

ALMA Mater Studiorum - Università di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

Fisica dell'accrescimento

Elaborato Finale

Candidato:
Giusti Francesca

Relatore:
Prof. Dallacasa Daniele

Sessione II
Anno Accademico 2015-2016

Sommario

Un fenomeno astrofisico in grado di liberare una enorme quantità di energia, ben superiore a quella che scaturisce dalle reazioni di conversione di H in He nelle stelle, è l'accrescimento: esso si osserva nei più disparati ambienti astrofisici, dalle protostelle ai sistemi binari, dalle stelle di neutroni ai buchi neri. In questo elaborato cercherò di chiarire come avviene un processo di accrescimento, come può dar luogo ai *dischi di accrescimento*, come questi ultimi si formano nei sistemi binari, influenzando l'evoluzione delle stelle che li compongono, e infine come essi contribuiscono all'emissione di una Galassia Attiva.

Nel **Capitolo 1** tratterò un particolare caso di accrescimento sferico, valido sotto precise condizioni, che in generale però non si riscontrano in ambienti astrofisici. Il modello, che fu teorizzato da Bondi, tuttavia è importante perché permette di capire in prima approssimazione che cosa è l'accrescimento e quali conseguenze può avere.

Nel **Capitolo 2** discuterò come si ricava il limite di Eddington e perché sia così importante non solo per i processi di accrescimento.

Nel **Capitolo 3** infine, dopo una breve introduzione qualitativa, volta a spiegare quali siano i principali responsabili del fenomeno dell'accrescimento in un disco in ambiente astrofisico, mi concentrerò su due casi: i dischi di accrescimento in sistemi binari, dei quali spiegherò come e perché si formano, quali sono le quantità fisiche rilevanti che li caratterizzano e come influenzano l'evoluzione delle stelle che li compongono; i dischi di accrescimento nelle Galassie Attive e il processo con cui essi emettono.

Indice

Introduzione	2
1 Modello di accrescimento di Bondi	4
2 Luminosità di Eddington	8
3 Dischi di accrescimento	10
3.1 Dischi di accrescimento in sistemi binari	11
3.1.1 Profilo di Temperatura e Luminosità	13
3.2 Dischi di accrescimento nelle Galassie Attive ed emissione	14
Bibliografia	17

Introduzione

L'accrescimento è una delle principali fonti di energia in astrofisica, responsabile di buona parte dell'emissione che rileviamo. Durante il processo di accrescimento infatti, man mano che un elemento di fluido si avvicina alla massa centrale M , la sua energia potenziale diventa sempre più negativa, ma, per la conservazione dell'energia, avremo un aumento dell'energia cinetica. Quando una parte dell'energia cinetica si trasforma in energia interna, questa può essere dissipata tramite emissione di radiazione. L'importanza dell'accrescimento è dovuta alla sua efficienza.

Consideriamo una massa m , proveniente da ∞ e in caduta libera verso un oggetto di massa M e raggio R . Possiamo scrivere:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GMm}{r} \quad (1)$$

con G costante gravitazionale.

Se il tasso con cui M accresce la sua massa è \dot{m} e la massa si accumula tutta sulla superficie dell'oggetto centrale, il tasso a cui viene dissipata energia cinetica sulla sua superficie è $1/2\dot{m}v^2$ e quindi la luminosità della sorgente è

$$L = \frac{1}{2}\dot{m}v^2 = \frac{GM\dot{m}}{R}. \quad (2)$$

Sia r_s il raggio di Schwarzschild dell'oggetto considerato,

$$r_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad (3)$$

r_s rappresenta il raggio al quale la velocità di fuga risulta uguale alla velocità della luce. Inserendo questo raggio nella (2),

$$L = \frac{1}{2}\dot{m}c^2 \left(\frac{r_s}{R} \right). \quad (4)$$

Questa espressione per la luminosità può essere riscritta come $L = \eta\dot{m}c^2$, dove η è il tasso di efficienza di conversione di massa in energia. Approssimativamente l'efficienza è $\eta = (r_s/2R)$ e quindi dipende da quanto è compatto l'oggetto che stiamo considerando. Per una nana bianca, ad esempio, con $M = M_\odot$ e $R \approx 5 \times 10^8 \text{ cm}$, $\eta \approx 3 \times 10^{-4}$; per una stella di neutroni con $M = M_\odot$ e $R = 10 \text{ km}$, $\eta \approx 0.15$.

Nel caso di un buco nero facciamo un conto un po' diverso, dal momento che non c'è alcuna superficie solida su cui la materia si può accumulare, come nei casi discussi poc'anzi. Poniamo quindi una massa di prova m a $3r_s$ (che nel caso di buco nero sfericamente simmetrico e non ruotante costituisce l'ultima orbita circolare stabile): tale massa non è

più in grado di sfuggire all'attrazione gravitazionale (e alle forze mareali) del buco nero. Un osservatore esterno potrà vedere la massa avvicinarsi al buco nero fino al limite di r_s . L'energia che viene rilasciata durante la sua caduta da $3r_s$ a r_s è pari a

$$\Delta E = \frac{1}{2}m \left(\frac{GM}{r_s} - \frac{GM}{3r_s} \right) \quad (5)$$

e dal momento che

$$\frac{2GM}{r_s} = c^2, \quad (6)$$

si avrà

$$\Delta E \approx 0.1mc^2. \quad (7)$$

Se la massa in accrescimento sul buco nero nell'unità di tempo è \dot{M} , essa può liberare una quantità di energia (nell'unità di tempo) pari a $\eta\dot{M}c^2$, con $\eta \approx 0.1$. L'efficienza di questi processi è molto elevata, se si pensa che quella delle reazioni termonucleari nelle stelle ha un valore $\eta \approx 0.007$.

