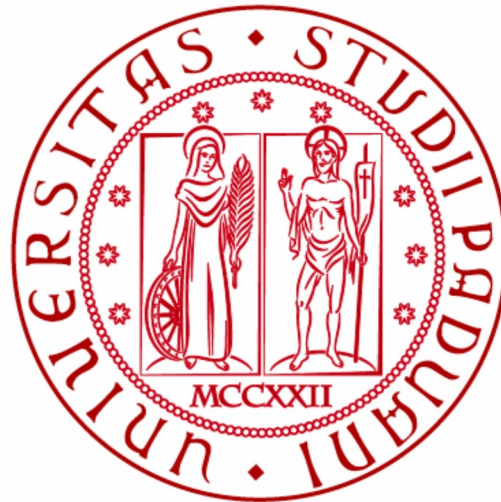


Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia



TESI DI LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

EVOLUZIONE TEMPORALE DI DISCHI  
PROTOPLANETARI: PRINCIPALI PROCESSI FISICI

Relatore: Prof. Paola Marigo

Laureando: Enrico Delibori

ANNO ACCADEMICO 2014-2015

11/12/2015



## Abstract

*Attorno alla maggior parte delle stelle osservate in ammassi molto giovani esistono delle strutture di gas e polvere discoidali: sono i dischi protoplanetari. Queste strutture si formano in seguito al collasso gravitazionale di una nube molecolare grazie alla legge di conservazione del momento angolare.*

*La prima parte di questa tesi analizza le grandezze fisiche che caratterizzano un disco protoplanetario sono fondamentali per conoscerne l'evoluzione. Oltre a proprietà come la massa, il raggio, la densità superficiale o la composizione chimica, assumono un'importanza relativamente alta anche le caratteristiche della stella centrale e i fattori ambientali, come la presenza di stelle esterne molto luminose o la metallicità della nube iniziale: tutti questi elementi determinano i tempi di vita di un disco protoplanetario.*

*Successivamente, nella seconda parte di questa tesi vengono trattati alcuni dei meccanismi che guidano l'evoluzione di un disco trasportano momento angolare, ridistribuendolo all'interno e favorendo il processo di accrescimento della stella centrale oppure trasportandolo verso l'esterno e provocandone la dispersione. Tra questi processi vi sono l'autogravità, che può comportare la frammentazione del disco, e le instabilità magnetorotazionali che, favorendo l'instaurarsi di turbolenze magnetoidrodinamiche, trasportano il momento angolare verso l'esterno. Fattori di minore importanza sono le instabilità barocline e la convezione. Esistono inoltre altri meccanismi evolutivi che non riguardano il trasporto del momento angolare: la fotoevaporazione, che tipicamente disperde il gas nelle zone più esterne del disco; la crescita dei grani di polvere e la formazione di planetesimi, oltre a fenomeni di accrescimento molto rapidi (outbursts).*

*In conclusione si può affermare che non esista un meccanismo che domini rispetto agli altri, nè tra i fenomeni che trasportano il momento angolare nè tra gli altri. La dinamica e l'evoluzione di un disco protoplanetario sono il risultato di processi fisici molto diversi tra loro, che possono interagire o meno tra di loro; anche i fattori ambientali possono essere completamente diversi a seconda delle zone della galassia in cui si formano gli ammassi stellari e della posizione stessa all'interna dell'ammasso.*

*Ne risulta che ogni disco ha una propria evoluzione, ma molti aspetti sono comuni e attualmente si cerca di costruire, se possibile, una teoria unificatrice. Gli studi di queste strutture sono ancora agli esordi, essendo le osservazioni piuttosto recenti, e futuri sviluppi e ricerche potrebbero fornire nuove teorie sulla formazione e l'evoluzione dei dischi, fondamentale per capire la formazione dei pianeti extrasolari.*



# Indice

<b>I</b>	<b>Formazione e struttura di dischi protoplanetari</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Formazione dei dischi protoplanetari</b>	<b>3</b>
1.1	Collasso gravitazionale di una nube molecolare e formazione di una protostella	3
1.1.1	Fase di accrescimento	3
1.2	Osservazione dei dischi	4
1.3	Classificazione di stelle giovani	4
1.3.1	YSOs	4
1.3.2	CTTS e WTTS	6
1.4	Formazione dei dischi protoplanetari	6
<b>2</b>	<b>Proprietà fisiche dei dischi</b>	<b>9</b>
2.1	Massa	9
2.2	Raggio e densità superficiale	10
2.3	Altezza di scala	11
2.4	Profili di velocità	12
2.5	Asimmetrie azimutali	12
2.6	Composizione	12
2.6.1	Polveri	13
2.6.2	Gas	13
2.7	Dipendenze dalla massa della stella centrale	14
<b>3</b>	<b>Tempi di vita</b>	<b>15</b>
3.1	Dipendenze dalla massa della stella	16
3.2	Fattori ambientali	17
3.2.1	Sistemi binari	17
3.2.2	Fotoevaporazione dovuta a stelle esterne	17
3.2.3	Metallicità	18
<b>II</b>	<b>Evoluzione temporale di dischi protoplanetari</b>	<b>19</b>
<b>4</b>	<b>Trasporto del momento angolare</b>	<b>21</b>
4.1	Modello viscoso	21
4.1.1	Modelli ad $\alpha$ costante	22
4.2	Autogravità	24
4.2.1	Frammentazione	26
4.3	Instabilità magnetorotazionali	27
4.3.1	Effetti non lineari	29
4.3.2	Processi di ionizzazione e ricombinazione	31

4.3.3	Zone morte . . . . .	32
4.4	Instabilità barocline e formazione di vortici . . . . .	34
4.5	Convezione . . . . .	34
4.6	Influenza di pianeti . . . . .	35
4.7	Effetti di diffusione e di mescolamento . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Fotoevaporazione e altri fenomeni evolutivi</b>	<b>37</b>
5.1	Fotoevaporazione . . . . .	37
5.1.1	FUV, EUV e raggi X . . . . .	38
5.2	Crescita dei grani . . . . .	40
5.3	Fenomeni di accrescimento rapido (outbursts) . . . . .	41
5.4	Evoluzione tipica di un disco protoplanetario . . . . .	41

## Parte I

# Formazione e struttura di dischi protoplanetari





# Capitolo 1

## Formazione dei dischi protoplanetari

### 1.1 Collasso gravitazionale di una nube molecolare e formazione di una protostella

Le stelle, e i dischi di accrescimento a loro associati, si formano a partire dal collasso gravitazionale di una nube molecolare. Queste sono caratterizzate da valori molto bassi di densità ( $10 - 300 \text{ molecole/cm}^3$ ) e di temperatura ( $10 - 300 \text{ K}$ ), e hanno masse tipicamente dell'ordine di  $10^5 M_\odot$  distribuite in una sfera di raggio  $\sim 10 \text{ pc}$ . Tipicamente queste nubi sono in equilibrio idrostatico con l'ambiente interstellare circostante, e il loro collasso si deve all'instaurazione di piccole perturbazioni (causate ad esempio da onde d'urto generate da esplosioni di supernove vicine o da attrazioni gravitazionali di corpi massicci, come bracci di spirale della galassia a cui appartengono) che possono crescere e portare all'instabilità della nube. Questa condizione si raggiunge se la massa coinvolta dalla perturbazione è superiore a un valore critico, detto **massa di Jeans**:

$$M_J \simeq 4 \cdot 10^4 M_\odot \left( \frac{T}{100\text{K}} \right)^{3/2} \left( \frac{n}{\text{cm}^3} \right)^{-1/2} \quad (1.1)$$

che per i valori tipici caratteristici di una nube corrisponde a circa  $10^3 - 10^4 M_\odot$ . In realtà la nube non collassa tutta in un solo punto, ma si frammenta in più parti, che daranno origine in seguito a più stelle. Il tempo di scala del collasso è quello dinamico, utilizzato nel caso di rottura dell'equilibrio idrostatico: vale  $\tau_{dyn} \propto \rho^{-1/2}$ , che risulta essere comunque un lasso di tempo molto ampio a causa delle basse densità della nube. In questa fase la nube è trasparente alla radiazione infrarossa e il processo è isoterma.

Man mano che la nube collassa, la densità del gas aumenta e la nube diventa opaca alla radiazione infrarossa. L'intrappolamento di quest'ultima comporta un aumento della temperatura nella zona più interna di un frammento di nube, e quindi anche un aumento della pressione interna del gas. Una volta che questa cresce abbastanza da contrastare la contrazione gravitazionale, la struttura ritorna a una situazione di equilibrio idrostatico, e il collasso dinamico è ridotto a un processo di contrazione quasi statico. Questa struttura viene definita come **protostella**.

#### 1.1.1 Fase di accrescimento

Il gas che circonda la protostella continua a precipitare verso di essa per effetto dell'attrazione gravitazionale: questa fase è detta di **accrescimento**. Tipicamente, durante la

fase di collasso di una porzione di nube, si instaura al suo interno un moto rotatorio molto debole, con velocità angolari tipicamente dell'ordine  $\Omega \simeq 10^{-14} \text{s}^{-1}$  (Terebey, Shu e Cassen, 1984). A causa della legge di conservazione del momento angolare, il materiale giacente sul piano perpendicolare all'asse di rotazione tende ad assumere velocità maggiori rispetto al resto della nube, ed è quello che contribuisce di meno all'accrescimento della stella. Ne consegue che lungo questo piano rimane nel tempo un disco di materiale interstellare (prevalentemente gas), detto **disco di accrescimento**, che sarà il successivo **disco protoplanetario**. Questa affermazione si basa sia sulla geometria del sistema solare, dove i pianeti sono disposti tutti all'incirca sullo stesso piano (e l'asse perpendicolare a questo coincide con l'asse di rotazione del Sole), e sull'alto numero di pianeti extrasolari scoperto, che ci fornisce una conferma di come la formazione di pianeti attorno a stelle giovani sia un fenomeno piuttosto comune nella nostra galassia.

## 1.2 Osservazione dei dischi

A causa della loro grande estensione (fino a  $\sim 100 \text{ AU}$ ), il range di temperatura dei dischi è molto vasto: la loro emissione elettromagnetica va da lunghezze d'onda nel micrometro (vicino infrarosso, near IR) nelle zone più interne e calde fino al millimetro (radio) in quelle più esterne e fredde.

L'evoluzione dei dischi protoplanetari avviene in tempi dell'ordine di  $10^6$  anni, quindi è impossibile osservare l'evoluzione di un singolo disco: le proprietà fisiche e i loro modi di evolvere si basano dunque su dati statistici raccolti su svariati dischi protoplanetari in fasi diverse della loro vita.

Particolari fenomeni evolutivi che provocano la formazione di buchi interni al disco possono essere rilevati dall'assenza di radiazione in determinate bande che corrisponderebbero a un determinato tratto di disco a una certa temperatura.

