

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Fisica dell'accrescimento

Elaborato Finale

Candidato:
Luca Caloni

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa

Sessione II
Anno Accademico 2014/2015

Indice

1	Introduzione	1
2	Modello di accrescimento di Bondi	2
3	Luminosità di Eddington	7
4	Dischi di accrescimento e processi di emissione	10
4.1	Instabilità Magneto-Rotazionale	11
4.2	Processi di emissione nei dischi di accrescimento	12
4.2.1	Emissione termica dal disco	12
4.2.2	Emissione X dalla corona	13
4.2.3	Emissione IR dalla polvere	15
4.2.4	Emssione Radio dai getti relativistici	15

Sommario

L'accrescimento è un processo fondamentale in astrofisica data la sua grandissima efficienza. Nel 1959 venne individuato il primo *Quasar* (pur non sapendo realmente di cosa si trattasse) e nel 1963 l'astronomo tedesco Maarten Schmidt scoprì che tale oggetto, di magnitudine apparente 13 (si credeva fosse una stella), aveva un redshift $z = 0.37$. Stelle di magnitudine 13 non dovrebbero avere un redshift così grande. Tale oggetto doveva trovarsi a grande distanza ed emettere una luminosità molto alta ($L_{quasar} \approx 10^{11} L_{\odot} \approx 10^{44} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$), superiore anche a quella di un'intera galassia. Processi termonucleari non erano sufficientemente efficienti per spiegare un'emissione di questo tipo: si capì presto che tale emissione dovesse avere origine gravitazionale, fosse cioè dovuta all'accrescimento di materia su un buco nero.

In questa tesi, dopo aver spiegato come l'accrescimento rappresenti un'importante fonte di energia in astrofisica, presenterò, nel **Capitolo 1**, il *modello di Bondi*, presentato nel 1952 da Hermann Bondi. Tale modello è il più semplice modello di accrescimento e, pur essendo basato su ipotesi (che vedremo) che trascurano diversi aspetti importanti, risulta comunque un modello fondamentale, perché permette di ricavare quantità rilevanti in astrofisica.

Successivamente, nel **Capitolo 2**, ricaverò il valore della *Luminosità di Eddington*, che esprime la massima luminosità che può emettere un corpo in simmetria sferica. Anche questo risultato verrà ricavato imponendo ipotesi abbastanza restrittive, quindi non andrà interpretato come un limite invalicabile.

Nel **Capitolo 3** parlerò (più qualitativamente, e senza la pretesa di entrare nei dettagli) di come si formano i *dischi di accrescimento*, che si originano quando la materia che va ad accrescere ha un momento angolare non nullo: quindi non siamo più nel caso di accrescimento a simmetria sferica.

Infine, parlerò dei processi che originano gli spettri osservati degli AGN, riferendomi prevalentemente a quei processi che originano il continuo dello spettro.

Capitolo 1

Introduzione

L'*accrescimento* è il processo fisico che si verifica quando del materiale gassoso va in caduta su un corpo molto compatto, come un buco nero, una stella di neutroni, o una nana bianca. È un processo molto importante in astrofisica data la sua efficienza di produzione energetica, che, come vedremo, risulta superiore anche a quella delle reazioni nucleari nelle stelle.

Durante l'accrescimento, infatti, all'aumento (in modulo) dell'energia potenziale di un elemento di fluido, segue un aumento dell'energia cinetica. Se una parte dell'energia cinetica viene trasformata in energia interna (la temperatura aumenta), viene emessa conseguentemente della radiazione elettromagnetica.

Dunque in questo processo si genera dell'emissione di radiazione dovuta al rilascio dell'energia potenziale gravitazionale del gas che va ad accrescere l'oggetto compatto.

Consideriamo, per esempio, una particella di massa m che cade su un buco nero di massa M_{BH} e raggio pari al raggio di Schwarzschild r_s (distanza alla quale la velocità di fuga eguaglia la velocità della luce):

$$r_s = \frac{2GM_{BH}}{c^2} \quad (1.1)$$

Dalla relatività generale sappiamo che quando il gas raggiunge una distanza dal buco nero pari a $3r_s$ cade inevitabilmente sul buco nero. Viene liberata un'energia (dal teorema del viriale) pari a:

$$\Delta E = \frac{1}{2} \left(\frac{GM_{BH}}{r_s} - \frac{GM_{BH}}{3r_s} \right) m = \frac{GM_{BH}}{3r_s} m \sim 0.1mc^2 \quad (1.2)$$

L'efficienza ϵ di conversione di massa in energia risulta quindi circa pari a 0.1. Tale valore può essere confrontato con l'efficienza della catena p-p nei nuclei delle stelle, che risulta approssimativamente 10^{-3} ; dunque l'accrescimento gravitazionale risulta un processo più efficiente delle reazioni termonucleari che producono energia nei nuclei stellari.

Capitolo 2

Modello di accrescimento di Bondi

Il modello di Bondi è il più semplice modello di accrescimento e tratta l'accrescimento di una distribuzione di gas dall'infinito ad una sorgente molto compatta, che qui identificheremo con un buco nero (BH). Tale modello è basato sulle seguenti ipotesi:

1. Problema stazionario: $\frac{\partial}{\partial t} = 0$;
2. Problema a simmetria sferica (le equazioni differenziali dipendono solo da r \Rightarrow equazioni differenziali ordinarie). Questa ipotesi implica che il momento angolare sia nullo: $\vec{J} = 0$;
3. Campo magnetico nullo: $\vec{B} = 0$;
4. Gas perfetto (senza viscosità), che subisce solo trasformazioni politropiche: $P \propto \rho^\gamma$, con $1 < \gamma \leq \frac{5}{3}$, (per $\gamma = \frac{5}{3}$: accrescimento adiabatico per gas monoatomico);
5. Campo di gravità prodotto solo dal buco nero (si trascura l'autogravità del gas): $\vec{g} = \frac{GM_{BH}}{r^2} \hat{r}$;
6. No feedback elettromagnetici (ignoriamo tutti i fenomeni elettromagnetici) \Rightarrow la soluzione trovata è una soluzione puramente idrodinamica.