I modelli di accrescimento possono essere molto complicati, qui ci limitiamo a trattare quello che fu teorizzato per la prima volta nel 1952 da Sir Herman Bondi.

Capitolo 1

Modello di accrescimento di Bondi

Consideriamo il problema dell'accrescimento di materia in simmetria sferica in un campo gravitazionale generato da un oggetto (es. una stella) puntiforme di massa M e ammettiamo che la materia che cade sull'oggetto si trovi a riposo a ∞ , con valori di pressione e di densità p_∞ e ρ_∞ . In tutte le equazioni si utilizza una velocità $u(r)$ positiva, assumendo che essa corrisponda alla caduta del materiale verso il centro di gravità. Innanzitutto consideriamo le seguenti ipotesi:

- Problema a simmetria sferica (ciò implica che il momento angolare J sia nullo);
- $B = 0$, assenza di campo magnetico;
- Problema stazionario: $\partial/\partial t = 0$;
- Il gas è perfetto (non c'è viscosità) e sono permesse solo trasformazioni politropiche: $p \propto \rho^\gamma$ (con $1 \leq \gamma \leq 5/3$);
- Tutto il campo di gravità è prodotto soltanto dalla massa che sta al centro (viene trascurata l'autogravità del gas);
- Vengono ignorati i fenomeni di tipo elettromagnetico (la soluzione perciò è puramente idrodinamica).

L'equazione di conservazione della massa è

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \quad (1.1)$$

ma tenendo conto della stazionarietà e della simmetria sferica abbiamo

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho \vec{u}) = 0, \quad (1.2)$$

dove $\vec{u} = u(r) \hat{e}_r$. Integrando e utilizzando il teorema di Gauss otteniamo la massa che attraversa un certo raggio r nell'unità di tempo, che risulta costante e quindi indipendente dal raggio a cui si trova il materiale che sta cadendo verso la massa centrale:

$$4\pi r^2 u(r) \rho(r) = \text{cost} = \dot{M}. \quad (1.3)$$

Un fluido ideale, non viscoso soddisfa la prima legge di Bernoulli

$$\frac{u^2(r)}{2} + h(r) + \Phi(r) = cost, \quad (1.4)$$

dove $h(r) = \int \frac{1}{\rho} dp$ rappresenta l'entalpia e $\Phi(r) = -\frac{GM}{r}$ è il potenziale gravitazionale. Ricavando la costante della legge di Bernoulli all'infinito, dove $\vec{u} = 0$, otteniamo che è pari a h_∞ . Riscriviamo dunque la (1.4) in questo modo:

$$\frac{u^2(r)}{2} + [h(r) - h_\infty] - \frac{GM}{r} = 0, \quad (1.5)$$

$$h(r) - h_\infty = \int_\rho^{\rho_\infty} \frac{dp}{\rho}. \quad (1.6)$$

Abbiamo due equazioni in due incognite: ρ e $u(r)$. Il modello di Bondi permette di ricavare la soluzione grazie ad alcune semplificazioni. Come unità per le densità consideriamo ρ_∞ , come unità di misura per le velocità prendiamo quella del suono a ∞

$$c_{s\infty}^2 \equiv \gamma \frac{p_\infty}{\rho_\infty}. \quad (1.7)$$

Come unità di misura delle lunghezze consideriamo il raggio $r_B \equiv GM/c_{s\infty}^2$: questo raggio è chiamato *raggio di Bondi*. Consideriamo inoltre $r = r_B \xi$ e $\rho = \rho_\infty R(\xi)$, dove R è una funzione adimensionale di ξ , anch'esso adimensionale. Il tasso di accrescimento della massa è legato, in unità adimensionali, ad un parametro λ in questo modo:

$$\dot{M} = 4\pi\lambda \frac{G^2 M^2 \rho_\infty}{c_{s\infty}^3}. \quad (1.8)$$

La velocità del suono è $c_s^2 = \gamma p/\rho$, che in termini di $c_{s\infty}$ si scrive come:

$$c_s^2 = c_{s\infty}^2 \frac{p\rho_\infty}{p_\infty\rho}. \quad (1.9)$$

Riscriviamo c_s in funzione della sola densità e dunque di $R(\xi)$:

$$c_s = c_{s\infty} \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{(\gamma-1)/2} = c_{s\infty} R^{(\gamma-1)/2} \quad (1.10)$$

e introduciamo il numero di Mach \mathcal{M} definito da $u(r) \equiv \mathcal{M}c_s = c_{s\infty} \mathcal{M} R^{(\gamma-1)/2}(\xi)$. Combinando (1.3) e (1.4) e rimuovendo $R(\xi)$ otteniamo:

$$g(\mathcal{M}) = \Lambda f(\xi), \quad (1.11)$$

con

$$g(\mathcal{M}) = \frac{1}{2} \mathcal{M}^{4/(\gamma+1)} + \frac{1}{(\gamma-1) \mathcal{M}^s}, \quad (1.12)$$

