

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Fisica dell'accrescimento

Tesi di laurea

Presentata da:
Giulio Bico

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Anno accademico 2021-2022

*A chi mi è stato sempre vicino
che mi ha aiutato e sostenuto
durante ogni esame e non,
con la convinzione che potessi farcela
soprattutto quando nemmeno io lo ero io
Grazie*

Sommario

In astrofisica, il termine accrescimento racchiude tutti i processi che caratterizzano l'aumento di massa di un corpo con emissione di energia. Tali processi risultano di notevole interesse, in quanto sono fra i processi più energetici mai osservati questo grazie alla loro alta efficienza che è di gran lunga superiore delle reazioni di conversione di H in He nelle stelle. L'accrescimento è presente in diversi ambienti astrofisici come: protostelle e AGN, dove il materiale viene accelerato e libera energia; in sistemi binari, dove stelle più compatte come nane bianche o stelle di neutroni vengono accresciute da stelle compagne che cedono massa liberando energia. Si analizzerà il modello di accrescimento più semplice, detto *modello di accrescimento di Bondi*, in due differenti casi: un caso più semplice dove si considera solo la conversione di massa in energia grazie al potenziale gravitazionale del corpo centrale, l'altro è un caso più realistico che considera il fenomeno dell'*elettron scattering* che tende ad opporsi all'accrescimento. Si ricaverà la *luminosità di Eddington*, limite per il quale il meccanismo dell'accrescimento si arresta per poi ripartire una volta che il sistema è tornato alle condizioni ideali, questo passaggio avviene per via della pressione degli elettroni che auto-regola il meccanismo. Infine, si tratteranno i dischi di accrescimento e i sistemi binari: si cercherà di comprendere la formazione ed il funzionamento di tali dischi per poi passare allo studio di sistemi binari e delle condizioni che permettono l'accrescimento che tali sistemi può avvenire in due differenti modi: grazie alla fuoriuscita della stella maggiore dal proprio *limite di Roche* permettendo alla più compatta compagna di rubare lo strato in eccesso oppure grazie al forte vento solare prodotto sempre dalla stella maggiore ed assorbito dalla stella compagna.

Indice

1	Introduzione	2
2	Modello di accrescimento di Bondi	4
	2.1 Soluzioni al modello di Bondi.....	6
	2.2 Modello di Bondi con elettroni scattering.....	7
3	Luminosità di Eddington	9
	3.1 Regime Super-Eddington.....	11
4	Dischi di accrescimento e sistemi binari	12
	4.1 Ruolo del campo magnetico.....	12
	4.2 Ruolo della viscosità.....	13
	4.3 Accrescimento in sistemi binari.....	15
	4.3.1 Accrescimento tramite straripamento dai lobi di Roche.....	15
	4.3.2 Accrescimento tramite venti stellari.....	16

Capitolo 1

Introduzione

In astronomia, l'accrescimento è uno dei fenomeni con la più alta produzione di energia. Tale meccanismo si verifica in presenza di gas che orbita intorno ad un oggetto molto compatto¹ che, per vari meccanismi, tende a cadere al suo interno. Il gas, essendo in rotazione rispetto al corpo (momento angolare $J \neq 0$), forma un disco in rotazione differenziale attorno al centro di massa del sistema e, affinché cada su di esso, deve perdere momento angolare che² si sposterà nelle zone più esterne del disco: ora si può avere la caduta di materiale sul corpo centrale³. Grazie alla relazione $E = mc^2$ (Einstein, 1905) si può affermare che parte della massa in caduta verrà convertita in energia. Sappiamo che la conversione di massa in energia è essenziale in sistemi come le stelle che brillano grazie a processi come la protone-protone, con efficienza $\eta \approx 0.7\%$. Da sottolineare è l'efficienza che si può avere grazie all'accrescimento, che ora si cercherà di stimare: si consideri un oggetto di massa m che precipita su un secondo oggetto di massa \mathcal{M} e raggio $\mathcal{R} = \mathcal{R}_{SW} = 2\mathcal{G}\mathcal{M}/c^2$, con \mathcal{R}_{SW} raggio di Schwarzschild, dimensione che deve avere un oggetto di massa \mathcal{M} affinché abbia velocità di fuga c ;⁴ grazie alla teoria della relatività sappiamo che un oggetto che si trova entro $3\mathcal{R}_{SW}$ da un BH non ha più possibilità di fuga e che la conversione di massa in energia può essere calcolata dal passaggio da $3\mathcal{R}_{SW}$ a $1\mathcal{R}_{SW}$. Dalla conservazione dell'energia sappiamo che⁵:

$$E(r) = \frac{1}{2}mv^2(r) - \frac{\mathcal{G}m\mathcal{M}_{BH}}{r} = m \left[\frac{\mathcal{G}\mathcal{M}_{BH}}{2r} - \frac{\mathcal{G}\mathcal{M}_{BH}}{r} \right] = -\frac{\mathcal{G}m\mathcal{M}_{BH}}{2r}$$

considerando come distanza iniziale $3\mathcal{R}_{SW}$ e finale $1\mathcal{R}_{SW}$, si ottiene:

$$\Delta E = E(r=3\mathcal{R}_{SW}) - E(r=\mathcal{R}_{SW}) = -\frac{\mathcal{G}m\mathcal{M}_{BH}}{2} \left[\frac{1}{3\mathcal{R}_{SW}} - \frac{1}{\mathcal{R}_{SW}} \right] = \frac{\mathcal{G}m\mathcal{M}_{BH}}{3\mathcal{R}_{SW}}$$

Dunque:

$$\Delta E = \frac{\mathcal{G}m\mathcal{M}_{BH}}{3\mathcal{R}_{SW}} \quad (1.1)$$

si sostituisce il raggio \mathcal{R}_{SW} del nostro oggetto nella (1.2) ottenendo:

$$\Delta E = \eta mc^2 = \frac{1}{6}mc^2 \cong 0.17 \cdot mc^2$$

Dunque, per un black hole che converte materia in energia, l'efficienza è $\eta \cong 17\%$.

¹ Come stelle di neutroni o buchi neri.

² Per il principio di conservazione del momento angolare.

³ La gravità ha *calore specifico negativo*, si consideri un oggetto orbitante: maggiore è l'energia, maggiore è il raggio dell'orbita e minore è la velocità di rotazione (*temperatura*); al contrario, se il corpo perde energia, si sposta a orbite minori aumentando la propria velocità di rotazione.

⁴ Raggio limite per un BH, oltre il quale nulla può uscire, nulla si può osservare.

⁵ L'energia mancante è convertita in energia.

Esempio: Si consideri un black hole che in un certo intervallo di tempo di un anno assorbe una massa paragonabile a quella del nostro Sole, una percentuale di tale massa, compresa fra il 10% ed il 20%, grazie al meccanismo di accrescimento è convertita in energia; si paragona tale risultato con i meccanismi di conversione di una stella come il Sole: in circa 5Gy il Sole, con meccanismi di nucleosintesi⁶, ha convertito in energia solamente una *frazione* della propria massa e per raggiungere la conversione del BH, circa 20%, necessiterebbe di un tempo superiore a quello della vita della stella stessa, superiore a 10 volte il tempo di Hubble.