Notiamo subito che tali ipotesi non sono pienamente realistiche: in particolare, (come vedremo meglio più avanti) nella realtà si viene a formare un disco di accrescimento, dovuto al fatto che la materia che va ad accrescere il buco nero ha un momento angolare non nullo.

Immaginiamo di avere un buco nero di massa M_{BH} che viene accresciuto da materia (con le assunzioni precedentemente fatte) inizialmente a grande distanza, caratterizzata da : $\rho_\infty, T_\infty, \vec{u}_\infty$. Vogliamo ricavare i valori di tali grandezze a distanza r dal buco nero: $\rho(r), T(r), \vec{u}(r)$.

Supponiamo che all'infinito la velocità del fluido sia nulla ($u_\infty = 0$).

Data la simmetria sferica, possiamo scrivere:

$$\vec{u} = u(r) \cdot \hat{e}_r \tag{2.1}$$

ed abbiamo che:

- $u < 0 \Rightarrow$ problema di accrescimento;

- $u > 0 \Rightarrow$ problema di vento stellare.

Ossia, ribaltando il problema, lo stesso modello può essere applicato a problemi di vento stellare (*soluzione di Parker*).

Prendiamo adesso l'equazione di continuità di un fluido:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.2)$$

Imponendo la condizione di stazionarietà, essa si riduce a:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.3)$$

Integrando adesso tale equazione, ed applicando il teorema di Gauss, otteniamo:

$$4\pi r^2 u(r) \rho(r) = \text{cost} = \dot{M} \quad (2.4)$$

Abbiamo cioè che la quantità di massa (per unità di tempo) che passa attraverso una superficie sferica di raggio r attorno al BH è costante, e dunque uguale a qualunque distanza. Questa equazione ci dà quindi la quantità massa che va ad accrescere il buco nero.

Integrando poi l'equazione di Eulero del moto ($\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \nabla \phi$), si ottiene il teorema di Bernoulli:

$$\frac{u^2(r)}{2} + h(r) + \Phi(r) = \text{cost} \quad (2.5)$$

con $h(r) = \int \frac{dp}{\rho}$: entalpia e $\Phi(r) = -\frac{GM_{BH}}{r}$: potenziale gravitazionale.

Valutando la costante all'infinito, possiamo riscrivere l'equazione nel seguente modo:

$$\frac{u^2(r)}{2} + h(r) - \frac{GM_{BH}}{r} = h_\infty \quad (2.6)$$

$$\frac{u^2(r)}{2} + [h(r) - h_\infty] - \frac{GM_{BH}}{r} = 0 \quad , \quad \text{con} \quad h_\infty - h(r) = \int_r^{\rho_\infty} \frac{dp}{\rho} \quad (2.7)$$

Abbiamo dunque ottenuto un sistema di due equazioni:

$$\begin{cases} 4\pi r^2 u(r) \rho(r) = \dot{M} \\ \frac{u^2(r)}{2} + [h(r) - h_\infty] - \frac{GM_{BH}}{r} = 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

in due incognite: $u(r)$ e ρ ; infatti, avendo assunto che il fluido subisca solo trasformazioni politropiche ($p \propto \rho^\gamma$), la pressione è una funzione della densità.

Per risolvere il problema, innanzitutto scriviamo le due equazioni in forma adimensionale, definendo:

- $x \equiv \frac{r}{r_b}$, con $r_b \equiv \frac{GM_{BH}}{c_s(\infty)^2}$: raggio di Bondi e $c_s(\infty) = \sqrt{\frac{\gamma p_\infty}{\rho_\infty}}$: velocità del suono all'infinito;
- $\tilde{u}(r) = \frac{u(r)}{c_s(\infty)}$, $\tilde{\rho}(r) = \frac{\rho(r)}{\rho_\infty}$, $\tilde{p}(r) = \frac{p(r)}{p_\infty}$, $\tilde{c}_s = \frac{c_s}{c_s(\infty)}$

Possiamo così riscrivere la prima delle due equazioni nel seguente modo:

$$4\pi x^2 r_b^2 \tilde{u} c_s(\infty) \tilde{\rho} \rho_\infty = \dot{M} \quad (2.9)$$

che possiamo riscrivere come:

$$x^2 \tilde{u} \tilde{\rho} = \frac{\dot{M}}{4\pi r_b^2 c_s(\infty) \rho_\infty} = \lambda \quad (2.10)$$

cioè, la quantità di materia che va ad accrescere il buco nero nell'unità di tempo risulta essere:

$$\dot{M} = 4\pi \lambda \frac{G^2 M_{BH}^2 \rho_\infty}{c_s(\infty)^3} \quad (2.11)$$

Notiamo subito come λ sia legato al tasso di accrescimento: se conosciamo tale valore, noti M_{BH} e le condizioni del gas all'infinito ($\rho_\infty, c_s(\infty)$), è possibile ricavare \dot{M} , cioè il tasso di accrescimento da parte del buco nero.

Introduciamo adesso il *numero di Mach*, definito dal rapporto tra la velocità e la velocità del suono nel fluido: $\mathcal{M} = \frac{u}{c_s}$.

Quindi:

- se $\mathcal{M} < 1$, il fluido è in regime subsonico;
- se $\mathcal{M} > 1$, il fluido è in regime supersonico.