Altre osservazioni importanti dei dischi si attuano con l'interferometria, applicabile a lunghezze d'onda nel radio: questa tecnica permette di risolvere e analizzare la rotazione dei dischi attorno alla protostella o stella e determinare quindi le loro velocità di rotazione (Sargent e Beckwith, 1987). La geometria discoidale si ricava invece da osservazioni effettuate nell'ottico: in molte delle immagini di dischi provenienti dal telescopio spaziale Hubble, si nota la presenza di zone d'ombra dovute all'assorbimento della radiazione ottica della stella centrale da parte delle polveri e del gas presenti all'interno del disco (O'Dell e Wen, 1994).

## 1.3 Classificazione di stelle giovani

### 1.3.1 YSOs

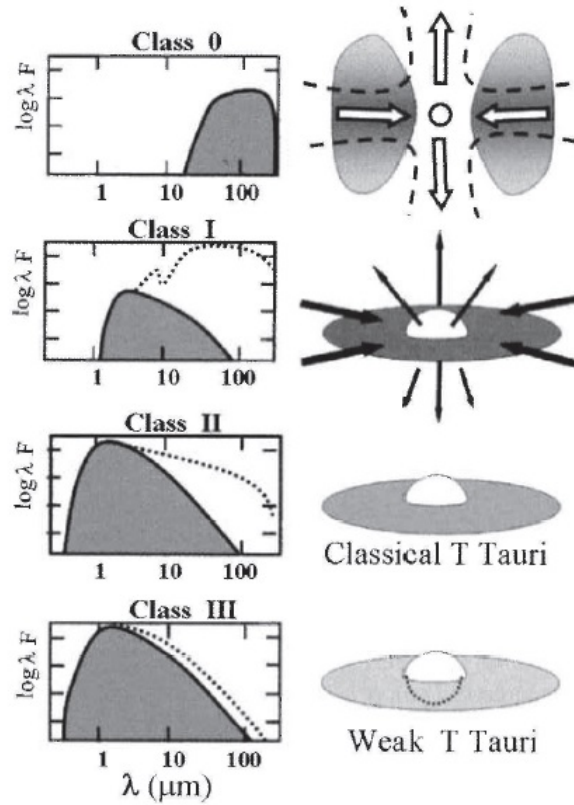
È possibile classificare le categorie di stelle giovani (*Young Stellar Objects*, **YSOs**) sulla base della loro emissione nell'IR, che risulta superiore rispetto alla curva di corpo nero della singola stella a causa della presenza del disco. Le protostelle si suddividono nelle *classi YSO I-II-III* a seconda che questo eccesso sia molto evidente (I) o quasi trascurabile (III) nella distribuzione spettrale di energia - indicata come SED (Lada e Wilking, 1984). Questo eccesso ha una certa pendenza (Figura 1), che si misura come:

$$\alpha_{IR} = \frac{d \log \nu F_\nu}{d \log \nu} = \frac{d \log \lambda F_\lambda}{d \log \lambda} \quad (1.2)$$

nel range di lunghezza d'onda tra 2 e 25  $\mu m$  (medio infrarosso). In seguito all'osservazione anche nel range millimetrico, è stata inoltre introdotta una classe ulteriore, la *classe YSO 0*, che rappresenta una fase antecedente alle altre nella quale il picco di emissione cade a tali lunghezze d'onda.

Questa classificazione tiene conto anche della massa dell'involucro che circonda la stella: essa diminuisce man mano che la stella evolve dalla classe 0 (Andrè, Ward-Thompson e Barsony, 1993) verso la classe III. La massa del disco è invece minore della massa dell'involucro nella fase 0 e tende a superarla verso le classi II e III, poichè in queste fasi il gas dell'involucro si disperde nel mezzo interstellare o accresce la massa della protostella (Tabella 1.1).

È importante notare che la SED non dà un'identificazione univoca del tipo di stella



**Figura 1.1:** A sinistra: classi di stelle Ysos e loro SED. Il flusso della stella è rappresentato dalla parte grigio scura, mentre la linea tratteggiata è il contributo del disco attorno ad essa, la cui pendenza coincide con  $\alpha_{IR}$ . A destra: struttura del disco attorno alla stella corrispondente alla classe a sinistra (Maeder, 2009).

Classe YSO	Pendenza della SED	Masse
0	-	$M_{inv} > M_* > M_d$
I	$\alpha_{IR} > 0$	$M_* > M_{inv} \sim M_d$
II	$-1.6 < \alpha_{IR} < 0$	$M_d/M_* \sim 1\%$ , $M_{inv} \sim 0$
III	$\alpha_{IR} < -1.6$	$M_d/M_* \ll 1\%$ , $M_{inv} \sim 0$

**Tabella 1.1:** Pendenza della SED delle varie classi di stelle YSOs e corrispondenti relazioni tra massa della stella  $M_*$ , del disco  $M_d$  e dell'involucro  $M_{inv}$  (J.P. Williams e L.A. Cieza, 2011).

che stiamo osservando: l'inclinazione del piano del disco gioca un ruolo fondamentale; ad esempio una YSOs I che abbia un disco visto di taglio presenta un eccesso di emissione infrarossa molto debole rispetto a un disco visto di faccia con la stessa età, e per questo è possibile ritenere che il primo dei due sia meno evoluto dell'altro, e quindi che la stella sia un oggetto di classe 0 (Robitaille et al., 2006).

### 1.3.2 CTTS e WTTS

Un'altra classificazione delle protostelle viene applicata una volta che queste emettono nell'ottico; questa emissione è generata dal fatto che il processo di accrescimento del gas genera energia gravitazionale, la quale, per il teorema del viriale, viene convertita per metà in energia termica e per metà viene dispersa sotto forma di radiazione elettromagnetica, secondo la formula

$$L \sim L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{2R} \quad (1.3)$$

dove  $\dot{M}$  è il tasso di accrescimento della stella, e il fattore  $1/2$  è posto per indicare che solo metà dell'energia è convertita in luminosità.

Aumentando la sua temperatura, la protostella inizia ad emettere a frequenze maggiori, fino ad essere visibile nel regime ottico: se presenta forti emissioni nell'UV o in corrispondenza della riga  $H\alpha$  è classificata come *Classical T-Tauri Star* (**CTTS**), se invece non la presenta è una *Weak-lined T-Tauri Star* (**WTTS**). Queste classi corrispondono all'incirca (ma non perfettamente) alle II e III delle YSOs rispettivamente.

Le stelle T-Tauri hanno in genere una massa  $M \leq 2M_{\odot}$  e sono di classe spettrale compresa tra F e M.

## 1.4 Formazione dei dischi protoplanetari

Riprendiamo in considerazione un frammento di nube molecolare in collasso gravitazionale. La formazione del disco avviene in seguito alla conservazione del momento angolare e alla presenza di un moto rotatorio: il raggio del disco è una funzione crescente in modo sensibile della sua velocità angolare di rotazione  $\Omega$  e del tempo, secondo la relazione  $R(t) \propto \Omega^2 t^3$  (Terebey, Shu e Cassen, 1984). Tuttavia se non intervenissero altri fattori la formazione del disco avverrebbe in tempi troppo rapidi rispetto a quelli previsti. Eventuali campi magnetici presenti nella nube possono rallentare questo processo e far aumentare il raggio del disco solo linearmente col tempo. Il ruolo del campo magnetico però è tutt'oggi incerto: esso sembrerebbe impedire al frammento di nube di ruotare come un corpo rigido (Basu, 1998), ma comunque non sarebbe in grado di frenare completamente il collasso gravitazionale (Crutcher, Hakobian e Troland, 2009). In fasi successive, il campo magnetico giocherà un ruolo importante nella formazione di instabilità magnetorotazionali.

Ad ogni modo, modelli numerici che tengono conto o meno dell'influenza del campo magnetico indicano che la formazione dei dischi avviene comunque in tempi molto rapidi, dell'ordine dei  $10^4$  anni (Yorke, Bodenheimer e Laughlin, 1993; Hueso e Guillot, 2005). A quest'epoca il materiale è a temperature molto elevate a causa del continuo collasso, ma tende a raffreddarsi man mano che si esaurisce o viene disperso.

Da un punto di vista osservativo la formazione di un disco si nota dalla presenza di una cavità sferica di raggio  $R(t)$  nel mezzo interstellare, individuata tramite un eccesso di radiazione nel medio IR (Jørgensen et al., 2005b; Enoch et al., 2009).

Questo eccesso viene individuato nelle protostelle di classe 0 e di classe I e da dati sperimentali effettuati nel millimetrico (Jørgensen et al., 2009; Looney, Mundy e Welch, 2003)

si ricava che la massa di questi dischi varia tra  $0.02 M_{\odot}$  e  $0.1 M_{\odot}$ , con una media di  $0.04 M_{\odot}$  sia per la classe 0 che per la classe I, indicando come la massa di un disco sembra essere indipendente dal suo stato evolutivo. Questo pare in contrasto con la teoria dell'accrescimento, che porterebbe a una crescita della massa del disco col tempo che intercorre tra il passaggio della protostella dalla classe 0 alla classe I, ma in realtà è solo una conferma del fatto che la formazione del disco è molto rapida e che il materiale viene trasportato dall'involucro sul disco in tempi molto brevi.

Probabilmente le cause principali di questo fenomeno sono delle instabilità gravitazionali nelle prime fasi di vita del disco causate dalla frazione relativamente alta di massa del disco rispetto a quella che accresce la stella (Laughlin e Bodenheimer, 1994). Queste instabilità comporterebbero fenomeni molto rapidi (**bursts**) di accrescimento della stella, impedendo alla massa del disco di crescere più velocemente della massa della stella (Zhu et al., 2009; Vorobyov e Basu, 2010).

La durata delle fasi 0 e I di una YSO è in totale di circa 0.5 Myr, un tempo molto ridotto se paragonato al tempo di vita di una stella (soprattutto se di piccola massa). Già alla fine della classe I la massa dell'involucro della nube si può considerare trascurabile rispetto a quella del disco, che a sua volta è pari a pochi punti percentuali rispetto a quella della protostella. Da questo punto in poi, nonostante ci possano essere ancora dei deboli fenomeni di accrescimento dall'involucro, l'evoluzione temporale dei dischi (considerabili ora effettivamente protoplanetari) dipende da altri fenomeni principali, tra i quali l'accrescimento della stella, la fotovaporazione da parte della stessa o dovuta a stelle esterne, l'agglomerazione delle polveri in corpi di maggiori dimensioni o l'interazione dovuta ad altre stelle nel caso di sistemi binari o multipli. Si tratterà di questi eventi nel seguito.