Avendo una notevole conversione di massa in energia, si ipotizzare che l'oggetto abbia una luminosità notevole se paragonata a quella intrinseca delle stelle: si consideri un black hole che assorbe una massa solare \mathcal{M}_\odot in un intervallo di tempo di un anno, sapendo che $\Delta E = \Delta m \eta c^2$ e $\Delta t = 1 \text{ anno}$ si ricava l'energia in unità di tempo:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\mathcal{M}_\odot}{\Delta t} \eta c^2$$

con $\dot{m} = \frac{\mathcal{M}_\odot}{\Delta t} \cong \frac{2}{3} * 10^{26} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ e $\frac{\Delta E}{\Delta t} = \mathcal{L}_{Acc}$ si ricava la luminosità:

$$\mathcal{L}_{Acc} = \dot{m} \eta c^2 \cong 10^{46} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.2)$$

Sapendo che una stella come il Sole emette $\mathcal{L} = \mathcal{L}_\odot \cong 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ paragonando le due sorgenti si ottiene: $\mathcal{L}_{Acc} \cong 10^{12} \mathcal{L}_\odot$. Dunque, un black hole che in un anno assorbe (e converte) una massa solare emette come 100 miliardi di stelle come il Sole; ma si sono osservati BH che nello stesso intervallo di tempo assorbono decine di masse solari: questi oggetti prendono il nome di AGN (*active galactic nuclei*, nuclei galattici attivi) e sono gli oggetti più luminosi mai osservati, tanto da avere una emissione maggiore di quella un'intera galassia.

⁶ Come la protone-protone e il ciclo CNO.

Capitolo 2

Modello di accrescimento di Bondi

Per poter comprendere gli effetti dell'accrescimento sul fluido, si analizza il *Modello di Bondi*, una semplificazione della realtà. Si consideri la nube di gas che cade sull'oggetto puntiforme molto compatto di massa \mathcal{M} (es. buco nero o BH) come infinitamente estesa e a riposo a $r = \infty$ con pressione p_∞ , densità ρ_∞ e velocità $u(r)$ che all'infinito tende ad essere nulla ($u_\infty = 0$).

Si hanno le seguenti ipotesi:

1. Problema a simmetria sferica (momento angolare $J = 0$);
2. Problema stazionario ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$);
3. Il gas è perfetto (non c'è viscosità) e sono ammesse solo *trasformazioni politropiche*: $p \propto \rho^\gamma$ con $1 \leq \gamma \leq \frac{5}{3}$;
4. Il campo di gravità è prodotto esclusivamente dalla massa centrale \mathcal{M} (si trascuri l'autogravità del gas);
5. Il campo magnetico è assente ($\mathcal{B} = 0$);
6. Sono ignorati i fenomeni di tipo elettrostatico (soluzione idrodinamica).

Grazie alle ipotesi di stazionarietà e simmetria sferica, dall'equazione di continuità⁷ si ottiene⁸:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho \vec{u}) = 0 \quad (2.1)$$

Integrando e utilizzando il *Teorema di Gauss* si ottiene:

$$4\pi r^2 u(r) \rho(r) = \text{cost} = \dot{\mathcal{M}} \quad (2.2)$$

dunque, la quantità di massa (in unità di tempo) passante per una superficie sferica di raggio r con centro il corpo centrale è costante.

Si consideri la *prima legge di Bernoulli*¹⁰ (soddisfatta per un gas perfetto) all'infinito ($r = \infty$), $\vec{u} = 0$ e $\text{cost} = h_\infty$, ottenendo:

$$\frac{u^2(r)}{2} + h(r) + \Phi(r) = h_\infty \rightarrow \frac{u^2(r)}{2} + \Delta h - \frac{GM}{r} = 0$$

con:

$$\Delta h = h(r) - h_\infty = \int_\rho^{\rho_\infty} \frac{dp}{\rho} \quad (2.3)$$

⁷ $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$

⁸ con $\vec{u} = u(r) \cdot \hat{e}_r$, \hat{e}_r versore radiale.

⁹ $\dot{\mathcal{M}}$ quantità di massa per l'unità di tempo che va ad accrescere il BH.

¹⁰ $\frac{u^2(r)}{2} + h(r) + \Phi(r) = \text{cost}$: $h(r) = \int \frac{1}{\rho} dp$ entalpia; $\Phi(r) = -\frac{GM}{r} = 0$ potenziale gravitaz.

Si sono ottenute due equazioni in due incognite (ρ e $u(r)$), grazie all'ipotesi di sole trasformazioni politropiche si ha la proporzionalità $p \propto \rho^\gamma$.

Si definiscono la velocità del suono $c_s^2 = \gamma \frac{p}{\rho}$, la velocità del suono all'infinito $c_{s,\infty}^2 = \gamma \frac{p_\infty}{\rho_\infty}$ e il numero di Mach: $M = u/c_s$.

A seconda del valore di M posso avere 3 casi:

- se $M < 1$ il fluido è in regime *subsonico*;
- se $M = 1$ il fluido è in regime *transonico*;
- se $M > 1$ il fluido è in regime *supersonico*.

Si definisce il *raggio di Bondi*¹¹:

$$r_B = \frac{GM}{c_{s,\infty}^2} \quad (2.4)$$

Il tasso di accrescimento della massa è $\propto \lambda$ (*parametro di accrescimento*):

$$\dot{M} = 4\pi\lambda \frac{G^2 M^2 \rho_\infty}{c_{s,\infty}^3} = 4\pi\lambda r_B^2 \rho_\infty c_{s,\infty} \rightarrow \lambda = \frac{\dot{M}}{4\pi\lambda r_B^2 \rho_\infty c_{s,\infty}} \quad (2.5)$$

che fissa il tasso di accrescimento per una certa massa M e le condizioni del gas all'infinito. La velocità del suono c_s^2 può essere riscritta in funzione di $c_s^2(\infty)$:

$$c_s^2 = c_{s,\infty}^2 \frac{p\rho_\infty}{\rho p_\infty} \quad (2.6)$$

Si definiscono $r = r_B \xi$ e $\rho = \rho_\infty R(\xi)$, con R funzione adimensionale dipendente dall'adimensionale x : si riscrivere la (2.6) in funzione della densità, quindi di $R(x)$:

$$c_s^2 = c_{s,\infty}^2 \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{\frac{(\gamma-1)}{2}} = c_{s,\infty}^2 R^{\frac{(\gamma-1)}{2}} \quad (2.7)$$

Combinando la (2.2) con la *prima legge di Bernoulli* e rimuovendo $R(x)$ si ottiene il *problema di Bondi*:

$$g(M) = \Lambda f(x) \quad (2.8)$$

con:

$$\begin{cases} g(M) = M^s \left(\frac{M^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} \right) \\ f(x) = x^{-2s} \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{\gamma-1} \right) \\ \Lambda = \lambda^{-s} \end{cases}, \quad s = 2 \left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma} \right) \quad (2.9)$$

Risolvere la (2.8) significa trovare $\forall x$ il corrispondente valore di M . Sia la funzione $g(M)$ che la funzione $f(x)$ hanno un minimo: per $g(M) \rightarrow M_{min} = 1$ ¹²; per $f(x) \rightarrow x_{min} = (5 - 3\gamma)/4$: l'esistenza di tali minimi impone che, dato al raggio

¹¹ Distanza caratteristica dal BH alla quale l'energia gravitazionale diventa comparabile con l'energia termica del gas all'infinito.