Normalizzando anche la seconda equazione del sistema ed introducendo il numero di Mach, essa può essere così riscritta:

$$\tilde{c}_s^2 \left[\frac{\mathcal{M}^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} \right] = \frac{1}{x} + \frac{1}{\gamma - 1} \quad (2.12)$$

Dalla prima equazione avevamo: $x^2 \tilde{\rho} \tilde{u} = \lambda$, ma:

$$\tilde{\rho}^{\gamma-1} = \tilde{c}_s^2 \implies \tilde{\rho} = \tilde{c}_s^{\frac{2}{\gamma-1}} \quad (2.13)$$

che, sostituito nella relazione precedente, dà:

$$x^2 \tilde{c}_s^{\frac{2}{\gamma-1}} \mathcal{M} \tilde{c}_s = \lambda \implies x^2 \mathcal{M} \tilde{c}_s^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} = \lambda \quad (2.14)$$

Dunque otteniamo:

$$\tilde{c}_s = \lambda^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \mathcal{M}^{-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} x^{-2\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \quad (2.15)$$

Combinando le equazioni (2.11) e (2.14), abbiamo:

$$\begin{cases} \mathcal{M}^{\frac{4}{\gamma+1}} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma+1)\mathcal{M}^2} \right] = \Lambda \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{\gamma-1} \right) x^{4\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \\ \Lambda = \lambda^{-2\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \end{cases} \quad (2.16)$$

Riscriviamo il risultato appena ricavato nel seguente modo:

$$g(\mathcal{M}) = \Lambda f(x) \quad (2.17)$$

con:

$$\begin{cases} g(\mathcal{M}) = \mathcal{M}^{\frac{4}{\gamma+1}} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma+1)\mathcal{M}^2} \right] \\ f(x) = \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{\gamma-1} \right) x^{4\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \\ \Lambda = \lambda^{-2\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \end{cases} \quad (2.18)$$

Risolvere l'equazione (2.16) significa trovare, per ogni valore di x (dunque per ogni valore della distanza dal buco nero), il corrispondente valore di \mathcal{M} .

Le due funzioni f e g hanno un minimo rispettivamente per:

$$\mathcal{M}_m = 1 \quad , \quad x_m = \frac{5 - 3\gamma}{4} \quad (2.19)$$

g raggiunge il minimo esattamente quando $\mathcal{M} = 1$, che è il punto in cui la velocità di accrescimento eguaglia la velocità del suono: per questo motivo tale punto è chiamato *punto sonico*.

f raggiunge il minimo per $x \approx 1$, cioè per un valore del raggio vicino al raggio di Bondi (per $1 < \gamma < \frac{5}{3}$). Vedremo brevemente più avanti cosa succede quando γ è esattamente $\frac{5}{3}$. Poiché esiste un valore minimo per le due funzioni, il valore di Λ non può essere completamente arbitrario; esiste un valore *critico* di Λ , fissato dalla relazione:

$$g(\mathcal{M}_m) = \Lambda_{cr} f(x_m) \quad (2.20)$$

$$\implies \lambda_{cr} = \left(\frac{g(\mathcal{M}_m)}{f(x_m)} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{5 - 3\gamma}{4} \right)^{-\frac{5\gamma-3}{2(\gamma-1)}} \quad (2.21)$$

Poiché, come avevamo visto, λ è legato a \dot{M} , ciò significa che esiste un limite superiore al tasso di accrescimento ($\dot{M}_{max} = 4\pi\rho_\infty c_s(\infty)\lambda_{cr}r_b^2$).

Il problema di Bondi ha soluzione solo se:

$$\Lambda \geq \Lambda_{cr} \quad (2.22)$$

(se fosse $\Lambda < \Lambda_{cr}$, per valori di $x \approx x_m$ avremmo $\Lambda f(x) < g(x_m)$, e l'equazione non sarebbe verificata).

La natura delle possibili soluzioni è mostrata nell'immagine alla pagina successiva.

Per $\Lambda = \Lambda_{cr}$ abbiamo quelle che vengono dette *soluzioni critiche*, rappresentate nell'immagine dai rami VI e V.

Il ramo VI può essere interpretato in entrambi i sensi come emissione di un fluido da parte di una stella (vento stellare) che da supersonico diventa subsonico, o come accrescimento da parte di un corpo massiccio di un fluido che passa da regime subsonico a regime supersonico. Il ramo V rappresenta un caso particolare, in cui un vento stellare subsonico viene accelerato ad alte velocità a grandi distanze.

Queste due curve sono le uniche in cui si ha transizione da regime subsonico a supersonico, e viceversa, e per tale motivo vengono anche dette *soluzioni transoniche*.

Per $\Lambda > \Lambda_{cr}$, abbiamo due *soluzioni supercritiche*, rappresentate nell'immagine dai rami III e IV.

Queste soluzioni corrispondono ad un fluido che rimane sempre supersonico (III) o sempre subsonico (IV).

Le curve I e II rappresentano soluzioni non fisiche, in quanto abbiamo che a stessi valori di x corrispondono due diversi valori di \mathcal{M} (cioè di u). Tale problema deriva dal fatto che abbiamo *imposto* che il flusso sia stazionario.