## Capitolo 2

# Proprietà fisiche dei dischi

### 2.1 Massa

È possibile stimare in prima approssimazione la massa minima di un disco protoplanetario usando come parametro di riferimento la *minimum mass solar nebula* (**MMSN**), definita come la massa minima del disco primordiale che ha formato il sistema solare. Questa è stata dedotta riscaldando ad abbondanze cosmiche la composizione attuale dei pianeti ed estendendola al raggio dell'orbita di Nettuno (30 AU). Il valore della **MMSN** oscilla tra 0.01 e 0.07  $M_\odot$  a causa di incertezze sulla composizione dei pianeti giganti. Consideriamo allora 0.01  $M_\odot$  il valore della **MMSN**, pari a circa 10 volte la massa di Giove (Kusaka, Nakano e Hayashi, 1970; Weidenschilling, 1997).

Osservazioni nei sistemi stellari vicini e simili al Sole hanno identificato pianeti che sono considerevolmente più massicci di Giove: la **MMSN** del loro disco deve essere dunque proporzionalmente più alta.

Il miglior modo per determinare la massa di un disco si ottiene dalle osservazioni della polvere nel sub-millimetrico. L'emissione continua si può considerare otticamente sottile in buona parte del disco, eccetto nelle  $\sim 10$  AU più interne, dove la densità aumenta. La profondità ottica  $\tau_\nu$  è data da

$$\tau_\nu = \int k_\nu \rho ds \quad (2.1)$$

cioè l'integrale lungo la linea di vista del prodotto tra la densità  $\rho$  e l'opacità  $k_\nu$  della polvere. Per il calcolo della profondità ottica nelle zone più interne di 10 AU è necessario utilizzare strumenti a risoluzione maggiore e osservare a lunghezze d'onda maggiori di 1 mm, almeno nelle prime fasi di vita del disco.

Per la parte esterna, essendo l'emissione otticamente sottile, è possibile esprimere la massa del disco (data dalla somma del gas e delle polveri) solo osservandone il flusso  $F_\nu$ , con la formula:

$$M_d = \frac{F_\nu d^2}{k_\nu B_\nu(T)} \quad (2.2)$$

dove  $d$  è la distanza del disco dall'osservatore e  $B_\nu$  è la funzione di Planck, che per queste lunghezze d'onda si può approssimare al limite di Rayleigh-Jeans:

$$B_\nu \simeq \frac{2\nu^2 k_B T}{c^2} \quad (2.3)$$

ove  $k_B$  è la costante di Boltzmann.

Osservazioni nei dintorni solari indicano che la massa media dei dischi protoplanetari associati a stelle di classe II YSO con masse simili al Sole è di circa 5  $M_{Jup}$  e che il rapporto

con la massa della stella pari circa allo 0.9 %. Non si rilevano masse al di sopra di 50  $M_{Jup}$ .

Un problema importante che rende incerto il calcolo della massa è dato dalla crescita dei grani di polvere, fenomeno più frequente nei dischi rispetto al mezzo interstellare (**ISM**): rilevare grani di grosse dimensioni è difficile perchè la SED dell'oggetto non varia sensibilmente in base a questo fenomeno. Tuttavia questo problema, che tenderebbe a sottostimare la misura della massa del disco, contrasta con l'assunzione di un rapporto *gas su polvere* del disco pari a quello nell'ISM, cioè più alto, che tende a sottostimare la massa in quanto in realtà la quantità di polveri è maggiore.

## 2.2 Raggio e densità superficiale

Le dimensioni di un disco protoplanetario sono difficili da misurare poichè nelle zone più esterne il materiale è più freddo e meno denso, e quindi emette meno radiazione. Rimane tuttavia un buon assorbitore, consentendo la misura del raggio dall'ombra generata dal disco stesso su regioni che sarebbero più luminose: un esempio sono le regioni *HII* di Orione, la cui luminosità appare indebolita o oscurata in presenza di eventuali dischi.

Misure su 22 dischi in questa regione hanno dato risultati di raggi compresi tra 50 e 194 AU, con una media di  $\sim 75$  AU (Vicente e Alves, 2005).

La **densità superficiale**  $\Sigma$  si può misurare tramite interferometria del disco nel millimetrico. Essa è correlata al raggio in prima approssimazione da una legge esponenziale del tipo  $\Sigma \propto r^{-p}$  per  $R \leq R_{out}$  e  $\Sigma = 0$  per  $R \geq R_{out}$  ove  $p$  è un esponente tipicamente compreso tra 0 e 1 e  $R_{out}$  un raggio di troncamento oltre il quale non vale più la legge esponenziale (Lay, Carlstrom e Hills, 1997; Wilner et al., 2000; Kitamura et al., 2002).

Per un modello di disco più elaborato, considerando la presenza di un moto viscoso al suo interno (con viscosità  $\nu$ ), una relazione più accurata è la seguente (Lynden-Bell e Pringle, 1974; Hartmann et al., 1998):

$$\Sigma(R) = (2 - \gamma) \frac{M_d}{2\pi R_c^2} \left( \frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} \exp \left[ \left( -\frac{R}{R_c} \right)^{2-\gamma} \right] \quad (2.4)$$

dove  $M_d$  è la massa del disco,  $\gamma$  è un parametro legato alla viscosità del disco,  $\nu \propto R^\gamma$ , e  $R_c$  è un raggio caratteristico che delinea il limite dove la densità superficiale si distacca fortemente dall'andamento esponenziale. Questo raggio va da  $\sim 30$  a  $\sim 200$  AU (Hughes et al., 2008; Andrews et al., 2009, 2010b), e il paragone con la legge a taglio esponenziale netto pone  $R_{out} \simeq 2R_c$ . Gli andamenti delle densità superficiali di diversi dischi in funzione del raggio sono riportati in Figura 2.1.

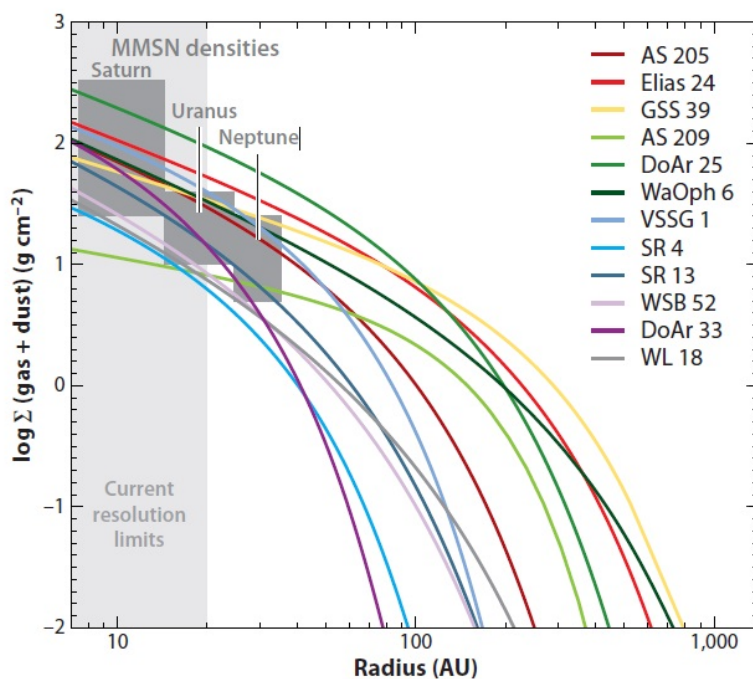
Dalle stesse osservazioni che hanno permesso il ricavo di queste leggi, si trova una relazione tra la massa del disco e il raggio caratteristico, pari a

$$M_d = R_c^{1.6 \pm 0.3} \quad (2.5)$$

che sembra indicare una correlazione solo con la fisica iniziale che riguarda la formazione del disco, e non la sua evoluzione temporale. Inoltre non è stata trovata alcuna correlazione con le proprietà della stella centrale.

I valori della densità superficiale trovati dalle osservazioni (Andrews et al., 2009, 2010b) a una distanza di 20 AU vanno da 10 a 100  $g/cm^3$ , mentre per i valori a raggi più interni si hanno forti incertezze a causa della difficoltà di osservazione, data dal fatto che l'emissione è otticamente spessa in questa zona. La densità tra 5 e 10 AU è molto alta, abbastanza da





**Figura 2.1:** Densità superficiali radiale di dischi di stelle di classe YSO II. I modelli seguono un andamento esponenzialmente decrescente col raggio (in prima approssimazione). Le zone più scure rappresentano il confronto con le densità medie della MMSN in corrispondenza di Saturno, Urano e Nettuno (J.P. Williams e L.A. Cieza, 2011).

schermare il piano centrale del disco (**midplane**) da raggi cosmici e fenomeni di fotoevaporazione. Sembrerebbe inoltre che in questa regione la frazione di ionizzazione del gas sia molto bassa, così che la materia sarebbe disaccoppiata dal campo magnetico ed eviterebbe di subire effetti di *instabilità magnetorotazionali* (trattate in seguito). Per dedurre le caratteristiche fisiche di questa zona dei dischi protoplanetari è necessario richiedere una risoluzione maggiore di quella attuale, e in futuro sarà sicuramente di grande interesse l'analisi di queste regioni poichè si trovano entro raggi ( $\leq 20$  AU) dove sono osservati moltissimi pianeti extrasolari, soprattutto di tipo terrestre.

### 2.3 Altezza di scala

Dall'analisi delle silhouette dei dischi (Burrows et al. 1996, Stapelfeldt et al. 1998; Smith et al. 2005) si nota come la loro estensione nella direzione perpendicolare a quella radiale aumenti col raggio. Questa estensione è caratterizzata dall' **altezza di scala**  $H(R)$ , un parametro essenziale per l'analisi sia della struttura termica e chimica che dell'ionizzazione. Inoltre è fondamentale nello studio dell'evoluzione dei dischi, poichè le loro parti esterne, che hanno un'altezza di scala maggiore e sono meno dense, soffrono di effetti di fotoevaporazione molto più intensi rispetto alle parti interne.

L'altezza di scala dipende principalmente dal contrasto tra la pressione termica del disco e la componente verticale della gravità della stella. A sua volta la temperatura dipende dalla quantità di radiazione stellare che è intercettata dal disco, e quindi dalla sua geometria. La risoluzione di queste equazioni accoppiate, proposta da Chian e Goldreich (1997), è una legge di potenza che lega l'altezza di scala direttamente al raggio:  $H(R) \propto R^h$ , ove

$h \simeq 1.3-1.5$ .

La densità di un disco senza asimmetrie azimutali e in equilibrio idrostatico è correlata al raggio e all'altezza di scala dalla relazione:

$$\rho(R, Z) = \frac{\Sigma(R)}{\sqrt{2\pi}H} \exp\left(-\frac{Z^2}{2H^2}\right) \quad (2.6)$$

dove  $Z$  è l'altezza totale del disco.