¹² Dove la velocità di accrescimento eguaglia la velocità del suono.

x un qualsiasi valore, per avere soluzioni all'equazione (2.8): Λ non ha valore arbitrario, ma deve soddisfare la seguente condizione:

$$g(M_{min}) \leq \Lambda f(x_{min}) \quad (2.10)$$

Di conseguenza, si ottiene immediatamente:

$$\Lambda \geq \Lambda_{min} = \frac{g(M_{min})}{f(x_{min})} \quad (2.11)$$

Si scrive la formulazione per λ nel caso di $g(M_{min}) = \Lambda f(x_{min})$:

$$\lambda < \lambda_{min} = \left(\frac{g(M_{min})}{f(x_{min})} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{5-3\gamma}{4} \right)^{-\frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)}} \quad (2.12)$$

Si è ricavato un valore limite per il parametro d'accrescimento λ che impone un limite al tasso d'accrescimento che dipende dalla natura stessa del gas (γ)¹³. Si consideri $\gamma = 5/3$, corrispondente ad un gas perfetto monoatomico: il valore minimo per il parametro d'accrescimento è $\lambda = 0.25$, più bassa efficienza possibile. Il risultato dipende dai gradi di libertà del gas (per gas monoatomico si hanno 3 traslazioni), tale gas ha una elevata resistenza alla compressione tale da far sì che raggiunge il punto sonico solo per $r = 0$, impossibile da raggiungere viste le dimensioni finite di stelle e i buchi neri: si avrà sempre accrescimento subsonico.

2.1 Soluzioni al problema di Bondi

Nella **Figura 2.1** si sono messe in luce le possibili soluzioni al problema di Bondi. Per tali soluzioni non vi è un senso di percorrenza prestabilito, ma nel caso di accrescimento il gas tende ad avvicinarsi al corpo centrale; dunque, il grafico si legge da destra a sinistra. In caso contrario, il grafico fornisce le soluzioni al *problema di Parker* (problema di vento stellare). Si analizzano tre i possibili casi:

1. $\Lambda = \Lambda_{min}$:

i due rami centrali del grafico sono una coppia di soluzioni critiche chiamate soluzioni transoniche¹⁴. Il ramo A indica l'accrescimento di un corpo molto compatto ad opera di un fluido che passa dal regime subsonico a supersonico con velocità nulla a distanza infinita: questa soluzione rispecchia le nostre condizioni iniziali. Il ramo W fornisce soluzioni per il vento stellare accelerato nelle fasi successive all'emissione: tale soluzione non ha senso fisico nel problema da noi considerato in quanto $u(\infty) \neq 0$. (Se letto in senso opposto descrive un accrescimento subsonico)

2. $\Lambda > \Lambda_{min}$:

si hanno soluzioni supercritiche rappresentate nel grafico dalle curve mai passanti per il regime transonico. Si osservi la soluzione supersonica che rappresenta il moto di un fluido che durante la caduta rimane supersonico: nel nostro caso tale risultato perde di validità fisica, questo per la condizione iniziale¹⁵; al contrario, la soluzione subsonica rappresenta il moto di un

¹³ Per le ipotesi $1 \leq \gamma \leq \frac{5}{3}$

¹⁴ In prossimità del raggio di Bondi si passa da regime subsonico a supersonico e viceversa.

¹⁵ $u(\infty) = 0$

fluido che raggiunge velocità massima in corrispondenza di $r = r_B$, mantenendo sempre $u < c_s$: caso di *accrescimento subsonico*. In prossimità del centro della curva l'equazione di Eulero¹⁶ si approssima come $(1/\rho)\nabla p \cong -\nabla\Phi$: la caduta del gas è contrastata dalla pressione generata dal gradiente della densità di materia che si accumula nei pressi della massa centrale \mathcal{M} : nonostante le condizioni iniziali compatibili con il problema considerato, tale soluzione riguarda oggetti con superficie adatta al deposito di materiale (es. nane bianche o stelle di neutroni), incompatibile con un BH che suppone caduta all'infinito: soluzione nel nostro caso incompatibile.

3. $\Lambda < \Lambda_{min}$:

sono le possibili soluzioni transoniche; tuttavia, viene violata la condizione di stazionarietà del flusso imposta dal problema: è presente un salto dal regime subsonico a quello supersonico con la generazione di un'onda d'urto: anche questa soluzione risulta incompatibile con il caso considerato.

In conclusione, nel nostro caso si ha una unica soluzione compatibile: il ramo A: in tal caso per $r \rightarrow 0$, il termine dell'entalpia è trascurabile, con l'equazione del moto $\frac{1}{2}u^2 \sim \frac{GM}{r}$. Nel caso di $r \rightarrow \infty$, per le ipotesi sia ha che $u(\infty) \sim 0$: l'energia cinetica risulta essere trascurabile ed il gas tende ad essere quasi in equilibrio idrostatico. Attraverso il *punto sonico* si possono separare i due regimi: *quasi idrostatico* nelle regioni esterne, *caduta libera* nelle regioni centrali.