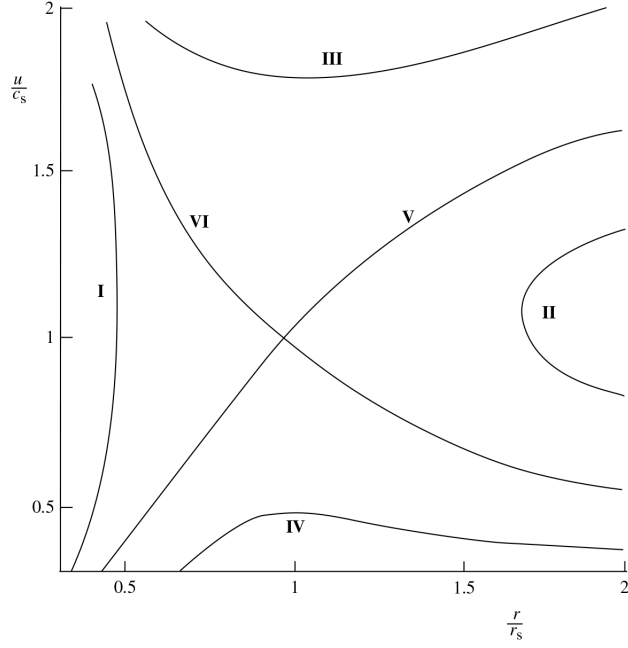


Figura 2.1: Soluzioni del problema di Bondi

In linea di principio, è possibile avere soluzioni transoniche anche per $\Lambda < \Lambda_{cr}$: tuttavia in questo caso si ha un salto dal regime subsonico al regime supersonico, cioè si genera un'onda d'urto, che rende il flusso non stazionario. Di conseguenza non rientriamo più nelle ipotesi iniziali.

Considerando le condizioni al contorno del nostro problema, vediamo che c'è una sola soluzione compatibile con le ipotesi fatte (velocità nulla del fluido all'infinito e flusso stazionario) ed è la curva VI.

Il rate di accrescimento in questo regime dipende dalla massa del buco nero (o dell'oggetto compatto in generale), dalle condizioni del fluido all'infinito (un fluido molto caldo, a cui corrisponde una velocità del suono molto alta, si farà "attrarre" più difficilmente) ed anche dall'equazione di stato, dato che λ dipende da γ : maggiore è γ , minore è il rate di accrescimento. Ciò si spiega fisicamente perché maggiore è γ , maggiore è la resistenza che il fluido riesce ad opporre.

Per $\gamma = \frac{5}{3}$, ossia nel caso di accrescimento adiabatico per un gas monoatomico, il punto sonico è raggiunto solo per $r = 0$: il gas oppone grande resistenza alla compressione e rimane sempre in regime subsonico durante l'accrescimento.

Tornando al caso generale, notiamo che per $x \ll x_m$, ossia a distanze prossime al buco nero, l'equazione di Bernoulli (2.6) è ben approssimata da:

$$\frac{u^2}{2} \approx \frac{GM_{BH}}{r} \quad (2.23)$$

Ciò ci dice che, dopo aver attraversato il punto sonico, il gas è in caduta libera, e niente può più arrestare la sua caduta sul buco nero. Invece, per $x \gg x_m$, il termine cinetico nell'equazione (2.6) può essere trascurato: il gas si trova in una condizione di quasi equilibrio idrostatico ($\frac{\nabla p}{\rho} \approx -\nabla\Phi$).

Il punto sonico separa i due regimi: all'interno caduta libera, all'esterno quasi equilibrio idrostatico.

Capitolo 3

Luminosità di Eddington

Come già detto all'inizio, l'accrescimento è un processo estremamente efficiente nella conversione di energia potenziale gravitazionale in radiazione.

Fino ad ora abbiamo però trascurato gli effetti della radiazione sull'accrescimento. In questo contesto ne terremo conto e vedremo che esiste una luminosità limite, detta *Luminosità di Eddington*.

In realtà, come vedremo meglio più avanti, non è un vero e proprio limite, in quanto è derivato da ipotesi molto stringenti. Vediamo quali sono tali ipotesi:

- problema a simmetria sferica;
- gas in regime otticamente sottile (la radiazione emessa non viene assorbita dal gas stesso) e completamente ionizzato;
- problema stazionario.

Supponiamo che venga emessa una certa luminosità L con una distribuzione spettrale (SED) descritta da $f(\nu)$, così che:

$$L(\nu) = Lf(\nu) \quad \text{e} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu)d\nu = 1$$

Il flusso, ossia l'energia per unità di tempo e di frequenza che attraversa l'elemento unitario di superficie a distanza r dal buco nero, può essere scritto nel seguente modo:

$$S(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi r^2} \quad (3.1)$$

Dividendo tale quantità per l'energia di un fotone di frequenza ν ($E = h\nu$) e moltiplicandola per il suo impulso ($p = \frac{h\nu}{c}$), otteniamo l'impulso per unità di tempo e superficie trasportato dai fotoni di frequenza ν :

$$p_{tot} = \frac{L(\nu)}{4\pi r^2} \frac{1}{h\nu} \frac{h\nu}{c} = \frac{L(\nu)}{4\pi r^2 c} \quad (3.2)$$

Supponiamo che il gas che sta accrescendo il buco nero sia idrogeno ionizzato: abbiamo cioè cariche negative (elettroni) e cariche positive (protoni) separate, in (\approx) egual numero. Gli elettroni vengono visti dai fotoni come dei dischi di superficie pari alla sezione d'urto Thomson:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (3.3)$$

I protoni hanno una sezione d'urto circa 4 milioni di volte inferiore rispetto agli elettroni, quindi le interazioni tra fotoni e protoni possono essere trascurate. Otteniamo così la forza (per unità di volume) con cui la radiazione spinge in fuori il gas (a distanza r):

$$F_{rad} = \frac{L(\nu)}{4\pi r^2 c} n_e(r) \sigma_T \quad (3.4)$$

L'altra forza in gioco (che attrae il gas verso il buco nero) è quella gravitazionale. Poichè la massa dei protoni è circa 1840 volte superiore a quella degli elettroni, quest'ultima può essere trascurata:

$$\rho(r) = n_e(r)m_e + n_p(r)m_p \simeq n_p(r)m_p \quad (3.5)$$

Notiamo quindi che, mentre per la sezione d'urto è rilevante solo il contributo degli elettroni, per la massa lo è solo quello dei protoni.