$$f(\xi) = \frac{\xi^{4(\gamma-1)/(\gamma+1)}}{\gamma-1} + \frac{1}{\xi^{(5-3\gamma)/(\gamma+1)}}, \quad (1.13)$$

$$\Lambda = \lambda^{-s}, \quad (1.14)$$

$$s = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}. \quad (1.15)$$

Risolvere il problema di Bondi significa trovare per ogni valore di ξ il corrispondente valore di \mathcal{M} , che soddisfi l'equazione (1.11). Sia g che f hanno un minimo: il minimo di $g(\mathcal{M})$ si ha per $\mathcal{M}_{min} = 1$, ovvero nel punto in cui la velocità di accrescimento eguaglia la velocità del suono (punto sonico); il minimo di $f(\xi)$ si ha invece per $\xi_{min} = (5 - 3\gamma)/4$. Resta quindi da trovare il numero di Mach ad un dato valore del raggio ξ qualsiasi. Possiamo ad esempio valutare quello che accade a $f(\xi)$ quando la funzione $g(\mathcal{M})$ è minima, cioè quando vale $g(1)$. Supponiamo che $\xi > \xi_{min}$ e che ξ stia decrescendo: anche $f(\xi)$ decresce, avvicinandosi al minimo, mentre $g(\mathcal{M})$ non può decrescere ulteriormente, trovandosi già nel punto di minimo. L'equazione in questo caso non può essere soddisfatta. Supponiamo invece che $\xi < \xi_{min}$ e che ξ sia crescente: se $f(\xi)$ decresce, mentre $g(\mathcal{M})$ può soltanto crescere l'equazione (1.11) non ha soluzioni. Dunque tutte le possibili soluzioni saranno condizionate da un valore critico di Λ dato da $g(\mathcal{M}_{min}) = \Lambda_* f(\xi_{min})$, con

$$\lambda_* = \left(\frac{1}{2}\right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \left(\frac{5-3\gamma}{4}\right)^{-(5\gamma-3)/2(\gamma-1)}. \quad (1.16)$$

Se introduciamo questo risultato nella (1.8) vediamo che esiste un solo tasso di accrescimento possibile, compatibile con le nostre ipotesi. Il tasso di accrescimento dipende dalla massa centrale M , dalle condizioni a ∞ e dall'equazione di stato (dato che λ dipende da γ). Più è grande γ , minore è l'accrescimento e viceversa. Il tasso di accrescimento di (1.8), con λ dato dalla (1.16) è chiamato *tasso di accrescimento di Bondi*. Per $r \ll r_B \xi_{min}$ l'equazione (1.5) può essere approssimata in questo modo:

$$\frac{u(r)^2}{2} \approx \frac{GM}{r}. \quad (1.17)$$

Oltrepassato il punto sonico, il gas si trova in caduta libera verso la massa centrale, mentre quando $r \gg r_B \xi_{min}$, il termine di energia cinetica nell'equazione (1.5) rappresenta solo una piccola correzione e il gas tende ad andare in un regime di quasi equilibrio idrostatico: il punto sonico separa questi due regimi. Dunque la sola soluzione possibile, compatibile con le ipotesi iniziali fatte, è quella di un gas in quasi equilibrio idrostatico a grandi raggi, che invece è in caduta libera per raggi paragonabili al raggio di Bondi. Un caso particolare si ha quando $\gamma = 5/3$, che corrisponde al flusso adiabatico in un gas monoatomico. In questo caso il punto sonico corrisponde a $r = 0$, ma esso non viene mai raggiunto nella realtà, dato che le stelle (o i buchi neri) hanno dimensioni finite, per cui il caso con $\gamma = 5/3$ può essere trattato nel modo descritto in precedenza, tenendo conto però che l'accrescimento risulterà sempre subsonico.

In figura 1.1 sono mostrate tutte le possibili soluzioni al problema illustrato. Alcune di queste non sono soluzioni fisiche: le curve nelle regioni I e II, che derivano dall'aver considerato il problema stazionario, hanno due valori di u per un dato r e quindi non sono accettabili. Nella regione III $u > c_s$, per cui le soluzioni sono dovunque supersoniche. Viceversa nella regione IV le soluzioni sono subsoniche dappertutto. Le soluzioni III e IV si ottengono considerando valori di $\Lambda > \Lambda_*$. Le regioni V e VI, ottenibili ponendo $\Lambda = \Lambda_*$, sono chiamate transoniche poiché sono le uniche che prevedono una transizione dal regime subsonico a quello supersonico: in particolare la soluzione VI si applica al caso dell'accrescimento sferico a partire dalla condizione di riposo a ∞ , mentre la soluzione