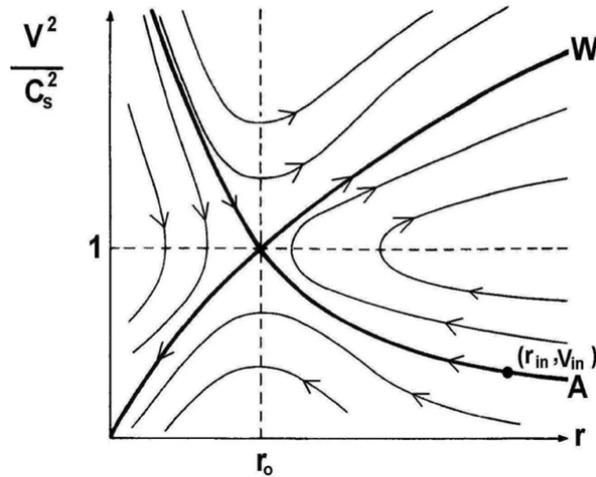


Figura 2.1

2.2 Modello di Bondi con elettroni scattering

Come sappiamo, il modello di Bondi è una semplificazione della realtà che trascurava aspetti come i fenomeni radioattivi, tanto più rilevanti quanto vicini alla massa \mathcal{M} , fornendo una soluzione idrodinamica. Uno degli effetti dell'accrescimento sul gas è il riscaldamento con conseguente ionizzazione di quest'ultimo. La radiazione rilasciata interagisce con la materia. Si consideri il caso più semplice possibile: gas composto da solo idrogeno atomico, essendo un plasma neutro, il fotone ha a

¹⁶ $\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\Phi$

disposizione lo stesso numero di protoni ed elettroni con i quali interagire, ma diversa probabilità di farlo. Tale probabilità è determinata dalla sezione d'urto e risulta essere $\sigma_T \propto 1/m^2$, essendo la $m_p \sim 2.000m_e$, la sezione d'urto σ_T della carica positiva è circa 6 ordini di grandezza inferiore rispetto a quella del più piccolo elettrone, dunque trascurabile: si consideri esclusivamente l'interazione dei fotoni con gli elettroni. Ora si amplia il *modello di Bondi* considerando quest'ultima interazione: la forza effettiva agente su un elemento di materia posto ad una distanza r dalla massa risulta essere:

$$\mathcal{F}_{eff}(r) = -\frac{\mathcal{G}\mathcal{M}_{BH}}{r^2}\rho(r) + \frac{\mathcal{L}n_e(r)\sigma_T}{4\pi cr^2} \quad (2.2.1)$$

il secondo termine rappresenta la forza esercitata dalla pressione di radiazione dei fotoni sulla materia, opposta alla forza di gravità esercitata dalla massa \mathcal{M} , n_e rappresenta la densità di elettroni ed il termine \mathcal{L} è la luminosità emessa che è data dalla relazione (1.3). Si introduce la *luminosità di Eddington*¹⁷: luminosità che permettere alla forza di radiazione di eguagliare la forza gravitazionale:

$$\mathcal{L}_{Edd} = \frac{4\pi\mathcal{G}\mathcal{M}_{BH}cm_p}{\sigma_T} \approx 10^{38} \left(\frac{\mathcal{M}_{BH}}{\mathcal{M}_{\odot}} \right) \left[\frac{erg}{s} \right] \quad (2.2.2)$$

nel caso di $\mathcal{L} > \mathcal{L}_{Edd}$, il materiale non si troverà più a cadere nel BH, ma verrà spinto via dalla pressione di radiazione dei fotoni, bloccando il meccanismo che riprenderà una volta stabilizzato il sistema: tale meccanismo porta ad un auto-regolamento del sistema. Dalla relazione (2.2.2), si riscrive la relazioni (2.2.1):

$$\mathcal{F}_{eff}(r) = -\frac{\mathcal{G}\mathcal{M}_{BH}}{r^2}\rho(r) \left(1 - \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{Edd}} \right) \quad (2.2.3)$$

Da notare l'indipendenza da r della luminosità, questo consente di definire una nuova costante gravitazionale *effettiva*:

$$\mathcal{G}_{eff} = \mathcal{G} \left(1 - \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{Edd}} \right) \quad (2.2.4)$$

Si può immaginare che la forza risultante agente sulla materia sia generata da un certo potenziale effettivo:

$$\Phi_{eff}(r) = -\frac{\mathcal{G}_{eff}\mathcal{M}_{BH}}{r} \quad (2.2.5)$$

Tale potenziale ha la stessa forma del potenziale gravitazionale ma una diversa costante gravitazionale. Si può generalizzare l'equazione (2.2) e modificare di conseguenza la seconda equazione del sistema (2.9):

$$f(x) = x^{\frac{4(\gamma-1)}{\gamma+1}} \left[\frac{1}{x} \left(1 - \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{Edd}} \right) + \frac{1}{\gamma-1} \right] \quad (2.2.6)$$

Si ha anche un cambiamento del parametro di accrescimento:

$$\lambda_{min,edd} = \lambda_{min} \left(1 - \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{Edd}} \right)^2 \quad (2.2.7)$$

Essendo il fattore correttivo $\left(1 - \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{Edd}} \right) < 1$, il limite dettato dal parametro di accrescimento risulta essere minore rispetto al modello che trascura l'elettron scattering. Di conseguenza si ha anche una diminuzione del flusso di materia:

$$\dot{\mathcal{M}}_{edd} = \dot{\mathcal{M}} \left(1 - \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{Edd}} \right)^2 \quad (2.2.8)$$

¹⁷ Trattata più nel dettaglio nel seguente capitolo

Capitolo 3

Luminosità di Eddington

Come evidenziato, il meccanismo di accrescimento è fonte di una elevatissima quantità di energia, con una efficienza di gran lunga superiore alla maggior parte dei meccanismi. Ma da tale meccanismo sono sorti dei limiti per la produzione di luminosità, dati dalla presenza della *pressione di radiazione* esercitata dai fotoni sul gas, nota come *luminosità di Eddington*. Al superamento di tale luminosità ($\mathcal{L} > \mathcal{L}_{Edd}$), i fotoni riescono a spingere via il gas dal BH arrestando il meccanismo di accrescimento, seguito da una forte diminuzione del numero di fotoni, dunque, della forza di radiazione, in quanto era lo stesso fluido che, durante la caduta sul corpo centrale, innescava la pressione di radiazione; visto il calo della forza dei fotoni, il gas riprende a cadere sul BH. Nella realtà si possono avere casi in cui $\mathcal{L} > \mathcal{L}_{Edd}$, in special modo se il materiale non è in quiete. In questo capitolo si ricaverà, in condizioni particolari, la *luminosità di Eddington* e si discuterà del caso di *accrescimento super-Eddington*.

Si inizia con il definire le condizioni del sistema:

- Siamo in regime stazionario;
- Il problema è a simmetria sferica;
- Il gas in caduta è H completamente ionizzato e otticamente sottile.

Si ipotizza un black hole con massa \mathcal{M}_{BH} , luminosità bolometrica \mathcal{L} e distribuzione spettrale (SED) così descritte:

$$\int_0^\infty \mathcal{L}(\nu) d\nu = \mathcal{L} \quad ; \quad \int_0^\infty \mathcal{f}(\nu) d\nu = 1 \quad (3.1)$$

In un black hole si ha materiale che entra e fotoni che escono, considerando un certo raggio r , si definisce il flusso¹⁸

$$\mathcal{S}(\nu) = \frac{\mathcal{L}(\nu)}{4\pi r^2} \quad \left[\frac{erg}{s \cdot Hz \cdot cm^2} \right] \quad (3.2)$$

Si ricava il numero di fotoni con una certa frequenza ν che attraversa l'unità di superficie posta a distanza r dalla massa:

$$\mathcal{N}(\nu) = \frac{\mathcal{L}(\nu)}{4\pi r^2} \frac{1}{h\nu} \quad (3.3)$$

Sapendo che un fotone ha sempre massa $m = 0$ dunque $E = pc$, l'impulso di un fotone è $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$ e l'impulso totale è:

$$\mathcal{P}_{TOT} = \mathcal{N}(\nu) \cdot p = \frac{\mathcal{L}(\nu)}{4\pi r^2} \frac{1}{c} \quad (3.4)$$

¹⁸ Energia per unità di tempo e frequenza che attraversa l'elemento di superficie a una certa distanza r dalla massa centrale.