La forza totale può essere scritta come:

$$\begin{aligned} F_{tot} &= -\frac{GM_{BH}\rho(r)}{r^2} + \frac{L\sigma_T n_e(r)}{4\pi r^2 c} = \frac{GM_{BH}}{r^2} \rho(r) \left[\frac{L\sigma_T n_e(r)}{4\pi r^2 c \frac{GM_{BH}}{r^2} \rho(r)} - 1 \right] = \\ &= \frac{GM_{BH}}{r^2} \rho(r) \left[\frac{L\sigma_T}{4\pi r^2 c GM_{BH} m_p} - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

A questo punto possiamo definire la *Luminosità di Eddington* come quel valore di L per cui la forza totale è nulla, per cui cioè si ha equilibrio tra pressione di radiazione e attrazione gravitazionale, e quindi non si ha più accrescimento:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c GM_{BH} m_p}{\sigma_T} \quad (3.7)$$

che può anche essere scritta:

$$L_{Edd} = 1.3 \cdot \left(\frac{M_{BH}}{M_\odot} \right) \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \quad , \quad \text{con } M_\odot = \text{Massa Solare} = 1.989 \cdot 10^{33} \text{ g} \quad (3.8)$$

Il risultato ottenuto mostra che tale processo si autoregola: meno gas va ad accrescere il buco nero, minore è la pressione di radiazione e quindi l'accrescimento aumenta; viceversa, più gas va ad accrescere il buco nero, maggiore è la pressione di radiazione e quindi l'accrescimento diminuisce.

Come conseguenza della Luminosità di Eddington si ha che anche la massa accresciuta per unità di tempo non può essere arbitrariamente grande, ma è limitata da un valore massimo, dato da:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\epsilon c^2} \approx 7 \cdot 10^{17} \left(\frac{M_{BH}}{M_\odot} \right) \text{ g s}^{-1} \quad (3.9)$$

dove ϵ rappresenta l'efficienza con cui l'energia gravitazionale viene trasformata in radiazione e.m. e vale $\simeq 0.1$

La Luminosità di Eddington pone anche un limite superiore alla massa delle stelle. La luminosità delle stelle in sequenza principale segue approssimativamente la relazione:

$$L \approx L_\odot \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3.5} \quad (3.10)$$

Essa supera il limite di Eddington per $M > 70M_{\odot}$, quindi non possono esistere stelle più massive di $\approx 70 - 100M_{\odot}$.

È importante sottolineare, come già accennato all'inizio del capitolo, che la luminosità di Eddington non rappresenta un limite invalicabile; tuttavia, su tempi lunghi, essa continua a valere (in media), anche se le condizioni dell'oggetto non sembrano rispettare le ipotesi.

Consideriamo, per esempio, un Nucleo Galattico Attivo (AGN), composto da un buco nero supermassiccio che accresce del gas che va a finire in un disco di accrescimento (a causa del suo momento angolare) ed emette radiazione. Poichè è violata l'ipotesi di simmetria sferica, l'accrescimento può essere super-Eddington. I fotoni emessi (perpendicolarmente), vengono in parte riflessi sul disco (*back-scattering*), da cui vengono assorbiti, e il disco comincia quindi a scaldarsi. Aumentando la temperatura, aumenta anche la pressione, e il disco comincia a gonfiarsi, così da intercettare i fotoni in maniera diretta. Il disco si scalda dunque sempre più, fino a diventare un oggetto sferico. A questo punto si ritorna nelle ipotesi di applicabilità della luminosità di Eddington.

Capitolo 4

Dischi di accrescimento e processi di emissione

Nei capitoli precedenti abbiamo sempre considerato un modello di accrescimento sferico, in cui il gas, avente momento angolare nullo, cade radialmente verso il corpo compatto centrale.

Nelle situazioni astrofisiche reali questa condizione non si realizza praticamente mai: la materia che va ad accrescere ha un momento angolare non nullo e cadendo verso il corpo compatto si dispone in una configurazione appiattita dalla rotazione. Almeno all'inizio l'appiattimento non è estremo, ma, con il passare del tempo, il gas irradia parte della sua energia interna e si dispone in un disco più sottile. Si forma dunque quello che viene chiamato *disco di accrescimento*.

Un esempio è fornito in figura da un sistema binario composto da una nana bianca o una stella di neutroni e una gigante rossa: la stella più compatta sottrae gravitazionalmente gas all'altra stella. Tale gas possiede un notevole momento angolare dovuto al moto orbitale delle due stelle attorno al centro di massa comune e finisce così per formare un disco di accrescimento attorno alla compagna più compatta.

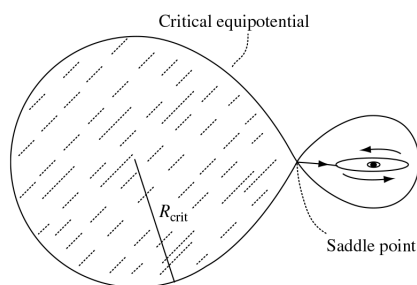


Figura 4.1: Formazione di un disco di accrescimento in un sistema binario

Il motivo per cui il gas collassa è che esso perde parte del suo momento angolare. In realtà il momento angolare totale viene conservato, quindi è più corretto dire che esso viene ridistribuito. Consideriamo due anelli di materia in equilibrio centrifugo, così che la loro velocità angolare sia data da:

$$\omega^2 r = \frac{GM}{r^2} \quad , \quad \text{con } \omega: \text{ velocità angolare} \quad (4.1)$$

L'anello più interno ruota dunque più velocemente di quello più esterno. A causa dell'attrito tra i due anelli in rotazione con velocità angolare diversa, l'anello più in-

terno perde parte del suo momento angolare e, dato che il momento angolare totale si deve conservare, il momento angolare dell'anello più esterno aumenta della stessa quantità di cui è diminuito quello dell'anello più interno. Quindi si ha una sorta di flusso di momento angolare verso l'esterno. In conclusione il gas, cadendo verso il corpo centrale, perde momento angolare e dunque spiraleggia verso di esso.