## 2.4 Profili di velocità

Le masse dei dischi sono molto inferiori rispetto a quelle della stella, come già affermato. Ci si aspetta allora che il moto dei dischi sia *kepleriano*, come confermano i dati sperimentali ricavati dalle analisi delle righe di assorbimento della CO (Koerner, Sargent e Beckwith, 1993). La stessa tecnica è applicata a dischi appartenenti a classi di tipo 0, I e II e in ogni caso il moto kepleriano è confermato (Qi et al., 2004). Poichè non vi è più alcun significativo accrescimento del disco oltre la fase II ci si aspetta che questo tipo di moto venga mantenuto anche nelle fasi successive di vita del disco.

Osservazioni ad alta risoluzione spettrale (Hughes et al., 2010) mostrano che le velocità in zone turbolente dei dischi non superano mai quella del suono: questo impedisce che gli urti tra i grani di polvere siano distruttivi; al contrario le basse velocità permettono una facile condensazione e crescita di questi, fino alla formazione dei planetesimi.

## 2.5 Asimmetrie azimutali

Finora abbiamo considerato variazioni di proprietà dei dischi solo lungo la coordinata radiale e quella verticale al piano, supponendo che lungo la coordinata azimutale, ossia quella sul piano del disco e ortogonale a quella radiale, l'aspetto sia simmetrico. Generalmente non è così, e si parla allora di *asimmetrie azimutali*.

Non consideriamo asimmetrie dovute alla presenza di altre stelle: gli effetti gravitazionali di stelle esterne sono generalmente trascurabili (a meno di sistemi stellari doppi o multipli) a causa della grande distanza dalla stella con un disco rispetto alla dimensione del disco stesso, anche negli ammassi stellari più densi.

Eventuali asimmetrie interne a un sistema possono essere dovute all'alto rapporto tra la massa del disco e quella della stella per stelle di tipo **Herbig Ae/Be**, che corrispondono alla fase T-Tauri di stelle di tipo spettrale A e B, con masse  $M \geq 2M_{\odot}$ . Svariate osservazioni (Grady et al., 1999; Fukagawa et al., 2004; Corder, Eisner e Sargent, 2005) nell'ottico e nel vicino IR hanno mostrato il formarsi in questi dischi di strutture a spirale che tipicamente non sono osservate per stelle di massa inferiore. Queste possono comportare deviazioni dal moto kepleriano visto in precedenza, generate probabilmente da flussi di materiale lungo questi bracci di spirale o da un'altra stella non vista, che renderebbe binario il sistema (Lin et al. 2006; Piètu, Guilloteau e Dutrey 2005). Questo campo di studi richiede però maggiori risoluzioni per essere osservato, ed è uno dei prospetti più interessanti per osservazioni future.

## 2.6 Composizione

Così come il mezzo interstellare, i dischi protoplanetari sono composti sia da gas che da polveri. Le percentuali sono però diverse rispetto all'ISM, e le due componenti si differenziano molto dal punto di vista osservativo ed evolutivo.

### 2.6.1 Polveri

Nonostante rappresenti una piccola frazione della massa del disco ( $\sim 1\%$ ), la polvere è molto più efficiente del gas nell'assorbire radiazione, che riemette tipicamente nell'infrarosso, e quindi domina dal punto di vista dell'opacità. Nell'ISM la polvere è perlopiù composta da silicati con dimensione  $a \leq 0.1 \mu\text{m}$  e da idrocarburi policiclici aromatici (PAH) (Draine, 2003).

Nel tempo in cui una nube collassa e forma il disco, delle molecole gassose si possono aggregare ai grani di polvere, producendo delle ricoperture ghiacciate sopra di essi (Bergin e Tafalla, 2007). Questi possono ulteriormente aggregarsi tra loro, aumentando ancora le proprie dimensioni (Blum e Wurm, 2008). Si vedrà in seguito la crescita dei grani.

### 2.6.2 Gas

Nell'ISM e nelle fasi iniziali di vita dei dischi protoplanetari, il gas costituisce il 99 % della massa totale. Tuttavia è molto più difficile da rilevare poichè le particelle emettono solo a determinate lunghezze d'onda, e ciò richiede l'applicazione di spettroscopia ad alta risoluzione. Inoltre per le zone più interne, per le righe in cui l'emissione della polvere è otticamente spessa, è possibile osservare il gas solo nel caso in cui la sua temperatura di eccitazione è diversa da quella della polvere.

Alle tipiche condizioni di bassa temperatura e relativamente alta densità dei dischi, la componente primaria è l'idrogeno molecolare  $H_2$ . Dalle analisi delle sue righe di emissione, si trova la sua temperatura a un certo raggio al quale viene osservato, e si nota che questa è tipicamente molto superiore a quella della polvere circostante. Questo significa che gas e polveri sono disaccoppiati tra loro, e quindi almeno nella fase iniziale le due componenti seguono evoluzioni differenti. In particolare il gas è soggetto sia all'emissione di raggi UV e X provenienti dalla protostella sia all'azione di onde d'urto dovute alla caduta di materiale dall'involucro esterno al disco (Bitner et al., 2008).

Un'altra componente importante è l'idrogeno ionizzato [H I], dovuto alla dissociazione dell' $H_2$  (Kamp, Freudling e Chengalur, 2007), ma è attualmente difficile da osservare. Altre componenti osservabili sono l'[O I], derivante dalla dissociazione di molecole di OH (Kamp, Freudling e Chengalur, 2007), il [Ne II] (Güdel et al. 2010), e svariate molecole organiche, come  $C_2H_2$ ,  $HCN$  e  $CO_2$  (Lahuis et al., 2006; Carr e Najita, 2008). In particolare la temperatura di eccitazione di queste ultime è tale da collocarle in una zona compresa tra circa 3 e 6 AU nel disco. Viene osservata anche l' $H_2O$ , ma generalmente le righe sono molto deboli e da ciò si deduce che in buona parte l'acqua possa trovarsi sottoforma di ghiaccio attorno ai grani di polvere. Molte altre molecole, come il  $CO$ , sono state trovate osservando il gas nel regime millimetrico e sub-millimetrico, dove avvengono transizioni a basse energie corrispondenti alle rotazioni di queste molecole. Per quanto riguarda il midplane delle zone più esterne dei dischi, le loro condizioni chimiche e fisiche possono essere dedotte dall'osservazione di gas a temperature di condensazione molto basse, come il  $N_2H^+$  (Qi et al. 2003, Dutrey et al. 2007; Öberg et al., 2010). È da notare inoltre che le temperature più fredde delle stelle (e conseguentemente dei dischi) di tipo T-Tauri rispetto alle Herbig permette ai dischi delle prime di avere una composizione chimica molto più ricca, specialmente nel midplane.

L'analisi completa della chimica di un disco protoplanetario richiede una modellistica molto avanzata: la complessità è tale che non esiste un'unica descrizione della distribuzione dei materiali e della massa all'interno di un disco. Tuttavia dalle osservazioni e da analisi spettroscopiche è possibile affermare che la zona più interna, il midplane, è generalmente la più fredda e la più ricca di componenti a parità di raggio: la temperatura aumenta

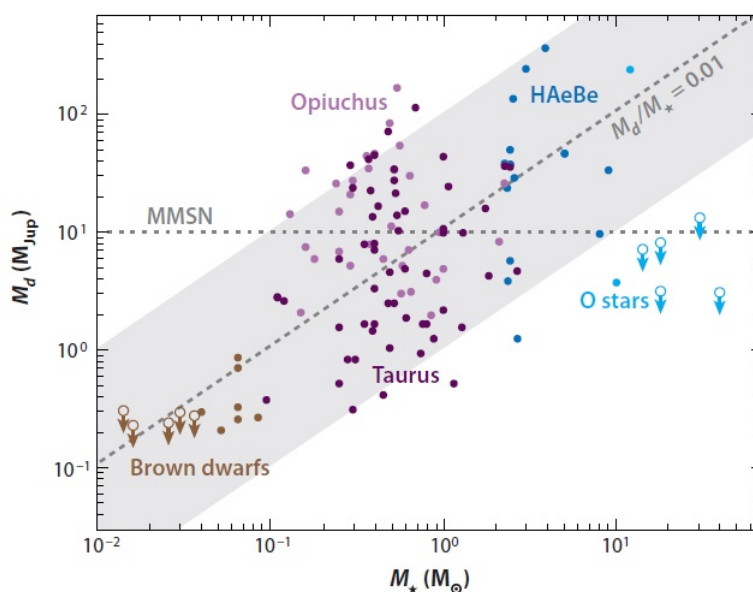
con l'altezza, e a pari passo diminuisce prima la quantità di molecole e poi quella di atomi neutri, aumentando il numero di ioni. Lo spostamento in altezza di grani di polvere produce invece la sublimazione o la condensazione dei loro ricoprimenti di ghiaccio.

## 2.7 Dipendenze dalla massa della stella centrale

I dischi protoplanetari si osservano per stelle con masse molto diverse tra di loro: eccessi di radiazione infrarossa si osservano dalle nane brune alle stelle Herbig (Luhman et al., 2005). Quello che si nota è che la massa del disco tende ad aumentare in modo lineare con la massa della stella, mantenendo un rapporto medio  $M_d/M_* \simeq 0.01$  per quasi tutti i tipi di stelle (e.g., Natta, Grinin e Mannings, 2000).

La validità di questa relazione non sussiste più nel caso di stelle molto massicce, di classe spettrale O. Si nota un'assenza di emissione da parte del disco nel (sub)millimetrico per stelle con  $M_* \geq 10M_\odot$ , per le quali la formula sopra citata dà quindi un risultato pari a  $10^{-4}$  (Mann e Williams, 2009b). Questo potrebbe essere dovuto al forte vento stellare generato da questo tipo di stelle, che tenderebbe a far evaporare molto rapidamente il disco che si sviluppa attorno ad essa ancora prima che la stella diventi visibile nell'ottico, oppure il disco potrebbe non essere rilevabile a causa di un meccanismo di formazione diverso e ancora sconosciuto (Zinnecker e Yorke, 2007). Di seguito un grafico che riporta quanto appena descritto.

Un altro effetto che dipende dalla massa della stella centrale è la struttura del disco: nel caso di stelle di piccola massa le osservazioni mostrano altezze di scala ridotte rispetto a dischi di stelle di massa maggiore (Szűcs et al., 2010).



**Figura 2.2:** Massa di dischi protoplanetari  $M_d$  a confronto con la massa della stella  $M_*$  a cui sono associati. Per quasi tutti i tipi di stelle si nota una relazione lineare tra queste, con coefficiente di proporzionalità pari a 0.01. Per le stelle O si nota come questa relazione non sia più valida: le masse dei dischi sono considerevolmente minori ( $M_d/M_* \simeq 10^{-4}$ ) (J.P. Williams e L.A. Cieza, 2011).