La relazione (3.4) ci da l'impulso totale che passa per unità di tempo per unità di superficie portato da fotoni di una certa frequenza ν .

Dalle ipotesi si ha che il gas è un plasma di idrogeno completamente ionizzato: stesso numero di cariche negative (*elettroni*) e di cariche positive (*protoni*). Durante il tragitto, i fotoni interagiscono sia con le cariche positive che negative, ma noi considereremo solamente quest'ultime¹⁹: la sezione d'urto di Thompson per gli elettroni è:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2 \quad (3.5)$$

Mentre per fotoni con alta energia ($h\nu \gtrsim m_e c^2 = 0.511 \text{MeV}$) l'urto diviene anelastico e si passa alla sezione d'urto di Klein-Nishina:

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \frac{3}{8} \frac{1}{x} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad \text{con } x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (3.5)$$

Si riscrive la relazione (3.5):

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \cdot \tilde{\sigma}_{KN}(\nu) \quad \text{con } \tilde{\sigma}_{KN} = \frac{3}{8} \frac{1}{x} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (3.6)$$

Attraverso il seguente sistema di relazioni:

$$\begin{cases} \mathcal{L}(\nu) = \mathcal{L} \cdot \mathcal{f}(\nu) \\ \sigma_{KN} = \sigma_T \cdot \tilde{\sigma}_{KN}(\nu) \\ \mathcal{C}_{KN} = \int_0^\infty \mathcal{f}(\nu) \cdot \tilde{\sigma}_{KN}(\nu) d\nu \end{cases} \quad (3.7)$$

ed integrando in $d\nu$:

$$\frac{d\mathcal{p}}{dt} = \frac{\mathcal{L}(\nu) n_e(r) \sigma_{KN}}{4\pi r^2 c} \quad (3.8)$$

si ricava la forza di radiazione prodotta dall'interazione fra fotoni ed elettroni per unità di r e volume:

$$\mathcal{F}_{rad} = \int_0^\infty \frac{d\mathcal{p}}{dt} d\nu = \frac{\mathcal{L} n_e(r) \sigma_T}{4\pi r^2 c} \mathcal{C}_{KN} \quad (3.9)$$

Tale forza si oppone alla forza gravitazionale esercitata dal corpo centrale:

$$\mathcal{F}_G = -\frac{\mathcal{G} \mathcal{M}_{BH}}{r^2} \rho(r) = -\frac{\mathcal{G} \mathcal{M}_{BH}}{r^2} m_p n_e(r) \quad (3.10)$$

Per la (3.10) si sono considerati i soli protoni²⁰.

La forza totale è:

$$\mathcal{F}_{TOT} = \mathcal{F}_{rad} + \mathcal{F}_G = \frac{\mathcal{L} n_e(r) \sigma_T}{4\pi r^2 c} \mathcal{C}_{KN} - \frac{\mathcal{G} \mathcal{M}_{BH}}{r^2} m_p n_e(r) \quad (3.11)$$

Definiamo la *luminosità di Eddington* come il valore che azzerava la (3.11)²¹:

$$\frac{\mathcal{L}_{Edd} \sigma_T}{4\pi c} \mathcal{C}_{KN} - \mathcal{G} \mathcal{M}_{BH} m_p = 0 \quad (3.12)$$

e si ricava tale luminosità in masse solari:

$$\mathcal{L}_{Edd} = \frac{\mathcal{G} \mathcal{M}_{BH} m_p 4\pi c}{\sigma_T \mathcal{C}_{KN}} \cong 10^{38} \left(\frac{\mathcal{M}_{BH}}{\mathcal{M}_\odot} \right) \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right] \quad (3.12)$$

¹⁹ La sezione d'urto $\sigma_T \propto 1/m^2$, il protone ha una massa $m_p \approx 2.000 m_e \rightarrow \sigma_{T,p} \approx 4 \cdot 10^{-6} \sigma_{T,e}$.

²⁰ In quanto $m_p \gg m_e \rightarrow \mathcal{F}_{G,e^-} \ll \mathcal{F}_{G,p}$ dunque \mathcal{F}_{G,e^-} risulta essere trascurabile.

²¹ Si noti l'indipendenza da n_e e r .

Il Sole ha una luminosità $\mathcal{L}_\odot \cong 10^{33} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right]$ dunque 100.000 volte inferiore della propria *luminosità di Eddington*.

Il *limite di Eddington* pone un freno anche alla massa che una stella può avere: si consideri una stella con $\mathcal{M} > [70 - 100] \mathcal{M}_\odot$, sapendo che $\mathcal{L} \propto \mathcal{L}_\odot (\mathcal{M} / \mathcal{M}_\odot)^{3.5}$, che avrà una luminosità $\mathcal{L} \cong 10^6 \mathcal{L}_\odot \cong 10 \mathcal{L}_{Edd}$: la stella si autodistrugge a causa della propria *pressione di radiazione*, questo è uno dei motivi per i quali non si sono mai osservate stelle con $\mathcal{M} \geq 100 \mathcal{M}_\odot$.

Oltre a limitare la massa, il *limite di Eddington* limit impone automaticamente un limite sulla massa che può assorbire il BH in unità di tempo, ponendo un certo limite al proprio accrescimento di massa²²:

$$\dot{\mathcal{M}}_{BH} = \frac{\mathcal{L}_{Edd}}{\eta c^2} \cong 7 \cdot 10^7 \left(\frac{\mathcal{M}_{BH}}{\mathcal{M}_\odot} \right) \left[\frac{g}{s} \right] \quad (3.13)$$

3.1 Regime Super-Eddington

Come già detto, è possibile superare il limite della *luminosità di Eddington*, ma ciò può accadere solo per scale temporali brevi. Su scale temporali sufficientemente lunghe, il limite viene rispettato anche da oggetti che sembrano esterni alle ipotesi fatte. Nel momento in cui si supera il *limite di Eddington* e si continua ad avere accrescimento si entra nel *regime super-Eddington* che è temporaneo e per periodi di tempo non troppo lunghi. Il *regime super-Eddington* si può avere in vari casi: nel caso di un flusso di materia che fa sì che $\mathcal{L} > \mathcal{L}_{Edd}$, si ha lo spegnimento del AGN che può avvenire in maniera non istantanea: fino a quel momento, si può entrare in *regime super-Eddington* e continuare ad avere accrescimento. Per la precedente trattazione sono state fatte delle opportune ipotesi, dove la violazione di esse, come l'ipotesi di simmetria sferica, può portare al caso di *regime super-Eddington*. Infatti, nell'introduzione si è parlato di un disco di accrescimento, tale disco permetterebbe la fuga dei fotoni emessi parallelamente all'asse di rotazione; al contrario, i fotoni emessi in maniera perpendicolare all'asse scaldano il gas del disco causandone così un gonfiamento: tale fenomeno aumenta il numero di fotoni intercettati che consente di tornare a trattare il caso con l'ipotesi di simmetria sferica, anche in questo caso il superamento della *luminosità di Eddington* si può avere solo per periodi di tempo Δt brevi.