Vediamo adesso brevemente di che natura è l'attrito che dà origine a tale meccanismo, dato che il solo attrito viscoso non è sufficiente a spiegare questo processo.

4.1 Instabilità Magneto-Rotazionale

L'*instabilità magneto-rotazionale* è un tipo di instabilità magneto-idrodinamica già nota a Velikhov (1959) e Chandrasekhar(1981); l'idea di applicarla ai dischi di accrescimento venne però a Balbus e Hawley: perciò essa è nota anche come *instabilità di Balbus-Hawley-Velikhov-Chandrasekhar* (BHVC).

Nel disco di accrescimento è presente un campo magnetico almeno per due motivi:

1. il materiale che va ad accrescere proviene dal mezzo interstellare o da una stella: in entrambi i casi esso è magnetizzato;
2. il disco possiede il campo magnetico della stella (o buco nero) stessa.

Tale campo magnetico è congelato nella materia, ossia si comporta come una vera e propria proprietà fisica del fluido.

Consideriamo una linea di campo diretta lungo l'asse di rotazione e a distanza r_0 dal centro. Immaginiamo adesso che la parte della linea di campo che si trova nel disco sia perturbata a forma di S, come nell'immagine sottostante:

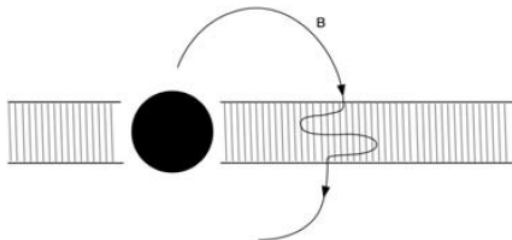


Figura 4.2: Instabilità magneto-rotazionale

Poichè il campo magnetico è congelato nella materia, il punto centrale della S, che si trova ad r_0 , continua a ruotare imperturbatamente; invece le due “protuberanze” si muovono più velocemente (quella più interna) e più lentamente (quella più esterna). Di conseguenza la linea di campo viene stirata in una direzione con componente sia radiale che tangenziale. Stirare una linea di campo magnetico richiede energia, poichè la perturbazione a forma di S diventa sempre più estrema, mentre la tensione magnetica cerca di riportarla al suo stato iniziale. Tale energia viene dalla rotazione differenziale: l'elemento di fluido a distanza $r_0 - dr$ è soggetto ad una forza (dovuta alla tensione magnetica) che lo rallenta: esso perde momento angolare e quindi anche energia cinetica. L'elemento di fluido a distanza $r_0 + dr$, viceversa, viene accelerato e guadagna momento angolare. La velocità angolare relativa dei due elementi di fluido viene quindi ridotta e la rotazione differenziale viene “smorzata”.

Dopo un po', quando le linee di campo sono avvolte attorno al centro, la loro densità numerica (superficiale) è aumentata, e quindi anche l'intensità del campo stesso: tale energia viene fornita ancora una volta dalla rotazione differenziale.

Questo meccanismo dunque accelera gli elementi di fluidi più lenti (che sono quelli che si trovano in orbite più esterne) e rallenta quelli più veloci (più interni). Ciò si ferma solo quando si ferma la rotazione differenziale e il disco ruota come un corpo rigido.

4.2 Processi di emissione nei dischi di accrescimento

Vengono dette *Galassie attive* quelle galassie che ospitano nel loro nucleo un buco nero supermassivo, che emette un'enorme quantità di radiazione tramite accrescimento della materia circostante. Vediamo quali sono i principali processi che generano lo spettro osservato di tali oggetti (occupandoci prevalentemente del continuo).

4.2.1 Emissione termica dal disco

Assumendo che ogni anello che forma il disco sia otticamente spesso, lo spettro emesso dal disco può essere visto come la somma di tanti corpi neri che hanno il picco a una diversa temperatura $T_{eff}(r)$, tale che il flusso emesso bilanci la dissipazione viscosa F_{diss} .¹ Dalla legge di Stefan-Boltzmann:

$$2\sigma_{SB}T_{eff}(r)^4 = F_{diss} = \frac{3GM_{BH}\dot{M}}{4\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (4.2)$$

dove σ_{SB} è la costante di Stefan-Boltzmann, e il fattore 2 deriva dal fatto che la radiazione viene emessa da entrambi i lati del disco.

Per un buco nero di Schwarzschild, l'orbita stabile si ha per $r_* = 3r_s$; la materia a distanza $r < 3r_s$ cade rapidamente nel buco nero.

Per $r \gg 3r_s$, otteniamo:

$$T_{eff} \propto r^{-\frac{3}{4}} \quad (4.3)$$

Sommando i vari contributi, il flusso irradiato alla frequenza ν è dato da:

$$F_\nu = \int_{r_*}^{r_{out}} B_\nu(T_{eff}(r)) 2\pi r dr \quad (4.4)$$

dove r_{out} è il raggio esterno del disco e B_ν la funzione di Planck:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (4.5)$$

con c : velocità della luce, h : costante di Planck, k : costante di Boltzmann.

Lo spettro risultante è mostrato nella figura alla pagina successiva.

