressione degli elettroni degeneri non è più in grado di sostenere quella gravitazionale, e di conseguenza la stella si contrae e si riscalda uscendo dall'equilibrio idrostatico. Se il merging avvenisse secondo questo modello, la stella normale cedrebbe come prima cosa il suo strato più esterno contenente H e genererebbe quindi righe spettrali, che però non sono presenti nelle osservazioni delle SNe Ia; per questo motivo il DD è più accettato rispetto al SD.

Contrariamente alle supernovae core-collapse, quelle termonucleari non lasciano alcun remnant: tutta la massa della stella è restituita all'ISM e inoltre, dato che le condizioni iniziali (come la massa limite) sono molto simili per tutta la classe, esse vengono utilizzate come candele standard, ovvero hanno tutte approssimativamente la stessa luminosità.

Il ruolo di queste supernovae è stato determinante nell'elaborazione del modello cosmologico Λ CDM, dove Λ è la costante cosmologica CDM significa cold dark matter. Questo modello descrive un Universo in espansione, dominato oggi e da qualche miliardo di anni da una quantità costante di energia oscura repulsiva che non clustera e che agisce in maniera opposta alla materia, facendo dilatare lo spaziotempo.

Capitolo 4

Accrescimento gravitazionale

La produzione energetica più efficace tra tutti i meccanismi esistenti ha origine dall'accrescimento gravitazionale attorno a un black hole (BH) o a una stella di neutroni. Lo studio dei BH inizia negli anni '60 con l'osservazione di uno spettro con forti righe in emissione e tempi di variabilità molto brevi. Essendo questi corpi celesti visibili con un cannocchiale ($m_v \sim 13$), gli astronomi osservativi ritengono in un primo momento che siano spettri di stelle blu a noi molto vicine; esse vengono poi denominate quasar (quasi stellar objects) quando dei radioastronomi inglesi osservano una forte emissione nella banda radio. È l'astronomo statunitense Allan Sandage a scoprire che lo spettro di questi oggetti non è incomprensibile bensì molto redshiftato e che quindi, per la legge di Hubble di espansione dell'Universo, queste stelle devono essere in realtà lontanissime e molto brillanti. La luminosità di un quasar, emessa da un volume molto piccolo, può arrivare fino a $10^{13}L_{\odot}$ e quindi superare quella di un'intera galassia. Questi corpi si sono spenti quasi tutti circa 8 miliardi di anni fa (e questo smentisce ogni teoria a sostegno di un Universo stazionario e non in espansione) e la loro scoperta ha dato inizio ad una nuova era astrofisica. Tutti i quasar vengono chiamati AGN (active galactic nuclei) ovvero sono nuclei di galassie molto luminosi al cui centro risiede un SMBH ovvero un buco nero supermassivo di origine non stellare, con masse miliardi di volte superiori a quella della nostra stella. Il primo a determinare che questi oggetti sono la principale fonte energetica dei quasar è stato l'astronomo inglese Lynden-Bell.

4.1 Il raggio di Schwarzschild e il raggio di distruzione mareale

Le teorie che spiegano il funzionamento dei SMBH si appoggiano sulla teoria della relatività generale di Einstein, che trova una fenomenale coincidenza nella definizione classica della seguente quantità, chiamata raggio di Schwarzschild:

$$r_s = \frac{2GM_{BH}}{c^2} \quad (4.1)$$

Questo valore si ottiene (con un semplice passaggio algebrico) dalla conservazione dell'energia per un corpo puntiforme posto a distanza r dal centro di un oggetto sferico di massa M . r_s è una distanza chiamata anche orizzonte degli eventi, cresce linearmente con la massa del BH e separa due zone; da quella interna i fotoni non riescono a fuoriuscire rendendo impossibile la visione della radiazione a qualunque lunghezza d'onda. Il raggio di Schwarzschild del Sole è 3 km e rappresenta appunto la grandezza che la sfera di massa pari alla massa solare dovrebbe avere per trasformarsi in un BH: in tal caso la velocità di fuga delle particelle risulterebbe maggiore della velocità della luce e quindi queste non potrebbero più uscire dalla struttura.

Esiste un'altra distanza molto importante individuabile attorno a un buco nero non ruotante, chiamata ISCO (inner stable circular orbit) pari a $3r_s$, alla quale gli oggetti iniziano a spiraleggiare in quello che viene chiamato disco di accrescimento, avvicinandosi irreversibilmente all'orizzonte degli eventi. Infine la zona che si trova a $1.5 r_s$ è chiamata raggio di circolarizzazione dei fotoni, dove questi ultimi si muovono di moto circolare uniforme ed hanno emissione energetica nulla (è per questo che nelle immagini dei BH c'è una zona nera).