²² Con η l'efficienza trattata nell'Introduzione e che ha valore $0.1 \leq \eta \leq 0.2$.

Capitolo 4

Dischi di accrescimento e sistemi binari

Ora si analizzano alcuni dischi di accrescimento che si trovano in astrofisica: dischi di accrescimento di oggetti molto compatti (es. buchi neri) e dischi di accrescimento di sistemi binari. Si introduce il momento angolare che permette agli elementi del gas di spiraleggiare attorno al corpo centrale su orbite circolari kepleriane tali da formare il caratteristico disco di accrescimento.

4.1 Ruolo del campo magnetico

La viscosità contribuisce al trasferimento di momento angolare da un primo elemento di fluido posto in un'orbita più interna ad un secondo elemento di fluido posto più esternamente²³. Se pur fondamentale, tale meccanismo non è del tutto chiaro, una spiegazione potrebbe riguardare l'instabilità magneto-rotazionale, esclusa nelle trattazioni fatte ($B = 0$), improbabile nella realtà: escludendo i fattori esterni che potrebbero magnetizzare il fluido, come una stella compagna o il mezzo interstellare, il disco possiede il campo magnetico della stella che sta accrescendo, che va considerata come una proprietà del fluido. Si consideri una linea di campo magnetico posta a distanza r del sistema e diretta lungo l'asse di rotazione: si immagini una perturbazione che deformi la parte di campo magnetico (**Figura 4.1**).

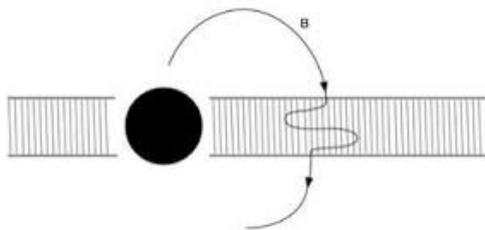


Figura 4.1: perturbazione del campo magnetico in disco di accrescimento

Si consideri il campo magnetico come congelato nella materia. A seconda del punto considerato nella perturbazione si avrà una velocità di rotazione differente: la parte centrale continuerà ad avere una velocità analoga a prima della perturbazione, mentre le zone deformate, che ora si trovano più vicine/lontane dal corpo centrale, hanno una velocità maggiore/minore rispetto a subito prima della perturbazione: nella linea di campo magnetico si distinguono componente radiale e tangenziale. All'aumentare della deformazione, alterare ulteriormente una linea di campo richiederà un quantitativo maggiore di energia, con la tensione magnetica che si oppone alla deformazione, questa energia deriva dalla rotazione differenziale del disco: l'elemento di fluido posto ad una distanza $r - dr$ è soggetto ad una forza che tende a rallentarlo, con conseguente perdita di momento angolare ed energia

²³ Argomento già introdotto precedentemente: il trasferimento di momento angolare permette la caduta di materia verso uno stato più interno del sistema in cerca di orbite più stabili.

cinetica; al contrario, un elemento di fluido che si trova ad una distanza $r + dr$ è soggetto ad una accelerazione che gli fa guadagnare momento angolare. Il risultato di tale meccanismo è una meno pronunciata rotazione differenziale in quanto ridotta la velocità angolare relativa degli elementi di fluido.

Un risultato visibile a livello macroscopico è un'accelerazione/frenamento degli stati più esterni/interni del disco: si ha un flusso di momento angolare dagli stati interni a quelli esterni del disco, con la massa che spiraleggia verso l'interno.

4.2 Ruolo della viscosità

Come già visto, la perdita di momento angolare gioca un ruolo fondamentale nei dischi di accrescimento. Un altro fenomeno che permette gas al gas di cadere è la dissipazione di energia tramite moti casuali che avvengono principalmente sul piano di intersezione delle orbite, luogo in cui aumenta la probabilità di collisione fra le particelle che generano sollecitazioni gravitazionali che permettono di farle rimanere su un piano comune, dando origine al disco rotante; si suppone la configurazione di minima energia: le particelle si dispongono a formare orbite circolari. Considerando il disco kepleriano²⁴, per potersi spostare in regioni più vicine al corpo centrale, la materia deve perdere momento angolare: ciò può avvenire grazie alla *viscosità* presente fra gli anelli adiacenti. Si assuma che la forza viscosa per unità di lunghezza su tutta la circonferenza di raggio \mathcal{R} sia:

$$\mathcal{F} = v\Sigma r \left(\frac{d\Omega}{d\mathcal{R}} \right) \quad 25 \quad (4.2.1)$$

Il momento torcente è:

$$\mathcal{G}(\mathcal{R}) = (2\pi\mathcal{R}\mathcal{F})\mathcal{R} = 2\pi v\Sigma\mathcal{R}^3 \left(\frac{d\Omega}{d\mathcal{R}} \right) \quad (4.2.2)$$

la cui direzione è tale da opporsi al moto del fluido a un raggio minore di \mathcal{R} (che ruota più velocemente) così da frenarlo e consentire la perdita di momento angolare a favore del fluido ad un raggio maggiore di \mathcal{R} , che ruota a velocità minore. Grazie all'attrito viscoso, l'anello esterno tende a frenare quello interno, permettendo al momento angolare di migrare dall'interno all'esterno e alla massa di cadere (o almeno avvicinarsi) al corpo centrale. Il flusso netto di momento angolare che nell'unità di tempo attraversa un anello posto a distanza \mathcal{R} dal centro vale:

$$\Phi_J = \dot{\mathcal{M}} \left[\frac{d(\mathcal{R}^2\Omega)}{d\mathcal{R}} \right] d\mathcal{R} \quad (4.2.3)$$

con $\dot{\mathcal{M}}$ massa che attraversa l'anello nell'unità di tempo. Integrando la (4.2.2), si ottiene il rate di dissipazione dell'energia per unità di area provocato dalla viscosità:

$$\mathcal{D}(\mathcal{R}) = v\Sigma \left(\mathcal{R} \frac{d\Omega}{d\mathcal{R}} \right) = \frac{3\mathcal{G}\dot{\mathcal{M}}}{4\pi\mathcal{R}^3} \left[1 - \left(\frac{\mathcal{R}_*}{\mathcal{R}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (4.2.4)$$

²⁴ Velocità angolare $\Omega \propto \mathcal{R}^{-3/2}$ e momento angolare $J \propto \mathcal{R}^{1/2}$.