A basse frequenze ($h\nu < kT(r_{out})$) lo spettro è dato dalla somma dei termini nella coda di Rayleigh-Jeans della distribuzione di Planck: quindi $F(\nu) \propto \nu^2$.

¹l'espressione di F_{diss} qui riportata, si può calcolare per il caso di disco sottile, ma non è stata ricavata in questa trattazione

Ad alte frequenze, lo spettro è controllato dal cut-off di Wien delle regioni più calde (vicine a r_*): $F(\nu) \propto e^{-\frac{h\nu}{kT}}$.

A frequenze intermedie: $F(\nu) \propto \nu^{\frac{1}{3}}$.

Il picco di emissione da parte del disco si ha nell'UV e può arrivare fino al soft X.

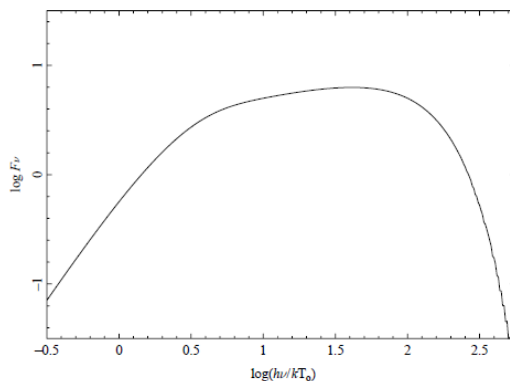


Figura 4.3: Spettro di un disco otticamente spesso, per $r_{out} = 500r_*$

4.2.2 Emissione X dalla corona

Il disco di accrescimento è avvolto nella cosiddetta *corona*, una sorta di “atmosfera” di elettroni ad altissima temperatura ($T \approx 10^8 - 10^9 K$), superiore a quella del disco ($T \approx 10^6 K$). Osservazioni accurate hanno messo in risalto tre aspetti importanti:

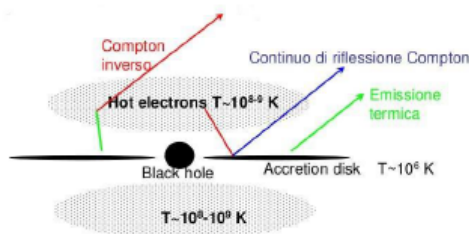
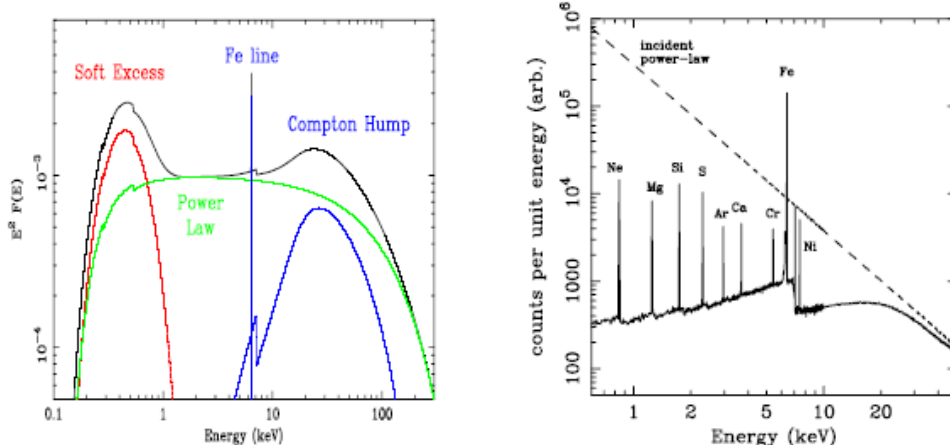


Figura 4.4: Disco di accrescimento e corona di elettroni

1. tra 10 e 200 keV, lo spettro è rappresentato da una legge di potenza con un cut-off esponenziale:

$$F_X(\nu) \propto \nu^{-\alpha_x} e^{-\frac{\nu}{\nu_c}} \quad , \quad \text{con } \alpha_x \sim 0.7 - 0.9 \text{ e } 40 \text{ keV} < \nu_c < 300 \text{ keV} \quad (4.6)$$

2. riga in emissione a ~ 6.4 keV, cioè riga $K\alpha$ del Ferro. Questa riga si origina quando un fotone di sufficiente energia interagisce con un elettrone del livello più interno del Fe, ionizzandolo; si genera quindi una *lacuna* e ciò induce una transizione: $n = 2 \rightarrow n = 1$. L'energia di questa transizione dipende dallo stato di ionizzazione del Ferro; quindi l'energia della riga ci dà informazioni sullo stato di ionizzazione del Fe: una riga a ~ 6.4 keV significa che non è molto ionizzato, e che quindi è relativamente freddo (meno di 10^6 K);



(a) Spettro nei raggi X e sue componenti. (b) “Compton reflection hump” e righe in emissione.

Figura 4.5: Emissione X

- con risoluzioni migliori si è visto che lo spettro è più complicato di una legge di potenza. È presente una “gobba” (“hump”), che picca a circa 30 keV, e si sovrappone alla legge di potenza. Tenendo conto di questa componente, l’indice della legge di potenza diventa: $\alpha_x \sim 0.9 - 1$.

Lo spettro ad alte energie (raggi X “duri”) è dovuto ad un processo di *Comptonizzazione*: i raggi X soft provenienti dal disco di accrescimento interagiscono con gli elettroni molto energetici della corona e sottraggono ad essi una parte della loro energia (processo di *Inverse Compton*): i fotoni si portano così ad una frequenza (e quindi ad una energia) più alta, secondo la relazione (per il singolo evento):

$$h\nu_{fin} \approx \gamma^2 h\nu_{in} \quad (4.7)$$

dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$: fattore di Lorentz.