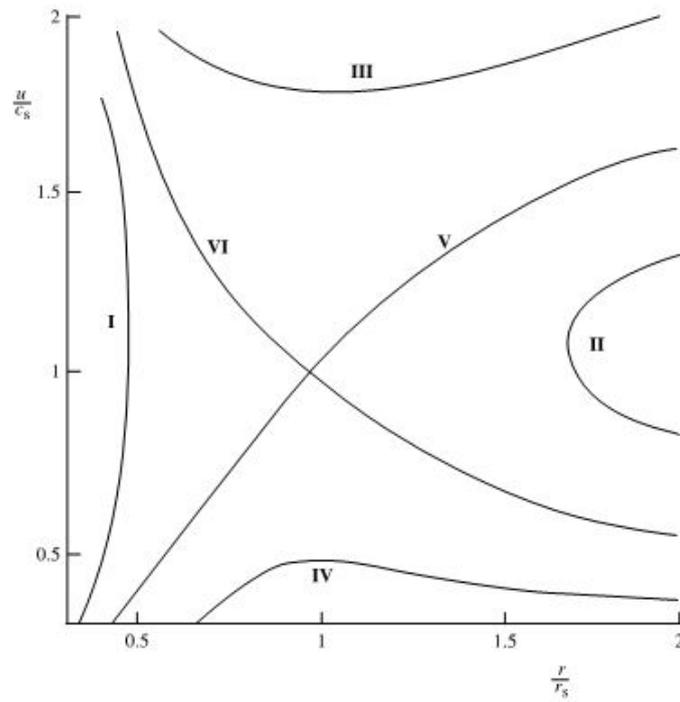


Figura 1.1: Soluzione generale per i modelli di Bondi e di Parker

V al caso di vento stellare.

Quanto appena descritto infatti risulta valido anche per il problema opposto, cioè quello relativo ai venti stellari, secondo il modello di Parker del 1958. Le equazioni sono del tutto analoghe, se non per il fatto che ora \dot{M} è il tasso di perdita della massa, $u(r) < 0$ (ma ciò non comporta un problema, dato che l'equazione di Bernoulli contiene solo termini in u^2 , per cui risulta simmetrica) e infine che le condizioni iniziali devono essere fissate sul limite interno e dunque avremo vincoli su pressione e densità sulla superficie della stella stessa.

Capitolo 2

Luminosità di Eddington

Un'idea fondamentale che deriva direttamente dall'accrescimento è che la luminosità prodotta da un oggetto che sta accrescendo massa possa in qualche modo condizionare la massa stessa che cade sull'oggetto. Consideriamo quindi il caso di accrescimento sferico, come descritto in precedenza, con la materia composta da gas in regime otticamente sottile e completamente ionizzato: le interazioni tra i fotoni e il materiale che sta cadendo avvengono per scattering. Atteniamoci inoltre al caso classico, così che il problema possa essere trattato nel limite di Thomson. Se la sorgente emette una luminosità L abbiamo che

$$L(\nu) = f(\nu) L, \quad (2.1)$$

dove $f(\nu)$ rappresenta la distribuzione spettrale e

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu) d\nu = 1. \quad (2.2)$$

Il flusso, ovvero l'energia per unità di tempo e di frequenza, che attraversa l'elemento unitario di superficie, sarà dato da:

$$S(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi r^2}. \quad (2.3)$$

Dal momento che un fotone di frequenza ν trasporta un impulso $p_{ph} = h\nu/c$, l'impulso per unità di superficie trasportato dai fotoni di frequenza ν nell'unità di tempo sarà

$$p = \frac{L(\nu)}{4\pi r^2 c}. \quad (2.4)$$

Supponiamo che il gas sia formato da protoni ed elettroni all'incirca in egual numero: $n_e(r) + n_p(r) \approx 2n_e(r)$. Lo spazio che il fotone vede coperto sopra di sé dipende dalla sezione d'urto elettromagnetica σ ed è pari a $\sigma_e n_e(r) + \sigma_p n_p(r)$, ma dal momento che $\sigma \propto 1/m^2$ e che la massa degli elettroni è circa 2000 volte inferiore a quella dei protoni, questi ultimi possono essere trascurati. L'impulso che viene in parte trasferito dai fotoni vedrà solo il contributo degli elettroni, che appaiono ai fotoni come dischetti di diametro pari alla sezione d'urto Thomson $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$. Possiamo quindi scrivere l'impulso totale assorbito nell'unità di tempo, ovvero la forza esercitata dalla radiazione sul gas come

$$F_r = \frac{L\sigma_T n_e(r)}{4\pi r^2 c}. \quad (2.5)$$

L'altra forza in gioco è la forza di gravità esercitata sul materiale in caduta dalla massa posta al centro

$$F_G = -\frac{GM\rho(r)}{r^2}, \quad (2.6)$$

dove $\rho(r) = n_e(r)m_e + n_p(r)m_p \simeq n_e(r)m_p$, dal momento che la massa degli elettroni è trascurabile.

Combinando le due, la forza totale che il gas sente al raggio r è

$$F_{TOT} = -\frac{GM\rho(r)}{r^2} + \frac{L\sigma_T n_e(r)}{4\pi r^2 c} = \frac{GM}{r^2} \rho(r) \left[\frac{L\sigma_T n_e(r)}{4\pi r^2 c \frac{GM}{r^2} \rho(r)} - 1 \right], \quad (2.7)$$

$$F_{TOT} = \frac{GM}{r^2} \rho(r) \left[\frac{L\sigma_T}{4\pi c GM m_p} - 1 \right]. \quad (2.8)$$

Definiamo Luminosità di Eddington come la luminosità che si ha quando la forza totale è nulla, ovvero quando il sistema è in equilibrio idrostatico.

Ponendo dunque la parentesi quadra pari a zero ricaviamo

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c GM m_p}{\sigma_T}, \quad (2.9)$$

che espressa in termini di masse solari è $L_{Edd} \approx 10^{38} (M/M_\odot)$.