²⁵ Con Σ e v rispettivamente *velocità di rotazione* e *coefficiente di viscosità non specificato*.

con \mathcal{R}_* raggio dell'ultima orbita circolare stabile (approssimabile come il raggio del corpo centrale). Dalla (4.2.4) si ricava l'energia rilasciata fra \mathcal{R} e $\mathcal{R} + d\mathcal{R}$: approssimabile a $(3GM\dot{M})/(2\pi\mathcal{R}^2)$ con $\mathcal{R} \gg \mathcal{R}_*$. Tale energia risulta essere tre volte maggiore dell'energia orbitale a distanza \mathcal{R} dal centro²⁶: l'incremento è fornito dagli anelli che si trovano più vicini al corpo centrale e trasportato verso l'esterno dalle forze viscosi. Dalla (4.2.4) si ricava la luminosità del disco:

$$\mathcal{L} = \int_{\mathcal{R}_*}^{\infty} 2\pi D(\mathcal{R})\mathcal{R}d\mathcal{R} = \frac{GM\dot{M}}{2\mathcal{R}_*} \quad (4.2.5)$$

Dunque, metà dell'energia gravitazionale persa nel tempo per un corpo che dall'infinito arriva a \mathcal{R}_* viene emessa come radiazione e metà viene convertita in energia cinetica di rotazione. La radiazione viene prodotta per attrito gravitazionale fra gli anelli e in prima approssimazione può essere trattata come emissione di corpo nero. Attraverso la legge di Stefan-Boltzmann e grazie all'aggiunta di un fattore 2, in quanto un disco possiede due superfici, si può ricavare la temperatura superficiale: $2\sigma T_s \mathcal{R}^4 = D(\mathcal{R})$ che può essere inserita nell'espressione del flusso $\mathcal{F}_\nu(T_s)$ emesso da un corpo nero a temperatura T_s .

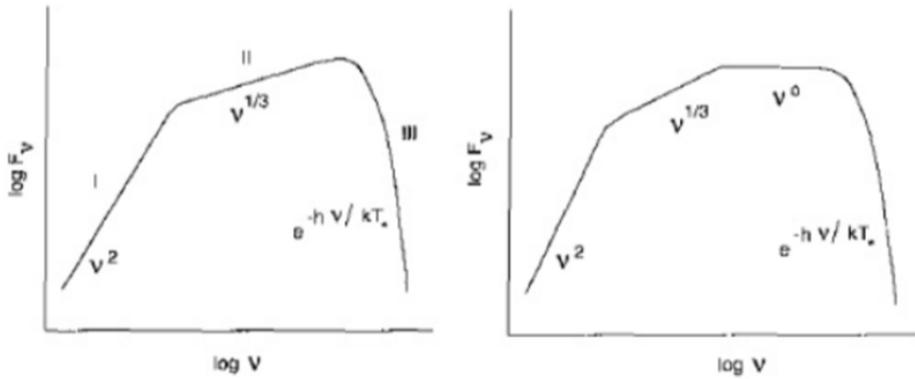


Figura 4.2

Dalla **Figura 4.2** si evince che lo spettro del disco di accrescimento risulta essere, nonostante il leggero appiattimento nella regione centrale, approssimabile allo spettro di corpo nero. La differenza fra le due immagini deriva dal considerare il disco o come otticamente sottile (SX) o come opaco (DX)²⁷. L'emissione delle regioni centrali del disco produce raggi soft X²⁸ e radiazione UV forte²⁹. Per vari motivi le predizioni teoriche ricavate per un disco di accrescimento non possono sempre essere osservate: alcuni raggi possono essere catturati dal disco stesso o, nel caso di un sistema binario, eclissati dalla stella compagna. Si può avere una interazione fra i raggi soft-X e gli elettroni molto energetici, così da avere un effetto di Inverse Compton, raggiungendo energie dell'ordine di 10^2 KeV. I fotoni con energia minore (fino a circa 40KeV) subiscono scattering Thompson da parte dei metalli mentre fotoni con energia >40 KeV penetrano nel disco e vengono assorbiti.

²⁶ $(GM\dot{M})/(2\pi\mathcal{R}^2d\mathcal{R})$ con \mathcal{R} distanza dal centro.

²⁷ Dato dallo scattering degli elettroni che originano un andamento $\propto \nu^0$ nella regione centrale adiacente al cut-off esponenziale.

²⁸ Raggi X a bassa energia.

²⁹ Radiazione UV ad alta energia.

4.3 Accrescimento in sistemi binari

In astronomia, l'osservazione di sistemi di stelle multiple è piuttosto comune. Spesso stelle di tali sistemi sono a distanze sufficientemente grandi da abbattere le possibilità di interazioni durante tutto il proprio ciclo evolutivo. Al contrario, nel caso in cui i corpi siano sufficientemente vicini, la stella (sistema binario) o le stelle (sistemi con almeno tre stelle) si possono avere deformazioni causate dal potenziale gravitazionale. Nel caso di un sistema binario, se una stella perde materiale a favore della sua più compatta compagna (es. nana bianca o stella di neutroni) il processo da origine ad una notevole quantità di radiazione (es. stella di neutroni: forte rilascio di raggi X). La luminosità prodotta dall'accrescimento di un oggetto compatto di massa \mathcal{M} e raggio \mathcal{R} ad un tasso $\dot{\mathcal{M}}$ è:

$$\mathcal{L}_{acc} = \frac{GM\dot{\mathcal{M}}}{\mathcal{R}} \quad (4.3.1)$$

Eguagliando la *luminosità limite di Eddington* ricavata precedentemente, con la luminosità di accrescimento, si ottiene: $\dot{\mathcal{M}} = 1.5 \cdot 10^{-8} \mathcal{M}_{\odot} \text{yr}^{-1} \mathcal{R}_*$ con \mathcal{R}_* il raggio dell'oggetto compatto in unità di 10^6cm (~ 1 per stella di neutroni).

Esempio: il rate massimo di accrescimento per una stella di neutroni con massa $\mathcal{M} = 1.4 \mathcal{M}_{\odot}$ e $\mathcal{R}_* = 1$ è: $\dot{\mathcal{M}}_{Edd,NS} \cong 1.5 \cdot 10^{-8} \mathcal{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$, da tale risultato si può ricavare la luminosità emessa dalla stella grazie all'accrescimento³⁰.

Per i sistemi binari esistono due differenti meccanismi di accrescimento:

- 1 La stella meno compatta si espande oltre il proprio *lobo di Roche* iniziando così il trasferimento di massa alla stella di neutroni³¹;
- 2 La stella compagna, con $\mathcal{M} \geq \mathcal{M}_{\odot}$, possiede venti stellari sufficienti affinché la stella più compatta accresca la propria massa.