Se la corona emette isotropicamente, metà del flusso sarà intercettato dal disco. I fotoni X interagiscono con il disco nel seguente modo:

- a basse energie ($h\nu < 10$ keV) vengono assorbiti fotoelettricamente dai metalli nel disco;
- ad energie intermedie ($10 \text{ keV} < h\nu < 40$ keV) subiscono scattering Thomson (l’energia resta invariata) e parte di essi viene scatterata verso l’alto;
- ad alte energie ($h\nu > 40$ keV) lo scattering è nel regime di Klein-Nishina: i fotoni tendono ad essere scatterati nella direzione del disco e a penetrare più a fondo in esso. Così facendo perdono energia e l’assorbimento fotoelettrico torna ad essere importante: i fotoni possono così essere nuovamente assorbiti.

Il risultato è che parte della radiazione viene riscatterata indietro (nella “direzione di arrivo”), con uno spettro modificato. La componente di *riflessione Compton*, che è possibile vedere nell’immagine precedente, è piccata a ~ 30 keV.

La riga in emissione del Ferro è anch’essa dovuta alla radiazione X che il disco riceve dalla corona. Tra tutti i metalli nel disco, il Ferro è quello che produce la riga

in emissione più intensa (4.5 (b)) per due motivi: è uno degli elementi più abbondanti (ma non il più abbondante) ed è quello che soffre meno dell'*effetto Auger*. Si tratta di una transizione non radiativa: l'energia della transizione $n = 2 \rightarrow n = 1$ è spesa per espellere un elettrone dall'atomo, invece che per generare un fotone.

4.2.3 Emissione IR dalla polvere

In molti AGN (Nuclei Galattici Attivi), il buco nero centrale è circondato da un toro di polvere fredda (che contribuisce all'accrescimento), che, riscaldata dalla radiazione del disco, emette come un corpo grigio nell'infrarosso ($T \sim 1000 - 2000$ K). Il coefficiente di assorbimento è:

- $\mu(\nu) \propto \nu^2$ per $\nu < 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$
- $\mu(\nu) \propto \nu$ per $\nu > 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$

Per cui si ha:

- $B_{polvere}(\nu) = \mu(\nu)B_{c.n.}(\nu) \propto \nu^3$ per $\nu < 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$
- $B_{polvere}(\nu) = \mu(\nu)B_{c.n.}(\nu) \propto \nu \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ per $\nu > 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$

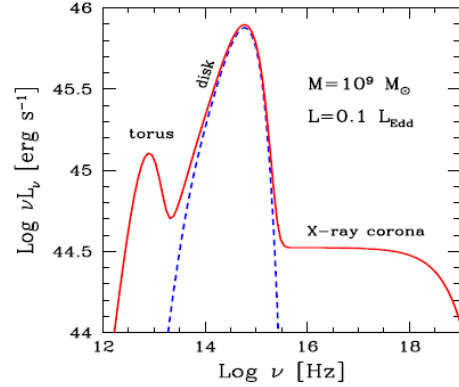


Figura 4.6: Spettro con emissione dal disco, dalla corona e dal toro di polvere

4.2.4 Emissione Radio dai getti relativistici

Un'altra componente dell'emissione è dovuta ai *getti* di particelle relativistiche che vengono emessi in direzione perpendicolare al disco di accrescimento. La presenza di elettroni relativistici in un campo magnetico genera dunque emissione di sincrotrone nella banda radio. Quando questi getti "urtano" con il mezzo intergalattico, vengono frenati, generando un'onda d'urto e depositandosi nei cosiddetti *lobi*. In prossimità delle parti esterne dei lobi possono essere presenti delle regioni piccole (massimo qualche kpc) con brillantezza molto maggiore di quella dei lobi: tali regioni vengono dette *hotspot*, e possono originare anche emissione X tramite Inverse Compton.

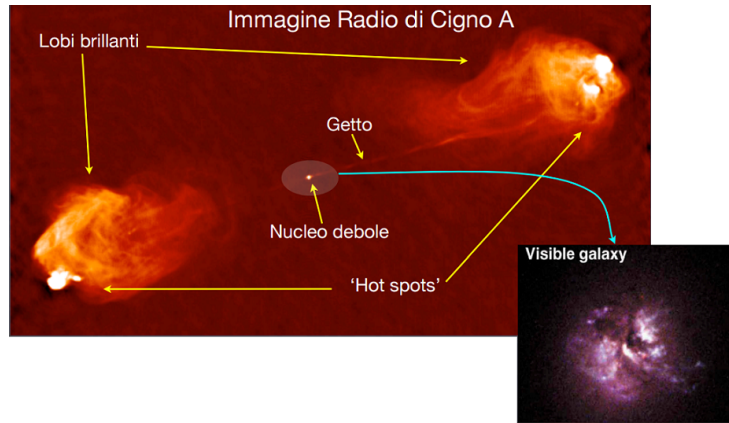


Figura 4.7: Struttura radio-sorgente

Parte dell'emissione X è inoltre dovuta a processi di Inverse Compton con i fotoni radio generati per sincrotrone (*Synchrotron Self-Compton*).

Bibliografia

- [1] Mario Vietri, *Foundations of High-Energy Astrophysics*, University of Chicago Press
- [2] Gabriele Ghisellini, *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, Springer
- [3] Clarke and Carswell, *Principles of Astrophysical Fluid Dynamics*, Cambridge University Press
- [4] Carla e Roberto Fanti, *Una finestra sull'Universo Invisibile*
- [5] Daniele Dallacasa, *Dispense del corso di Processi di Radiazione e MHD*
- [6] *Appunti del corso di Astrofisica Extragalattica*