Chiaramente questo limite non è invalicabile e anzi, su brevi scale temporali esso può essere violato; tuttavia su lunghe scale temporali sembra essere rispettato (cioè in qualche modo è come se il sistema dovesse accorgersi che sta superando il suo limite di Eddington). La luminosità delle stelle di sequenza principale è approssimativamente data da

$$L \approx L_\odot \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3.5} \quad (2.10)$$

e impedisce che le stelle abbiano una massa $M > 70 - 100 M_\odot$, poichè esse avrebbero una luminosità superiore al loro limite di Eddington. L'efficienza η con cui viene generata radiazione a partire da un tasso di accrescimento di massa \dot{M} è definita da

$$L \equiv \eta \dot{M} c^2. \quad (2.11)$$

Tramite la Luminosità di Eddington possiamo ricavare la massa limite che può andare ad accrescere un oggetto compatto:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2}. \quad (2.12)$$

In pratica, in oggetti come i buchi neri questo processo si autoregola, poiché il buco nero smette di accrescere massa se la sua luminosità supera il limite di Eddington. Inoltre, dal momento che $L_{Edd} \propto M$, avremo che $\dot{M} \propto M$ e quindi possiamo stimare quanto materiale può cadere nell'unità di tempo sulla massa centrale, a partire dal valore della massa centrale stessa.

Capitolo 3

Dischi di accrescimento

Descriviamo qualitativamente le caratteristiche dei dischi di accrescimento che troviamo più di frequente in astrofisica: i dischi di accrescimento nei sistemi binari e i dischi attorno a oggetti molto compatti, come i buchi neri. Fino a questo momento abbiamo trascurato il momento angolare, che tuttavia, fa sì che gli elementi di gas spiraleggino attorno alla massa centrale su orbite circolari kepleriane, formando un disco di accrescimento. La viscosità gioca un ruolo molto importante nel processo di accrescimento: essa infatti sembra contribuire al trasferimento di momento angolare da un elemento di fluido che si trova in un'orbita più interna ad uno che si trova più all'esterno, ma come tutto ciò avvenga non è chiaro. Ad oggi una spiegazione plausibile di questo fenomeno potrebbe giungere dall'instabilità magneto-rotazionale. Abbiamo infatti escluso inizialmente la presenza di campi magnetici, tuttavia è improbabile avere dischi di accrescimento senza campi magnetici. Infatti non solo il materiale che va ad accrescere un oggetto proviene da una stella compagna, nel caso di sistemi binari, o dal mezzo interstellare (e quindi è magnetizzato), ma verosimilmente il disco possiede il campo magnetico della stella che sta accrescendo massa: questo campo magnetico risulta congelato nella materia, perciò può essere trattato come una proprietà del fluido. Consideriamo una linea di campo magnetico, diretta lungo l'asse di rotazione e ad una distanza r dal centro e immaginiamo che la parte di campo magnetico immersa nel disco venga perturbata fino ad assumere una forma a S (figura 3.1). Dato che il campo, come già detto, è congelato nella materia, il punto centrale della S, che si trova al raggio r , continua a ruotare senza accorgersi della perturbazione, mentre le porzioni di linea che si trovano più vicine e più lontane ruoteranno rispettivamente più veloci e più lente.

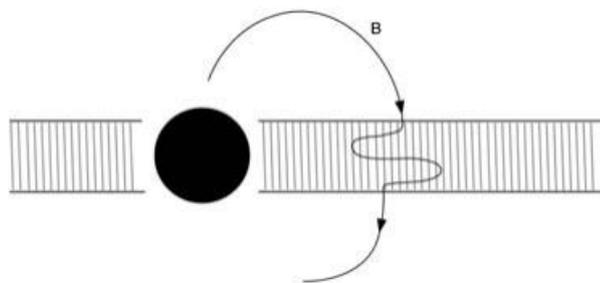


Figura 3.1: Instabilità magneto-rotazionale

In conseguenza di ciò la linea di campo magnetico avrà sia una componente radiale che una tangenziale. Deformare una linea del campo richiede sempre più energia, man mano che la forma ad S diventa più pronunciata, mentre la tensione magnetica si oppone alla deformazione. Questa energia deriva dalla rotazione differenziale. Infatti l'elemento di fluido che si trova a $r - dr$ è soggetto ad una forza che tende a rallentarlo, causandone la perdita di momento angolare e di energia cinetica. D'altra parte l'elemento di fluido a distanza $r + dr$ è soggetto ad una accelerazione che gli fa guadagnare momento angolare. Il risultato è che la rotazione differenziale diventa meno prominente, poiché si riduce la velocità angolare relativa dei due elementi del fluido. A causa del fenomeno appena descritto ciò che vediamo a livello macroscopico è un'accelerazione degli strati più esterni del disco e un rallentamento di quelli più interni: in particolare dunque si ha un flusso di momento angolare verso l'esterno, mentre la massa spiraleggia verso l'interno.

3.1 Dischi di accrescimento in sistemi binari

Almeno la metà delle stelle che osserviamo fa parte di un sistema di stelle multiple che orbitano attorno al comune centro di massa. In molti di questi sistemi le stelle sono abbastanza distanti da non influenzarsi a vicenda nella propria vita evolutiva. Se invece le stelle sono molto vicine, ovvero la loro distanza è confrontabile con il raggio della stella più grande, una o tutte possono venire deformate a causa del potenziale gravitazionale. Supponiamo di avere a che fare con un sistema binario, composto da due stelle di massa M_1 e M_2 (figura 3.2). La forma del potenziale effettivo risente di tre componenti: il potenziale gravitazionale dovuto alla prima stella, quello dovuto alla seconda stella e il potenziale centrifugo dovuto al moto delle stelle attorno al centro di massa.