## Capitolo 3

# Tempi di vita

Un parametro fondamentale per lo studio dell'evoluzione temporale dei dischi protoplanetari è il *tempo di vita* stesso del disco. Questo infatti ci fornisce i tempi scala dei processi fisici che guidano l'evoluzione e ci fornisce dei vincoli sulla possibilità per cui attorno a una certa stella si formino pianeti.

Per ricavare i tempi di vita si osserva la polvere piuttosto che il gas, in quanto molto più facile da rilevare nonostante sia la minore componente, come già affermato. La luce stellare viene processata dai grani di polvere e riemessa in un range di lunghezze d'onda che va da  $1 \mu m$  a  $1 mm$ , ossia ricopre tutta la fascia infrarossa dello spettro elettromagnetico. Maggiore è la lunghezza d'onda riemessa, minore sarà l'energia della radiazione: ciò implica temperature più basse e maggior distanza dalla stella. È possibile tracciare una mappa del disco mettendo in corrispondenza diversi raggi con diverse lunghezze d'onda.

Analizzando la radiazione nel vicino infrarosso si scandaglia la parte del disco più vicina alla stella ( $R \leq 0.1$  AU): il tempo di vita di questa zona si analizza studiando l'eccesso di radiazione **near IR** in funzione dell'età stellare. Dalle osservazioni (Strom et al., 1989) si nota che circa il 60-80% delle stelle più giovani di 1 Myr (che è anche l'età dell'eventuale disco associato, ovviamente) presenta un eccesso di radiazione near IR, e lo stesso vale per non più del 10% di stelle più vecchie di 10 Myr. Ad ogni modo, quanto trovato dalle osservazioni ci porta a dedurre che l'accrescimento del disco interno diminuisce già a partire da un'età minore di 1 Myr e può già esaurirsi entro 10 Myr.

Il numero di dischi osservati con presenza di zone interne, specialmente negli ammassi stellari in formazione, è concorde con la distribuzione dei tempi di vita medi dei dischi nella loro interezza, che si aggira in media tra 2 e 3 Myr.

Bisogna comunque considerare che questa prima stima dell'età della parte interna dei dischi è fortemente correlata alla stima dell'età della stella e alle incertezze sui suoi tempi di formazione, che non sempre sono facili da ricavare e possono essere affette da grandi errori.

Analogamente i tempi scala della dissipazione delle zone intermedie ed esterne possono essere ricavati dall'analisi dell'eccesso nel medio e nel lontano infrarosso (**mid IR** e **far IR**) su diversi ammassi stellari di età diverse.

Di seguito sono riportati in Tabella 3.1 i dati del telescopio *Spitzer* sulla percentuale di stelle a varie età che presentano un disco protoplanetario entro un raggio di 5 AU (dati di Winston et al. 2007; Gutermuth et al., 2008; Lada et al., 2006; Sung, Stauffer e Bessell 2009).

Osservazioni alla lunghezza d'onda di  $24 \mu m$  sono state effettuate su svariate WTTS (Padgett et al., 2006; Cieza et al., 2007; Wahhaj et al., 2010). I flussi a questa lunghezza d'onda sono sensibili a piccole quantità di micropolveri (fino a  $1 M_{\oplus}$ ), che vengono rilevate

Età dell'ammasso	Frazione di dischi
$\leq 1$ Myr	70-80 %
2-3 Myr	40-50 %
5 Myr	20 %
8-10 Myr	5 %

**Tabella 3.1:** Percentuale di dischi protoplanetari con presenza di zone interne (fino a 5 AU) in funzione dell'età degli ammassi stellari osservati.

a distanze di decine di AU dalla stella centrale, suggerendo che una volta che l'accrescimento della stella si arresta e che il disco interno viene dissipato, anche le zone esterne debbano avere una vita molto breve, si suppone dell'ordine di  $\sim 0.5$  Myr. Questo fatto sembra essere confermato da osservazioni nel (sub)millimetrico (Andr e e Montmerle 1994; Andrews e Williams, 2005, 2007a).

Il problema qui proposto   noto come il **problema del doppio tempo scala**: com'  possibile che tutto il materiale del disco compreso tra  $0.1 \leq R \leq 200$  AU possa sopravvivere per un tempo dell'ordine di qualche milione di anni e poi venire espulso (o comunque dissipato) in soli 0.5 Myr? Modelli fisici evolutivi che comprendano la combinazione di azione di forze viscosi e di fenomeni di fotoevaporazione riproducono molto bene questo comportamento dei dischi (Alexander, Clarke e Pringle, 2006a,b).

All'incirca il 50% delle WTTS pi  giovani di 1-2 Myr non possiede un disco, quindi una significativa frazione di stelle di pre-sequenza principale perde il proprio disco in meno di un milione di anni. Nessuna WTTS con et  superiore a 10 Myr sembra possedere un disco. Inoltre molti dei dischi delle WTTS hanno luminosit  molto basse, pari a circa 1/1000 di quella della stella. Questi valori sarebbero pi  consistenti con le luminosit  tipiche di *dischi di detriti* (ossia dischi molto avanzati e quasi completamente privi di gas) piuttosto che di dischi nelle loro prime fasi di vita.

Da queste e da altre osservazioni si conclude dunque che per stelle di tipo solare c'  un'ampia dispersione nei tempi di vita dei dischi, che 10 Myr   un limite superiore alla loro vita e che c'  una notevole sovrapposizione nella distribuzione di et  tra i dischi primordiali e i dischi di detriti.

### 3.1 Dipendenze dalla massa della stella

Per ottenere una dipendenza del tempo di vita di un disco protoplanetario dalla massa della stella centrale a cui   associato   utile effettuare studi su ammassi di stelle coeve e di diverse masse. Dati osservativi di Carpenter et al. (2006) effettuati su un ammasso di 5 Myr di et  indicano che circa il 20% delle stelle di tipo K e M ( $0.1-0.2 M_{\odot}$ ) possiedono un disco primordiale otticamente spesso, mentre nessuna delle stelle G o F ( $1.2-1.8 M_{\odot}$ ) lo presenta.

Se ne deduce che la vita dei dischi attorno a stelle di massa solare o minore   dell'ordine dei 10 Myr, mentre si riduce di circa la met  per stelle di massa pi  alta. Questa tendenza   dovuta a un accrescimento pi  rapido nella fase di formazione e a forze dissipative (in particolare radiazione e vento stellare) pi  efficienti a causa della maggiore energia dei fotoni emessi dalla stella stessa (Calvet et al., 2005; Garcia Lopez et al., 2006; Hillenbrand, 2008).

Per quanto riguarda oggetti molto poco massicci, ossia le nane brune, le statistiche attuali sono ancora molto limitate. Si osserva che circa il 40-50 % di queste possiedono un disco, ma le incertezze vanno dal 10 al 20 % (Luhman et al., 2005; Guieu et al., 2007; Monin et

al., 2010). I tempi scala di dissipazione di questi dischi sembrano essere dello stesso ordine di quelli associati a stelle solari.

## 3.2 Fattori ambientali

I dischi protoplanetari sono osservati negli ambienti più variegati: da singole stelle isolate (o comunque in zone con nubi molecolari poco massicce e poco densamente popolate) ad ambienti con una densità di stelle molto alta, ovvero ammassi molto massicci e compatti. Tenuto conto del fatto che le grandezze dei dischi sono dell'ordine delle centinaia di AU, e che le distanze tra le stelle, anche negli ammassi più densi, sono dell'ordine del parsec o di sue frazioni, e tenendo conto che  $1 \text{ pc} = 206265 \text{ AU}$  si ignora la possibilità di scontri diretti tra stelle e/o dischi.

Tratteremo nel seguito alcuni fattori non interni ai dischi, detti *fattori ambientali*, che possono comunque influenzare la loro evoluzione e i loro tempi di vita: tra questi abbiamo la presenza di sistemi binari o multipli di stelle, la radiazione provocata da stelle esterne vicine o molto brillanti e la metallicità iniziale della nube.

### 3.2.1 Sistemi binari

All'incirca metà delle stelle di campo sono in realtà sistemi binari (o multipli) di stelle (Raghavan et al., 2010), spesso in rotazione l'una rispetto all'altra. L'interazione gravitazionale tra di esse provoca fenomeni di risonanza che influenzano pesantemente la struttura del disco che si forma attorno ad esse. Se in origine si tende ad avere la formazione di due dischi coplanari per entrambe le stelle, questa configurazione risulta immediatamente instabile e il bordo esterno di entrambi i dischi viene spazzato via a causa delle forti interazioni gravitazionali, che tendono a fondere i due dischi e creare un unico anello (dotato quindi di un bordo interno) che circonda entrambe le stelle (Artymowicz e Lubow, 1994). Se  $a$  è il semiasse maggiore dell'orbita ellittica delle due stelle una attorno all'altra, il raggio a cui si delinea il bordo interno di ogni disco individuale è dell'ordine di  $0.3-0.5 a$  (pari a 10-15 AU in media) (Papaloizou e Pringle, 1977). I loro tempi di vita sono pari a circa il 10 % rispetto a dischi che si formano su una singola stella.

### 3.2.2 Fotoevaporazione dovuta a stelle esterne

Da una singola nube molecolare possono formarsi migliaia di stelle, attorno alla maggior parte delle quali si forma un disco protoplanetario: se tra tutte queste si forma anche una stella molto massiccia di classe O, le stelle più vicine ad essa possono subire gli effetti dell'intensa radiazione UV emessa da questa, che può essere di svariati ordini di grandezza superiore rispetto a quella dovuta al mezzo interstellare.

Questa radiazione ha l'effetto di far evaporare le regioni meno legate gravitazionalmente di dischi attorno ad altre stelle, introducendo quindi effetti di asimmetrie azimutali a seconda delle posizioni relative tra le due stelle. Se particolarmente intensa e in una direzione adeguata, la radiazione può far evaporare molto rapidamente anche le zone più interne di un disco; in questo caso si avrebbe un aumento molto rapido in queste zone del rapporto *dust-to-gas*, che può essere visto come un innesco del processo di formazione di planetesimi (Throop e Bally, 2005). Questo tipo di evaporazione è stato utilizzato per spiegare l'improvviso calo di densità superficiale nella *fascia di Kuiper*, una fascia di asteroidi che si trova nel nostro sistema solare a circa 50 AU dal Sole.