Quando la massa che si interpone tra un oggetto ed il BH è maggiore della massa dell'oggetto stesso, questo viene attratto gravitazionalmente e comincia a cadere verso le zone centrali e a riscaldarsi, raggiungendo temperature di svariati milioni di K. Se per esempio si tratta di nubi, queste vengono ionizzate ed emettono fortemente per Bremmstrahlung e in presenza di campi magnetici anche per sincrotrone. Non è quindi il BH ad essere luminoso, ma la materia che cade al suo interno che si scalda e produce energia per la sola termodinamica.

Esiste però un'altra distanza critica che corrisponde al momento in cui il valore della forza mareale supera quello della forza gravitazionale, riuscendo a disintegrare il corpo in avvicinamento. F_T (il pedice T indica il termine inglese tydal ovvero marea) è un tensore complesso che riconosce l'orientazione spaziale di un oggetto e si esprime come segue:

$$F_T \simeq 2GM_{BH} \frac{RM}{r^3} \quad (4.2)$$

Dipendendo inversamente dalla terza potenza della distanza, quando l'oggetto è lontano la F_T non ha effetto, mentre quando è vicino essa vince sulla forza gravitazionale, che invece vale:

$$F_G = \frac{-GM^2}{r^2} \quad (4.3)$$

Uguagliando le forze si ottiene il valore del raggio di distruzione mareale che rappresenta quindi la vera distanza a cui un oggetto viene distrutto dalle forze in gioco:

$$r_T \simeq R \left(\frac{M_{BH}}{M} \right)^{1/3} \quad (4.4)$$

Al contrario di r_s questo non cresce linearmente con la massa del BH ma con la radice cubica (confronto in **fig 4.1**) e questa diversa dipendenza giustifica il fatto che alcuni buchi neri abbiano un r_T interno ad r_s .

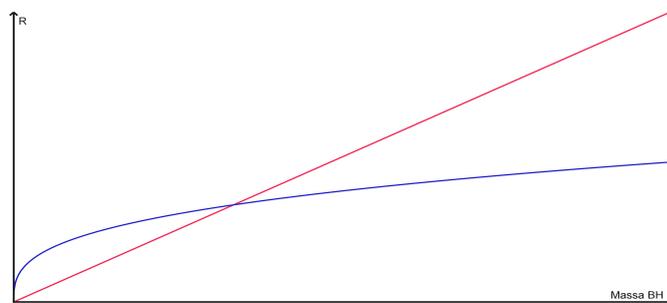


Fig 4.1: Andamento di r_s (in rosso) e r_T (in blu) in funzione della massa del BH.

4.2 Produzione energetica

Dentro al disco di accrescimento del BH il materiale segue una curva di rotazione kepleriana: più la materia ruota velocemente e più si scalda, cadendo verso il centro. Il processo di accrescimento ha un'efficienza che è calcolabile come differenza dell'energia emessa ai 2 parametri di distanza descritti sopra:

$$\begin{aligned} \cdot \quad E(3r_s) &= \frac{mv^2}{2} - GM_{BH} \frac{m}{3r_s} \\ \cdot \quad E(r_s) &= \frac{mv^2}{2} - GM_{BH} \frac{m}{r_s} \end{aligned}$$

$v^2 = \frac{GM}{R}$ è la velocità dell'oggetto su un'orbita circolare.

Con una semplice sostituzione si ottiene:

$$\Delta E = E(r_s) - E(3r_s) = \frac{GMm}{3r_s} = \frac{mc^2}{6} \quad (4.5)$$

La quantità di energia emessa è enorme ed è dovuta al fatto che attorno a un buco nero tutti i processi di emissione sono ultrarelativistici e forniscono un'efficienza dell'ordine del 10%. La luminosità emessa da un BH per accrescimento gravitazionale rappresenta quindi la principale fonte di energia di un AGN e si calcola come $L_{AGN} = \epsilon \dot{M} c^2$ dove \dot{M} è un rate di massa barionica catturata dal buco nero ed ϵ l'efficienza del processo, che non supera mai il valore $\epsilon_{max} = 0.2$ (fissato dalla relatività generale nel caso di un BH ruotante). Le osservazioni sono quindi già pericolosamente vicine a questo limite massimo e ciò significa che la stragrande maggioranza dei buchi neri accumulati fino ad oggi nell'Universo è dovuta all'accrescimento gravitazionale barionico e che questi corpi non sono fatti di materia oscura (altrimenti il rate di massa barionica diminuirebbe e l'efficienza crescerebbe oltre il limite consentito).

I BH che hanno maggiore emissione sono quelli piccoli, che disintegrano gli oggetti a distanze maggiori del loro raggio di Schwarzschild; buchi neri più grandi hanno invece un raggio di distruzione mareale all'interno del loro r_s e questo impedisce l'osservazione dell'emissione energetica, in quanto la materia viene distrutta oltre l'orizzonte degli eventi.