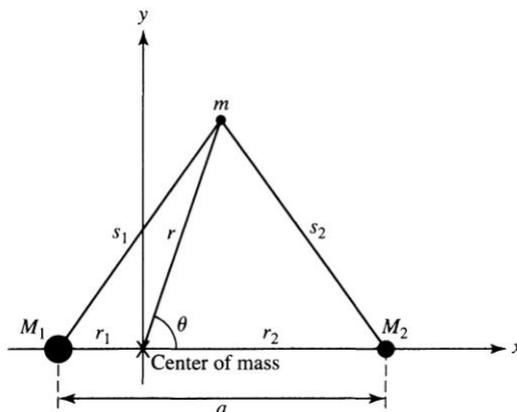


Figura 3.2: Coordinate di un sistema binario

In un punto a distanza r dal centro di massa poniamo una massa di prova m : la forma del potenziale sarà data da

$$\phi = -G \left(\frac{M_1}{s_1} + \frac{M_2}{s_2} \right) - \frac{1}{2} \omega^2 r^2, \quad (3.1)$$

dove

$$s_1^2 = r_1^2 + r^2 + 2r_1 r \cos \theta, \quad s_2^2 = r_2^2 + r^2 - 2r_2 r \cos \theta \quad (3.2)$$

e dove la frequenza angolare orbitale deriva dalla terza legge di Keplero (con P periodo orbitale),

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}. \quad (3.3)$$

In figura 3.3 sono mostrate le superfici equipotenziali: vicino alle stelle sono praticamente sferiche e centrate nelle masse delle stelle stesse. Man mano che ci si allontana le superfici sono distorte dall'influenza gravitazionale delle due, fino ad avere una superficie che passa per il punto Lagrangiano L_1 (dove i punti Lagrangiani sono quelli in cui la forza lungo l'asse x risulta nulla, cioè $d\phi/dx = 0$). La superficie equipotenziale che passa per il punto L_1 è chiamata Lobo di Roche. Una stella, evolvendo, può arrivare a oltrepassare superfici equipotenziali sempre più distanti.

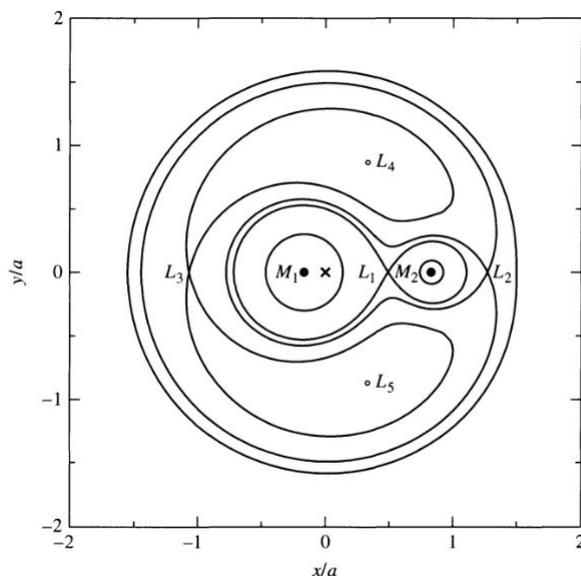


Figura 3.3: Superfici equipotenziali e punti Lagrangiani

Se il materiale di questa stella oltrepassa però il punto Lagrangiano L_1 , esso andrà ad accrescere la compagna. Nel caso in cui solo una delle due stelle oltrepassi il Lobo di Roche, parliamo di binaria semi-distaccata: questo caso specifico è interessante dal punto di vista dell'accrescimento poiché appunto si formano dischi di accrescimento attorno alla stella di massa minore (il moto orbitale infatti fa sì che la massa non cada direttamente sulla stella), che aumenta la sua massa a spese della stella che, almeno inizialmente, ha la massa maggiore. Nella sua caduta il gas si riscalda poiché la sua energia cinetica viene convertita in energia termica e infine raggiunge la superficie della stella. Il fenomeno di accrescimento in sistemi binari risulta molto importante nell'evoluzione delle stelle che lo compongono.

Supponiamo di avere un sistema binario in cui la stella 1 sia più massiva della stella 2. La stella 1 evolve più rapidamente, diventando una gigante rossa o una supergigante. In questa fase evolutiva, quando viene oltrepassato il lobo di Roche inizia il trasferimento di materiale alla stella 2 ($\dot{M}_1 < 0$, figura 3.4).

In conseguenza della variazione del rapporto tra le masse, le due stelle si avvicinano e il loro periodo orbitale diminuisce. Anche il lobo di Roche si restringe e dunque aumenta

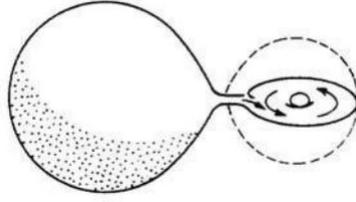


Figura 3.4: Disco di accrescimento in un sistema binario

il tasso di trasferimento della massa, che può portare alla formazione di un'atmosfera comune per le due stelle. Il sistema diventa una binaria a contatto. Se le due stelle perdono momento angolare, queste si avvicinano ancora di più e possono arrivare a formare una stella singola. Alternativamente, e noi consideriamo questa ipotesi, l'atmosfera può essere espulsa tramite vento stellare. Di nuovo, dopo questa fase, avremo due stelle distinte: la stella 1 che è diventata una nana bianca e la stella 2 che permane nella sequenza principale.