### 3.2.3 Metallicità

Attualmente sono pochi gli studi che discutono gli effetti sull'evoluzione dei dischi in base alla metallicità della nube da cui sono originati. È noto che la metallicità della stella è correlata con la presenza di pianeti gioviani (di massa simile o superiore a  $1 M_{Jup}$ ) caldi, ossia che ruotino vicino alla stella stessa (Valenti e Fischer, 2005). Questo può essere causato da un maggior tasso di formazione di planetesimi a causa del numero maggiore di elementi pesanti (Johansen, Youdin e Mac Low, 2009).

Sembra inoltre che la metallicità giochi un ruolo importante nei tempi di vita dei dischi, in particolare delle zone interne: la frazione di dischi con parte interna è molto minore se le zone in cui si formano hanno una bassa metallicità, come nelle zone più esterne della galassia. Questo è correlato al fatto che gli elementi metallici sono più pesanti e quindi richiedono una maggiore potenza da parte di fenomeni evaporativi per essere spazzati via dal disco (Yasui et al., 2009, 2010; Ercolano e Clarke, 2010).



## Parte II

# Evoluzione temporale di dischi protoplanetari



## Capitolo 4

# Trasporto del momento angolare

Le osservazioni di dischi protoplanetari indicano che questi sono geometricamente sottili ( $h \ll r$ ) e con massa  $M_d \ll M_*$ . In queste condizioni i loro modelli evolutivi si basano sulla teoria di dischi di accrescimento sottili (Pringle, 1981), nella quale possiamo considerare che:

- i gradienti radiali di pressione sono trascurabili;
- la velocità angolare del fluido è quella di un corpo con orbita kepleriana attorno a un'altro molto più massiccio:  $\Omega_K = \sqrt{GM_*/r^3}$ ;
- il momento angolare  $l$  è una funzione crescente col raggio, con una proporzionalità  $l \propto \sqrt{r}$ .

Confrontando i valori del momento angolare specifico  $j$  durante il collasso della nube molecolare con quello di un sistema planetario (come il sistema solare) si nota una profonda differenza: esso cala di 3-4 ordini di grandezza, passando da  $j \simeq \Omega_K R_J^2 \simeq 10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  (con  $R_J$  il raggio del core della nube che collassa) a  $j \simeq \Omega_b R_*^2 \simeq 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , dove  $R_*$  è il raggio della stella, e  $\Omega_b$  la sua velocità angolare massima che può avere, oltre la quale non potrebbe esistere stabilmente.

Quindi la teoria dell'accrescimento richiede che **il gas in accrescimento debba perdere momento angolare**, e la problematica più severa per determinare l'evoluzione dei dischi è capire perchè questa perdita avvenga e in quale modo.

Sono stati identificati due principali meccanismi: il momento angolare può essere ridistribuito all'interno dei dischi, secondo il **modello viscoso**, oppure può essere perso attraverso **modelli di frenamento magnetico**.

### 4.1 Modello viscoso

Per un disco sottile, la struttura idrostatica verticale differisce in modo significativo da quella radiale. Considerando questo disaccoppiamento, l'evoluzione temporale della densità superficiale  $\Sigma(r, t)$  per un disco piano e senza asimmetrie azimuthali soddisfa la seguente relazione (Frank, King e Raine, 2002):

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{1/2}) \right] \quad (4.1)$$

premesso che si trascurino perdite di massa e momenti torcenti. L'equazione vale per un fluido con viscosità  $\nu$  e deriva dalle equazioni di conservazione della massa e del momento

angolare. Le soluzioni all'equazione (4.1) mostrano che il gas provvede all'accrescimento della stella a piccoli raggi, mentre si distribuisce in modo uniforme per raggi più alti, in conformità a quanto già detto riguardo la formazione dei dischi di accrescimento.

Possiamo stimare la perdita di energia (per elemento di superficie) del disco dovuta a una turbolenza locale come

$$Q_+ = \frac{9}{8}\nu\Sigma\Omega_K^2 \quad (4.2)$$

A raggi in cui il disco può essere considerato in uno stato stazionario, ossia oltre un certo valore  $r_{in}$  assunto come il raggio oltre il quale non vi è presenza di momenti torcenti significativi (cioè  $\frac{\partial\Omega_k}{\partial r} = 0$ ), valgono le seguenti relazioni riguardanti la densità superficiale e la temperatura effettiva  $T_{eff}$ , ovvero la temperatura superficiale del disco (ammesso che emetta come un corpo nero, seguendo la legge di Planck):

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[ 1 - \sqrt{\frac{r_{in}}{r}} \right] \quad (4.3)$$

$$T_{eff}^4 = \frac{3GM_*\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \left[ 1 - \sqrt{\frac{r_{in}}{r}} \right] \quad (4.4)$$

dove  $\dot{M}$  è il tasso di perdita di massa e  $\sigma$  la costante di Stefan-Boltzmann.

È da notare che con le assunzioni fatte finora abbiamo avuto la possibilità di calcolare solo la temperatura effettiva del disco: per procedere oltre è necessario calcolare la viscosità  $\nu$ . Un approccio classico per il calcolo è di postulare una semplice relazione tra la viscosità e alcune proprietà del flusso definite localmente. Una tra le possibili, tratta da Shakura e Sunyaev (1973) è la seguente:

$$\nu = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega_K} = \alpha c_s h \quad (4.5)$$

con  $c_s$  la velocità del suono nel fluido e  $h = c_s/\Omega_K$  è l'altezza di scala del disco (deriva dalla condizione di equilibrio idrostatico). Il parametro  $\alpha$  è una funzione adimensionale che misura la forza della turbolenza locale, e si può misurare tramite osservazioni; è dato da una somma pesata sulla densità di tre diversi tipi di stress che si instaurano in una turbolenza: idrodinamico (o di Reynolds), magnetico (o di Maxwell) e gravitazionale (R. Alexander, 2011).

Questa descrizione della viscosità risulta in un certo senso molto comoda e semplice da utilizzare: infatti con solo un parametro ( $\alpha$ ) è possibile costruire sia la struttura termica (4.2) che quella evolutiva (4.1) del disco. La fedeltà di queste deve però essere riprodotta dalle osservazioni, che permettono di capire se questo modello di viscosità sia utilizzabile o meno.

#### 4.1.1 Modelli ad $\alpha$ costante

L'approccio più semplice per costruire modelli di disco viscoso è considerare il parametro  $\alpha$ , legato direttamente alla viscosità dall'equazione (4.5), come una costante. Costruire un modello  $\alpha$  di un disco protoplanetario richiede di determinare la struttura verticale del disco in funzione di  $\Omega_K$ ,  $\Sigma$  e  $\alpha$  stesso, tenendo conto inoltre dell'opacità, del trasporto di energia tra il midplane del disco e la fotosfera della stella e di eventuali flussi di radiazione esterni. Il problema maggiore è rappresentato dall'opacità, che dipende fortemente dall'evoluzione dei grani di polvere, che forniscono il contributo più rilevante.

Il valore di  $\alpha$  può essere determinato dallo studio dell'evoluzione dei tassi di accrescimento stellare (Hartmann et al., 1998) oppure da studi dettagliati di singoli sistemi stellari (Hueso

e Guillot, 2005): da questi metodi si ricava  $\alpha \sim 10^{-2}$ , con forti incertezze. Questi valori sono comparabili con la stima che si ottiene imponendo il tempo scala viscoso (ossia il tempo richiesto dal fenomeno di accrescimento viscoso per variare la densità superficiale di un fattore dell'ordine di un'unità), espresso e rielaborato tramite la (4.5) da

$$t_\nu \simeq \frac{r^2}{\nu} = \frac{1}{\alpha \Omega_K} \left( \frac{h}{r} \right)^{-2}, \quad (4.6)$$

pari a 1 Myr al raggio di 30 AU (con un rapporto  $h/r = 0.05$ ).

I modelli ad  $\alpha$  costante però non forniscono una descrizione completa dell'evoluzione di un disco, perchè non esiste alcun meccanismo di trasporto del momento angolare che permetta ad  $\alpha$  di essere costante in questi oggetti astrofisici. Ad esempio, il trasporto dovuto agli stress generati da processi magnetoidrodinamici (**MHD**) ha un'efficacia che varia in base al grado di ionizzazione, funzione a sua volta di  $T$  e di  $\Sigma$ ; oppure il trasporto tramite l'**autogravità** o **vortici** generati da instabilità barocline dipendono dal *tempo scala di raffreddamento* del disco ( $t_{cool}$ ), definito come:

$$t_{cool} = \frac{\Sigma c_s^2}{2\sigma T_{eff}^4} \quad (4.7)$$

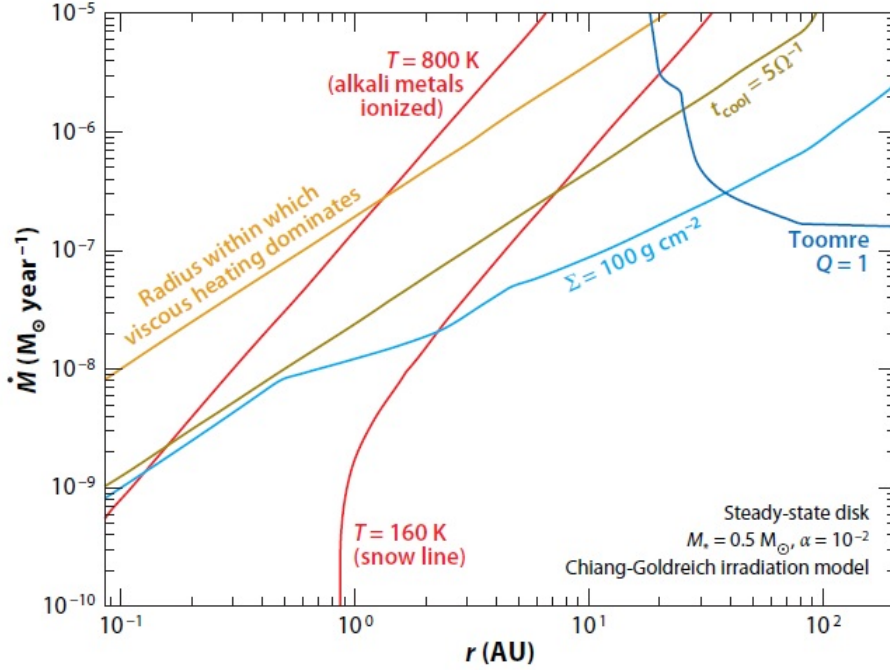
Nonostante ciò, i modelli  $\alpha$  sono utili per avere una prima approssimazione della variazione col raggio di importanti quantità fisiche all'interno del disco, come il tasso di ionizzazione. Dalla Figura 4.1 si nota come varia la collocazione all'interno di un disco di diverse proprietà, significative per determinare dove possono essere efficaci diversi meccanismi di trasporto del momento angolare, con il tasso di accrescimento della stella  $\dot{M}$ , a sua volta legato alla viscosità e quindi al parametro  $\alpha$ . Si nota che:

- l'irradiazione stellare è la sorgente di energia dominante nelle zone esterne, mentre, eccetto per  $\dot{M}$  più bassi, nelle zone interne domina il riscaldamento dovuto ad attriti di origine viscosa (D'Alessio et al., 1998);
- nella regione attorno a  $\sim 1$  AU il disco è piuttosto freddo e denso, e quindi la frazione di ionizzazione sembrerebbe essere molto bassa; tuttavia è necessario valutare con cautela se processi MHD possano trasportare momento angolare in questa regione;
- la variazione del parametro di Toomre, definito come

$$Q = \frac{c_s k}{\pi G \Sigma} \quad (4.8)$$

che descrive la stabilità lineare di un disco come risposta ad instabilità gravitazionali (Toomre, 1964).  $k$  è la *frequenza epicyclica*, ossia la frequenza alla quale oscilla una particella in direzione radiale durante il suo moto orbitale (coincide con  $\Omega_K$  per un disco con profilo di velocità kepleriano). Per raggi abbastanza grandi e per  $\dot{M} \geq 10^{-7} M_\odot yr^{-1}$  si può avere  $Q < 1$  e ciò permette alle instabilità di svilupparsi e crescere;

- il  $t_{cool}$  è elevato per  $\dot{M}$  elevato anche a raggi esterni, mentre lo è solo a raggi interni quando  $\dot{M}$  diminuisce e il contributo della radiazione stellare diventa dominante.