4.3.1 Accrescimento tramite straripamento dai lobi di Roche

Durante l'evoluzione dei corpi di un sistema binario, una stella può diminuire la distanza con l'altro corpo più compatto (es. nana bianca, stella di neutroni, buco nero...) oppure, entrando in una fase successiva della propria evoluzione (es. stadio di gigante rossa), può aumentare il proprio raggio in maniera sufficiente da fuoriuscire dal proprio *lobo di Roche*, cosicché, grazie all'attrazione gravitazionale, il corpo più compatto riesca a strappare gli strati più esterni dell'involuppo della stella, si ha una ricostruzione in **Figura 4.3**.

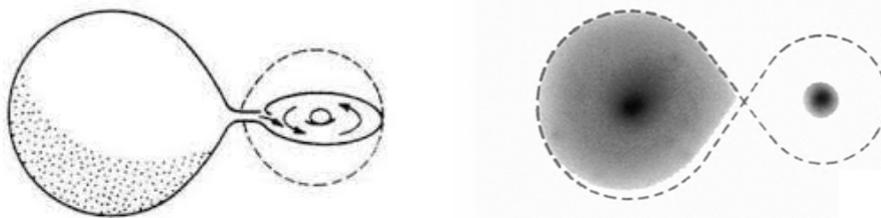


Figura 4.3

³⁰ $\mathcal{L}_{Acc} = \dot{m} \eta c^2$

³¹ Tale meccanismo avviene attraverso il punto Lagrangiano.

Si ipotizza che sia la stella più massiccia, con $\mathcal{M} \gtrsim 1.4\mathcal{M}_\odot$, a cedere materia. Il trasferimento avviene con un tempo scala $\tau = (GM^2)/(\mathcal{R}\mathcal{L})$ (tutte le quantità si riferiscono alla stella che perde massa).

Grazie alle leggi di scala $\mathcal{L} \propto \mathcal{M}^{3.5}$ e $\mathcal{R} \propto \mathcal{M}^{1/2}$ si ricava il rate di accrescimento:

$$\dot{\mathcal{M}} \cong 3 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_\odot} \right)^{3.5} \mathcal{M}_\odot \text{yr}^{-1} \quad (4.3.2)$$

Che risulta essere minore del limite imposto da Eddington ($\dot{\mathcal{M}}_{Edd,ns}$) solo nel caso in cui $\mathcal{M} \lesssim \mathcal{M}_\odot$, tale risultato risulta in contrasto con l'ipotesi che sia la stella più massiva a cedere massa: non si può avere accrescimento. Al contrario, se la stella di neutroni ha $\mathcal{M}_{NS} \leq \mathcal{M}_\odot$, l'accrescimento avviene ma su tempi in scala più grandi, con tasso di accrescimento:

$$\dot{\mathcal{M}} \approx 10^{-10} \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_\odot} \right)^{3.5} \mathcal{M}_\odot \text{yr}^{-1} \quad (4.3.3)$$

che risulta minore del *limite di Eddington* nel caso in cui la massa della stella accresciuta sia: $\mathcal{M}_{NS} \lesssim 3\mathcal{M}_\odot$ ³²: per poter avere un tasso di accrescimento che non violi i limiti di Eddington, entrambe le stelle devono avere $\mathcal{M} \leq \mathcal{M}_\odot$.

4.3.2 Accrescimento tramite venti stellari

Che una stella emetta vento stellare è un fatto piuttosto comune, quest'ultimo dipende dalla massa del corpo celeste: infatti, per una stella che ha massa $\mathcal{M} \geq \mathcal{M}_\odot$ si ha una significativa produzione di vento stellare che, nel caso di un sistema binario, può essere in parte catturato dalla stella compagna (es. stella di neutroni). Dunque, si ricava l'espressione del raggio critico r_{acc} dove all'interno si può avere l'accrescimento: si eguaglia il potenziale gravitazionale della stella compatta a distanza r_{acc} con l'energia cinetica per unità di massa del vento stellare $V_w^2/2$ (con V_w velocità del vento). Si assuma che tutto il flusso di particelle del vento stellare attraverso la superficie πr_{acc}^2 venga catturato dalla stella di neutroni: si ottiene il tasso di accrescimento:

$$\dot{\mathcal{M}}_{acc} = \frac{\pi r_{acc}^2}{4\pi a^2} \dot{\mathcal{M}}_w = \left(\frac{G^2 \mathcal{M}_{NS}^2}{V_w^2 a^2} \right) \dot{\mathcal{M}}_w \quad (4.3.2)$$

con a la distanza dalla stella compagna.

Si considerano dei valori tipici: $a \sim 50\mathcal{R}_\odot$, $V_w = 10^3 [km/s]$: per un accrescimento significativo ($\dot{\mathcal{M}}_{acc} \geq 10^{-12} \mathcal{M}_\odot \text{yr}^{-1}$) è necessario avere un vento stellare che trasporta massa con un tasso $\dot{\mathcal{M}}_w \geq 2 \cdot 10^{-12} \mathcal{M}_\odot \text{yr}^{-1}$. Tali valori sono comuni in venti stellari di stelle con $\mathcal{M} \geq [15 - 20]\mathcal{M}_\odot$ (es. stelle blu o supergiganti blu).

Dunque, in un sistema binario, con una delle due stelle sufficientemente compatta, si può avere accrescimento se:

- 1 La massa delle stelle è $\mathcal{M}_{NS} \lesssim \mathcal{M} \lesssim \mathcal{M}_\odot$, con \mathcal{M} massa della stella compagna che fuoriesce dal proprio lobo di Roche;
- 2 La stella accresciuta ha una compagna con $\mathcal{M} \geq [15 - 20]\mathcal{M}_\odot$ che cede materia grazie a forti venti stellari.

Dunque, esiste un gap di massa ($1\mathcal{M}_\odot - 15\mathcal{M}_\odot$): la prima modalità è bloccata per i *limiti di Eddington*, mentre la seconda a causa dei deboli venti stellari.

³² La massa limite per una stella di neutroni è $\mathcal{M}_{NS} \approx 1.4\mathcal{M}_\odot$, se superata diventa un BH.

Bibliografia

- [1] Lusso E. and Ciotti L., *One-zone models for spheroidal galaxies with a central supermassive black-hole. Self-regulated Bondi accretion.* *A&A*, V525, A115, 2011.

- [2] J. Frank, A. King, D. Raine, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press, 2002.

- [3] Thanu Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics, Vol. II: Stars and Stellar Systems*. Cambridge University Press.

- [4] Valeriya Korol, *Accrescimento di Bondi con electron scattering per buchi neri al centro di galassie*, Tesi di laurea magistrale, Alma Mater Studiorum, Bologna 2014.

- [5] Prof. D. Dallacasa, Dispense del corso di “*Processi di Radiazione e MHD*”.

- [6] Prof. L. Ciotti, Appunti del corso di “*Astrofisica Extragalattica*”.