Quando però anche la stella 2 giunge alla fase di gigante rossa, essa oltrepassa il lobo di Roche e trasferisce materiale verso la stella 1 ($\dot{M}_1 > 0$). Se supponiamo che la stella 1 sia ancora più massiva della stella 2, il lobo di Roche si espande, man mano che le stelle si allontanano. Se però il flusso di materiale persiste (ad esempio perché la stella 2 si espande più velocemente del lobo di Roche) per un tempo sufficiente a far sì che la prima stella, diventata una nana bianca, superi il limite di Chandrasekhar (circa $1.4 M_\odot$), quest'ultima può esplodere come Supernova di tipo Ia. Abbiamo quindi descritto qualitativamente uno dei modi in cui può evolvere un sistema binario, sotto l'influenza del disco di accrescimento.

3.1.1 Profilo di Temperatura e Luminosità

Consideriamo il disco di accrescimento che si forma in un sistema binario del tipo appena descritto. In prima approssimazione le stelle possono essere trattate come corpi neri. Assumiamo per semplicità che anche il disco di accrescimento sia otticamente spesso e che emetta come corpo nero, cioè abbia uno spettro continuo diverso a seconda della temperatura ad un dato raggio. Assumiamo anche che la velocità radiale del gas sia trascurabile rispetto a quella orbitale: in buona approssimazione il disco segue orbite kepleriane circolari. Trascuriamo inoltre le forze viscosi che agiscono nel disco e supponiamo che la sua massa m sia molto minore della massa M dell'oggetto su cui sta cadendo.

L'energia totale (cinetica e potenziale) del gas orbitante è data da

$$E = -\frac{GMm}{2r}, \quad (3.4)$$

quindi più il gas procede all'interno, più E diventa negativa.

Consideriamo nel disco un anello posto al raggio r e di spessore dr . Se siamo nel limite di disco stazionario e il tasso di accrescimento di massa \dot{M} è costante, la quantità di massa che attraversa lo strato più esterno dell'anello in un tempo t è $\dot{M}t$, uguale alla

massa che attraversa lo strato più interno dell'anello. Per la conservazione dell'energia, l'energia dE liberata dall'anello nel tempo t deve essere uguale alla differenza in energia tra lo strato più esterno e quello più interno dell'anello

$$dE = \frac{dE}{dr} dr = \frac{d}{dr} \left(-\frac{GMm}{2r} \right) dr = \frac{GM\dot{M}t}{2r^2} dr \quad (3.5)$$

e se la luminosità dell'anello è dL_a , l'energia liberata nel tempo t è ad essa legata in questo modo

$$dL_a t = dE = \frac{GM\dot{M}t}{2r^2} dr, \quad (3.6)$$

da cui

$$dL_a = \frac{GM\dot{M}}{2r^2} dr. \quad (3.7)$$

Utilizzando la legge di Stefan-Boltzmann $L = A\sigma T^4$, con $A = 2(2\pi r dr)$ (dove il fattore 2 è dovuto al fatto che il disco emette da entrambe le parti) ricaviamo

$$dL_a = 4\pi r \sigma T^4 dr = \frac{GM\dot{M}}{2r^2} dr \quad (3.8)$$

e risolvendo per la temperatura abbiamo:

$$T = \left(\frac{GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{r} \right)^{3/4}. \quad (3.9)$$

Integrando la (3.8) per la luminosità di ogni anello da $r = R$ a $r = \infty$ si ottiene la luminosità del disco

$$L_{disco} = \frac{GM\dot{M}}{2R}. \quad (3.10)$$

Se il gas fosse in caduta libera (e quindi non ci fosse alcun disco di accrescimento), la luminosità sarebbe:

$$L_{acc} = G \frac{M\dot{M}}{R}, \quad (3.11)$$

ovvero il doppio della precedente. Quindi solo metà dell'energia di accrescimento viene rilasciata quando il gas spiraleggia in un disco di accrescimento.

3.2 Dischi di accrescimento nelle Galassie Attive ed emissione

Una Galassia Attiva è una galassia che emette copiosamente in tutto lo spettro, dal radio alle bande X e γ . I responsabili della gran parte dell'emissione sono gli AGN (Nuclei Galattici Attivi), che emettono una quantità di radiazione pari o anche superiore a quella della galassia stessa. Per questo motivo spesso non si fa distinzione tra AGN e galassia ospite. I Nuclei Galattici Attivi presentano un disco di accrescimento racchiuso da un toro di polvere e contornato da gas coronale molto caldo e presentano generalmente due getti, più o meno simmetrici, che si diramano a partire dai poli, in direzioni