**Figura 4.1:** Collocazione di vari parametri, importanti per stabilire quali processi di trasporto di momento angolare dominano nelle varie regioni del disco, a differenti raggi in dipendenza dal tasso di accrescimento stellare. Tra i più importanti vi sono il limite di temperatura per la ionizzazione dei metalli alcalini (800 K), importante per determinare le condizioni di esistenza di MRI; il raggio entro il quale domina l'attrito viscoso come sorgente di calore piuttosto della radiazione stellare; il raggio dove  $\Sigma$  è tale da permettere al parametro di Toomre  $Q$  di essere pari a 1: oltre tale raggio le instabilità gravitazionali tendono a crescere e a provocare fenomeni di frammentazione (P.J. Armitage, 2011).

## 4.2 Autogravit 

L'autogravit    la forza gravitazionale esercitata da un corpo, o da un insieme di corpi, sui corpi stessi, che permette a questi stessi di restare legati tra loro. L'autogravit    uno dei meccanismi che guidano il trasporto del momento angolare in un disco protoplanetario che si sta raffreddando (Paczynski, 1978). Trascurando i contributi delle forze magnetiche, la stabilit  di perturbazioni in un disco   data dal bilanciamento tra autogravit , forze di pressione (che stabilizzano nelle piccole scale) e forze di taglio, o *shear* (che stabilizzano sulle grandi scale); in particolare, come gi  detto, la stabilit  lineare di un disco a seguito dell'instaurarsi di instabilit  gravitazionali, dovute ad esempio ad asimmetrie azimutali,   data dal *parametro di Toomre*  $Q$  (equazione 4.8). Le instabilit  tendono a crescere quando  $Q < 1 - 1.5$ . Se il peso molecolare medio del gas    $\mu$ , imponendo  $Q = 1$  si ricava che

$$\Sigma > 7.9 \cdot 10^2 \left(\frac{\mu}{2.4}\right)^{-1/2} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}}\right)^{1/2} \left(\frac{r}{10 \text{ AU}}\right)^{-3/2} \left(\frac{T_c}{20 \text{ K}}\right)^{1/2} \text{ g cm}^{-2} \quad (4.9)$$

dove  $T_c$    la temperatura del midplane. Da un altro punto di vista e facendo alcune semplificazioni, assumendo che la massa del disco contenuta entro il raggio  $r$  sia  $M_d(r) \sim \pi r^2 \Sigma$  e ricordando che  $h = c_s / \Omega_K$ , si ricava un'altra condizione che implica la crescita di

un'instabilità a livello locale:

$$\frac{M_d(r)}{M_*} \geq \frac{h}{r} \quad (4.10)$$

Da questa espressione si nota che una perturbazione tende a crescere quando il disco è molto massiccio a grandi raggi. Se l'irradiazione della stella potesse essere ignorata, il modello  $\alpha$  diventerebbe sempre instabile secondo Toomre oltre un certo raggio critico.

Una volta che un disco diventa gravitazionalmente instabile, l'evoluzione successiva si calcola tramite simulazioni numeriche (Laughlin e Bodenheimer, 1994). Sono stati identificati in particolare tre tipi di evoluzione: il disco può porsi in uno stato quasi stazionario di turbolenza autogravitante globale nel quale si formano strutture a spirale che trasportano momento angolare dall'interno verso l'esterno attraverso momenti torcenti gravitazionali (caso di dischi molto massicci) (Lynden-Bell e Kalnajs, 1972), può manifestare episodi molto forti e improvvisi (**bursts**) di accrescimento oppure frammentarsi e dividersi in oggetti distinti; in particolare quest'ultima ipotesi sembra essere un eccellente meccanismo per la formazione di pianeti massicci (Boss, 1997; Stamatellos, Hubber e Whitworth, 2007; Boley, 2009).

Nonostante la stabilità lineare di un disco sia dipendente solo da  $\Sigma$  e  $c_s$ , un'eventuale evoluzione non lineare è fortemente dipendente dalle sue proprietà termodinamiche e radiative (Pickett et al., 1998, 2000; Nelson, Benz e Ruzmaikina, 2000). Premesso che una turbolenza agisca a livello locale (Paczynski, 1978), la soglia per avere condizioni di stabilità (data da  $Q$ ) ci permette di derivare una forma esplicita di  $\alpha(\Sigma, \Omega_K)$ , per poter trattare il disco con un modello  $\alpha$ . Si noti innanzitutto che in un disco riscaldato principalmente da forze viscosi, piuttosto che da irraggiamento, l'equilibrio termico è dato dal bilanciamento tra il suo raffreddamento (espresso dal parametro  $t_{cool}$ ) e il tasso di riscaldamento per unità di area (proporzionale a  $\nu\Sigma\Omega_K^2$ ): le equazioni che esprimono questo equilibrio forniscono una scrittura di  $\alpha \propto (t_{cool}\Omega_K)^{-1}$ , e quindi indirettamente dipendente da  $T_{eff}(\Sigma)$ . Però se l'autogravità è l'unico meccanismo di trasporto del momento angolare, è possibile correlare  $\Sigma$  alla velocità del suono  $c_s$  ponendo  $Q = const. = Q_0$ . Si consideri inoltre la relazione tra la temperatura del midplane e quella effettiva per un disco otticamente spesso (Hubeny, 1990):

$$T_c \sim \tau T_{eff}^4 \quad (4.11)$$

dove  $\tau$ , ossia la profondità ottica tra la superficie del disco e il midplane, è data da  $\tau = \Sigma k/2$ , con  $k = k_0 T_c^\beta$  l'opacità del midplane esprimibile da una legge di potenza della temperatura.

Dati tutti questi presupposti, si ricava che

$$\alpha \sim \Sigma^{4-2\beta} \Omega_K^{2\beta-7} \quad (4.12)$$

L'equazione (4.12) si ottiene supponendo che il trasporto del momento angolare dovuto all'autogravità possa essere trattato come un fenomeno locale. Questa assunzione non è sempre valida, considerando che la gravità è una forza a lungo raggio. In particolare, un disco autogravitante può essere descritto da un modello locale  $\alpha$  se ad ogni raggio la velocità delle onde del modello  $\Omega_p$  coincide con la velocità angolare  $\Omega_K$ . In caso contrario è necessario trattare la dinamica del disco da un punto di vista globale. Ad ogni modo, significativi distacchi tra  $\Omega_p$  e  $\Omega_K$  si identificano solo nel caso in cui  $M_d/M_* \geq 0.5$  (Forgan et al., 2010), ossia in casi molto rari. Spesso l'approssimazione a un modello  $\alpha$  risulta quindi più che lecita.

### 4.2.1 Frammentazione

Le condizioni per avere frammentazione in un disco autogravitante sono legate alla sua struttura termica, in particolare al parametro  $t_{cool}$ . Tempi brevi di raffreddamento permettono al disco di irradiare al di fuori di esso eventuale energia fornita da onde d'urto o turbolenze, così da impedire che il collasso gravitazionale dovuto ad una turbolenza locale possa essere fermato da forze di pressione o di taglio. Forti variazioni di opacità possono cambiare di molto il tempo di scala del raffreddamento, fino a fargli raggiungere il valore critico oltre il quale si presenta la frammentazione. Tuttavia solitamente l'opacità è una funzione lentamente variabile con la temperatura almeno al di sotto del punto di sublimazione delle polveri ( $T \sim 1500 K$ ), temperatura che si raggiunge a raggi oltre i quali l'autogravità è un effetto solitamente presente. Approssimando il disco con un modello  $\alpha$  si calcola che il trasporto del momento angolare al suo interno è stabile e senza fenomeni di frammentazione fino a valori di  $\alpha \sim 0.1$  (Rice, Lodato e Armitage, 2005).

Applicazioni numeriche mostrano come sia possibile, per dischi di piccola massa, descrivere sia il trasporto del momento angolare in un disco autogravitante stabile, sia le condizioni di frammentazione, in funzione solo della velocità angolare e dell'opacità locale. Un risultato fondamentale di queste applicazioni è che la frammentazione non può avvenire nelle parti più interne dei dischi (Rafikov, 2005). In Figura 4.2 si nota questo fatto, e si vede come le regioni in cui si ha frammentazione sono solamente zone esterne; inoltre è richiesto un alto tasso di accrescimento  $\dot{M}$  per l'esistenza di queste zone.

Nell'analisi delle zone di frammentazione finora trattata non si è tenuto conto del fatto che la loro temperatura effettiva è molto bassa, dell'ordine dei 10-20 K. L'irradiazione esterna, anche modesta, può quindi giocare un ruolo importante e tendere a indebolire le instabilità gravitazionali che danno origine al fenomeno (Cai et al., 2008; Stamatellos e Whitworth, 2008, Vorobyov e Basu, 2010). Inoltre anche la metallicità può comportare grandi variazioni nel collocamento di queste zone, a causa del cambiamento di opacità che può comportare. Se questa si riducesse di molto si possono avere zone di frammentazione anche a raggi inferiori a quelli tipici di 50-100 AU; diverse simulazioni numeriche trovano come risultato l'avvenimento di fenomeni di frammentazione anche a  $\sim 10$  AU dal centro (Mayer et al., 2007; Boss, 2008; Cai et al., 2010).