4.2 Luminosità di Eddington

Più materiale cade all'interno di un BH e più i fotoni emessi producono una forte pressione di radiazione sul materiale in caduta sulla struttura stessa. Questo meccanismo avviene perchè le particelle cariche possiedono una sezione d'urto inversamente proporzionale al quadrato della massa: per gli elettroni la sezione d'urto Thomson è rilevante e vale $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ mentre per i protoni è trascurabile, essendo molto più pesanti. Gli elettroni vengono spinti verso l'esterno dai fotoni emessi dal centro del BH, che trascina però anche i protoni, in quanto non si può avere una separazione delle cariche.

Per il BH in analisi si definisce $L(\nu)$ la luminosità del flash al centro della galassia (data dal prodotto della luminosità bolometrica per la SED dell'oggetto) e la si divide per il fattore $4\pi r^2$ ottenendo il flusso di energia per unità di frequenza, tempo e superficie sferica.

Dividendo per l'energia di un fotone, moltiplicando per l'impulso di una singola particella e per la densità volumetrica di elettroni, si ottiene l'impulso totale trasportato dai fotoni uscenti da quella superficie:

$$P_y = \frac{L(\nu) n_e(r) \sigma_{KN}}{4\pi r^2 c} \quad (4.6)$$

$\sigma_{KN} \approx \sigma_T C_{KN}$ è la sezione d'urto Klein-Nishina, che corregge il valore classico della sezione d'urto Thomson, che non è più costante ad alte energie. Essendoci un trasferimento di impulso deve esserci una forza che spinge gli elettroni verso l'esterno chiamata pressione di radiazione, che si ottiene con una semplice integrazione e risulta:

$$F_{rad} = \frac{L n_e(r) \sigma_T C_{KN}}{4\pi r^2 c} \quad (4.7)$$

Questa è ovviamente contrastata dall'attrazione gravitazionale (4.8) dovuta al BH e agente principalmente sui protoni.

$$F_{grav} = \frac{-GM_{BH}}{r^2} (n_p(r) m_p) \quad (4.8)$$

Con l'uguaglianza delle forze si ottiene:

$$F_{tot} = \frac{L n_e(r) \sigma_T C_{KN}}{4\pi r^2 c} - \frac{GM_{BH}}{r^2} (n_p(r) m_p) = GM_{BH} n_p m_p \left(\frac{L n_e \sigma_T C_{KN}}{4\pi c GM_{BH} m_p} - 1 \right)$$

Considerando un mezzo neutro in cui la densità elettronica e protonica sono simili, la luminosità critica alla quale $F_{tot}=0$ ovvero il materiale smette di cadere verso il BH (anche se non in maniera istantanea) è:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c G M_{BH} m_p}{\sigma_T C_{KN}} \quad \left[\frac{erg}{s} \right] \quad (4.9)$$

Difficilmente si osservano quasar con luminosità maggiori di questo parametro critico; se ciò avviene è perché il BH è in un momento transiente, ovvero ha già raggiunto la sua luminosità di Eddington ma il gas che era già nel disco sta ancora cadendo verso il centro. Il parametro critico (4.9) si può esprimere in funzione della massa solare come:

$$L_{Edd} = 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \quad \left[\frac{erg}{s} \right] \quad (4.10)$$

Nel calcolo della pressione di radiazione non si è tenuto conto di eventuali effetti di metallicità; se l'opacità di un corpo è alta la F_{rad} aumenta e di conseguenza si abbassa il limite critico L_{Edd} e il materiale in caduta libera sul BH viene arrestato prima.

Essendo la luminosità di Eddington proporzionale alla massa del corpo, stelle molto grandi hanno una luminosità prodotta nella loro fase stabile già paragonabile a questo limite critico. Questa formula dà una spiegazione fisica del perché le stelle prodotte nell'Universo stanno in un intervallo di massa definito: stelle con centinaia di masse solari si autodistruggerebbero appena nate sotto l'effetto della loro stessa pressione di radiazione.

Bibliografia

- [1] Eric Priest, Terry Forbes. *Magnetic Reconnection, MHD Theory and Application*. New York, Cambridge University Press, 2000.
- [2] A. V. Oreshina, B. V. Somov. *Heat-transfer mechanisms in solar flares, Consideration of Heat-flux relaxation*. State Astronomical Institute, Moskow State University, 2010.
- [3] Franca Franchi. *Meccanica dei continui*, appunti, A. A. 2018/2019.
- [4] Daniele Dallacasa. *Processi di radiazione e MHD*, dispense, A. A. 2018/2019.
- [5] Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie. *An introduction to modern Astrophysics*. San Francisco, Addison-Wesley, 2007.
- [6] Francesco Rosario Ferraro. *Astrofisica Stellare*, dispense, A. A. 2018/2019.
- [7] Salaris, Cassisi. *Evolution of stars and stellar populations*. Ed. Wiley. 2005.
- [8] Juhan Frank. *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge University Press, 2002.
- [9] Luca Ciotti. *Astrofisica extragalattica*, appunti, A. A. 2018/2019.