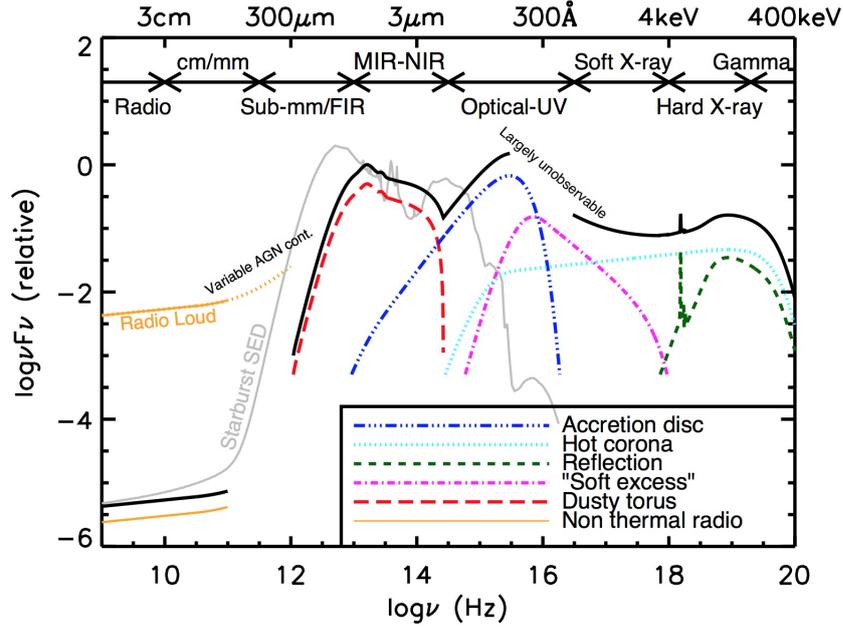


Figura 3.5: SED di un AGN radio-quieto: il contributo del disco di accrescimento è evidenziato in blu. Fonte: <http://astro.dur.ac.uk/>

opposte, perpendicolarmente al disco di accrescimento. Ognuna di queste regioni emette radiazione in bande diverse dello spettro, tramite processi di radiazione differenti.

Qui ci concentriamo sull'emissione termica del disco di accrescimento.

Se ogni anello del disco è otticamente spesso, esso emette come corpo nero alla temperatura $T(R)$, così che il flusso emesso bilanci la dissipazione viscosa

$$2\sigma_{SB}T(R)^4 = \frac{3GM\dot{m}}{4\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (3.12)$$

dove il fattore 2 deriva dal fatto che la radiazione è emessa da entrambe le parti del disco. Per $R \gg R_*$ otteniamo una legge di potenza per la temperatura di un disco di accrescimento stazionario: $T \propto R^{-\frac{3}{4}}$. Lo spettro totale emesso sarà dato dalla somma di tutti gli spettri di corpo nero dei singoli anelli (ognuno con la sua temperatura), pesati sulle aree degli anelli stessi. Il flusso irradiato alla frequenza ν è

$$F(\nu) = \int_{R_*}^{R_{out}} 2\pi R B_\nu T(R) dR, \quad (3.13)$$

dove B_ν è la funzione di Planck

$$B_\nu(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (3.14)$$

con h costante di Planck e k costante di Boltzmann.

In figura 3.5 è mostrata la forma dello spettro. A basse frequenze ($h\nu \ll kT_0$, con T_0 temperatura dell'anello più esterno) lo spettro deriva dalla somma dei contributi di Rayleigh-Jeans e quindi $F(\nu) \propto \nu^2$. Alle alte frequenze (e dunque in vicinanza di R_*) lo

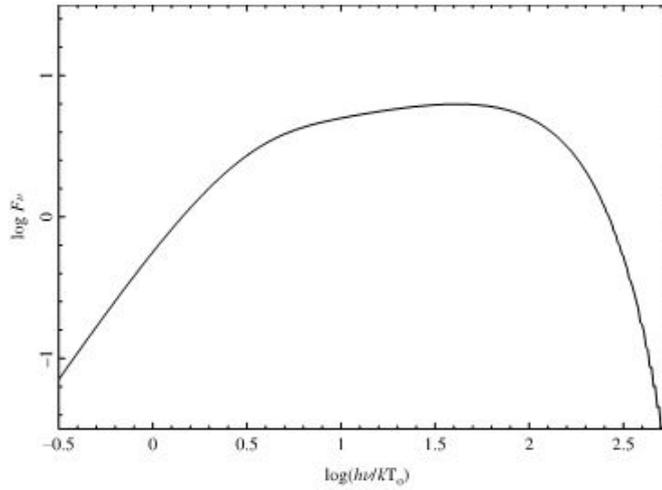


Figura 3.6: Spettro per l'emissione termica dal disco ($R_{out} = 500R_*$).

spettro è dominato dal cut-off di Wien, mentre alle frequenze intermedie esso si avvicina ad una legge di potenza: $F(\nu) \propto M\dot{m}\nu^{\frac{1}{3}}$.

Il picco di emissione di un disco di accrescimento si ha nell'ultravioletto, ma può andare dall'ottico fino al soft-X. Il suo contributo alla distribuzione spettrale di un AGN è mostrato in figura 3.5.

Bibliografia

- [1] Mario Vietri, *Foundations of High-Energy Astrophysics*, University of Chicago Press, 2008.
- [2] Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Pearson New International Edition, 2014.
- [3] C.J. Clarke, R.F. Carswell, *Principles of Astrophysical Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, 2007.
- [4] Malcolm S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, 2011.
- [5] J. Frank, A. King, D. Raine, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press, 2002.
- [6] *Appunti personali del corso "Astrofisica Extragalattica"*.
- [7] D. Dallacasa, *Dispense del corso "Processi di Radiazione e MHD"*.