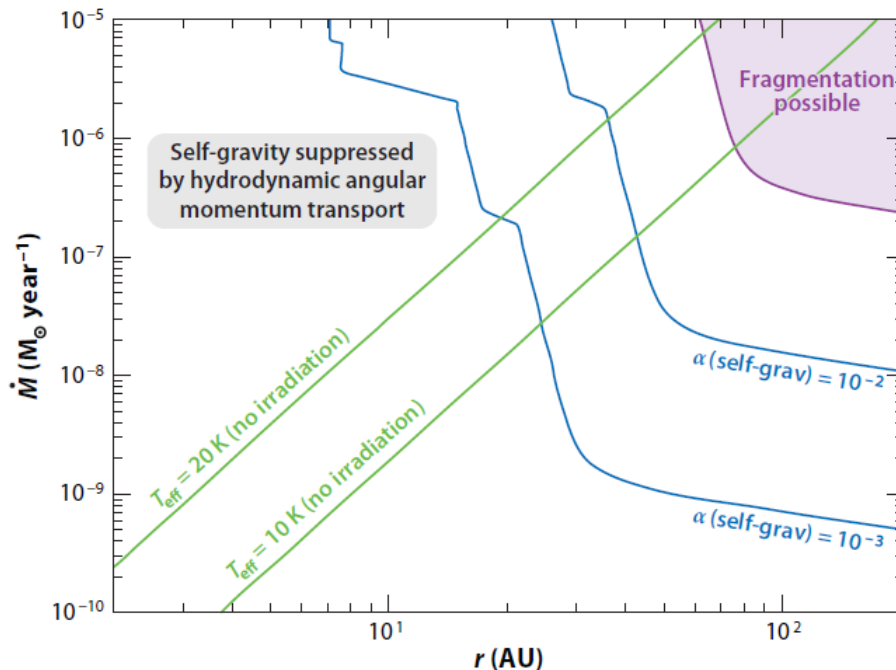
Un disco protoplanetario diventa sempre più spesso otticamente man mano che il raggio diminuisce: il tempo scala di raffreddamento tende ad aumentare col diminuire del raggio, e in questo modo diminuisce anche il valore di  $\alpha$  ( $\propto t_{cool}^{-1}$ ) di un modello approssimabile al disco. In queste zone perturbazioni dovute all'autogravità sono immediatamente eliminate, poichè le forze di pressione che si oppongono ad essa sono più rilevanti, data l'alta densità superficiale.

Per quanto riguarda dischi molto massicci iniziano a dominare effetti globali piuttosto che locali. Questi si manifestano come strutture a spirale, che si instaurano e aumentano di importanza all'aumentare della massa del disco. Nel caso in cui questi siano molto giovani entrano in gioco molti altri fattori che influenzano l'evoluzione dovuta all'autogravità, principalmente effetti dinamici associati all'accrescimento, e quindi all'aggiunta di massa, di momento angolare e di energia termica. Per questi tipi di dischi si può assumere che il disco sia isoterma prima di eventuali fenomeni di frammentazione (Kratte et al., 2010), al contrario dei dischi di piccola massa dove la struttura termica del disco è fondamentale per capire se e come la frammentazione possa avvenire.

Per vedere se la frammentazione possa verificarsi, si può utilizzare un parametro adimensionale:

$$\xi = \frac{\dot{M}_{in} G}{c_s^3} \quad (4.13)$$





**Figura 4.2:** Grafico che mostra le possibili zone dei dischi protoplanetari attorno a stelle di  $1 M_{\odot}$  in cui si possa verificare il fenomeno della frammentazione. Si vede che queste esistono solo a grandi raggi e nel caso di tassi di accrescimento elevati, condizioni necessarie per avere temperature molto basse. Le linee verdi indicano dove la  $T_{eff}$  sarebbe pari a 10 o 20 K senza considerare il contributo della radiazione stellare; le linee blu indicano invece i raggi in cui  $\alpha = 10^{-2} - 10^{-3}$  in funzione del tasso di accrescimento, considerando l'autogravità come l'unico meccanismo di trasporto del momento angolare. Si nota come  $\alpha$  tende a crescere con il raggio (P.J. Armitage, 2011).

dove  $\dot{M}_{in}$  è il tasso di accrescimento del disco e  $c_s$  la velocità del suono. Per un disco autogravitante il tasso di accrescimento è dipendente dal parametro  $\alpha$ : ponendo questo a un valore massimo (tipicamente  $\alpha \sim 1$ ) si ottiene un valore massimo di  $\dot{M}_{in}$  e quindi un corrispondente  $\xi_{max}$ . Tramite metodi numerici è possibile affermare che i dischi per cui  $\xi \leq \xi_{max}$  sono in grado di evitare fenomeni di frammentazione (Kratte et. al, 2010). In conclusione si ha che i dischi possono rimanere stabili fino a masse comparabili con quelle della stella; per  $M_d > M_*$  la frammentazione deve avvenire.

### 4.3 Instabilità magnetorotazionali

Un disco di accrescimento associato dinamicamente a un debole campo magnetico è soggetto ad instabilità che provocano e sostengono turbolenze magnetoidrodinamiche (MHD), le quali a loro volta generano i cosiddetti *stress di Maxwell e di Reynolds* che sono responsabili del trasporto del momento angolare verso l'esterno del disco.

Si parla di instabilità MHD lineari quando è possibile trascurare effetti di secondo ordine, cioè la **diffusione Ohmica**, la **diffusione ambipolare** e l'**effetto Hall**. In questo caso le condizioni necessarie per permettere l'instaurarsi di queste instabilità, dette *instabilità magnetorotazionali* (MRI) sono le seguenti (Balbus e Hawley, 1991, 1998): dato un disco

attraversato da un debole campo magnetico ad esso perpendicolare (lungo l'asse  $z$ ), cioè

$$\frac{B_z}{8\pi} \leq \frac{3}{\pi^2} \rho c_s^2 \quad (4.14)$$

con  $\rho$  la densità del disco, si ha l'instaurazione di MRI lineari locali se vale

$$\frac{d\Omega^2}{dr} < 0 \quad (4.15)$$

Quest'ultima condizione è sempre valida in un disco con profilo di velocità kepleriano, e quindi si ha sempre lo sviluppo di MRI.

Si ritiene che le MRI ideali siano le principali responsabili del trasporto del momento angolare nei dischi non autogravitanti che si formano attorno a nane bianche, stelle di neutroni e buchi neri. Tuttavia nel caso di dischi protoplanetari il gas è freddo, relativamente denso e perlopiù neutro, e questo implica che gli effetti delle turbolenze MHD non ideali siano importanti, e quindi non trascurabili. Questi inoltre agiscono in modo a seconda del raggio  $r$  e dell'altezza  $h$  del disco considerati, quindi in certe zone si avrà prevalenza di un fenomeno rispetto a un altro e viceversa per altre zone.

Si può ritenere che una MRI è destinata a svilupparsi se il *numero magnetico di Reynolds*  $Re_M \geq 1$ . Questo è definito come

$$Re_M = \frac{h v_A}{\eta} \quad (4.16)$$

dove  $v_A$  è la velocità di Alfvén, definita come  $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$  (a seconda dell'intensità del campo magnetico, sarà pari a  $v_A = \epsilon c_s$ ),  $h$  è la dimensione della turbolenza ed  $\eta$  la resistività magnetica del gas, data da:

$$\eta = 234 \left( \frac{n}{n_e} \right) T^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (4.17)$$

cioè crescente con la temperatura e col rapporto tra la densità numerica di gas neutro  $n$  e di elettroni  $n_e$ .

Una stima di questo rapporto in un disco per avere  $Re_M = 1$  (alla distanza di 1 AU), che corrisponde all'instaurarsi di una MRI, è la seguente:

$$\frac{n_e}{n} \sim 5 \cdot 10^{-13} \left( \frac{h/r}{0.05} \right)^{-1} \left( \frac{\epsilon}{0.1} \right)^{-1} \quad (4.18)$$

che in realtà è un numero piuttosto basso, ma comunque molto maggiore del rapporto che si avrebbe considerando una condizione di equilibrio termico a una temperatura di qualche centinaio di K. Ciò significa che (eccetto per le regioni interne del disco, dove  $T$  è sufficientemente alta per avere la ionizzazione dei metalli alcalini) per far sviluppare le MRI è necessario considerare anche l'azione di processi di ionizzazione non termici, come ad esempio il decadimento dell'  $^{26}\text{Al}$ .

I risultati di questi processi non termici danno una frazione di ionizzazione che è dello stesso ordine di quella critica necessaria a sostenere ed amplificare le MRI: per questo determinare la loro importanza nel trasporto del momento angolare all'interno del disco risulta molto complesso ed è necessario analizzare il problema più a fondo. Gli effetti di secondo ordine che sono stati trascurati all'inizio devono ora essere tenuti in considerazione per vedere se le MRI hanno la possibilità di svilupparsi o meno.

Altri problemi che influenzano la frazione di ionizzazione del gas sono l'efficacia di fenomeni come l'irraggiamento X, il decadimento di elementi radioattivi o l'esposizione a raggi

cosmici, che dipendono dalla posizione nel disco considerata. Un altro effetto molto importante ma molto difficile da misurare è l'influenza dei grani di polvere, che tendono ad aumentare di dimensione accumulando particelle di gas sulla loro superficie, modificando la frazione di ionizzazione del gas.

### 4.3.1 Effetti non lineari

Risulta necessario analizzare i tre fenomeni di secondo ordine che possono generare MRI:

- la **diffusione ambipolare (A)**, un fenomeno che tende a separare le concentrazioni di carica positiva e negativa in presenza di un campo elettrico generato da un campo magnetico. È dominante quando il campo magnetico è fortemente accoppiato agli ioni e agli elettroni;
- la **resistività Ohmica (O)**, ossia l'attitudine di un corpo a resistere al passaggio di cariche elettriche, che aumenta all'aumentare della temperatura. Assume importanza quando la conducibilità è talmente bassa da rendere imperfetto l'accoppiamento sia degli elettroni che degli ioni col campo;
- l'**effetto Hall (H)**, ovvero la formazione di un potenziale elettrico ai lati opposti di un conduttore causata dalla presenza di un campo magnetico perpendicolare al passaggio di corrente nel conduttore stesso. È importante in una situazione intermedia, cioè quando il campo è ben accoppiato con gli elettroni ma non con gli ioni.

Determinare l'importanza degli effetti non lineari all'interno del disco non è semplice (eccetto per  $r < 0.1$  AU, dove prevale la ionizzazione per effetti termici), ma si può determinare in quali zone un effetto possa essere più efficace rispetto ad un altro. La relativa importanza, assumendo che la tipica velocità del fluido del disco sia  $\sim v_A$ , dipende solo dalla temperatura  $T$  e dalla densità numerica del gas neutro  $n$  (Balbus e Terquem, 2001):

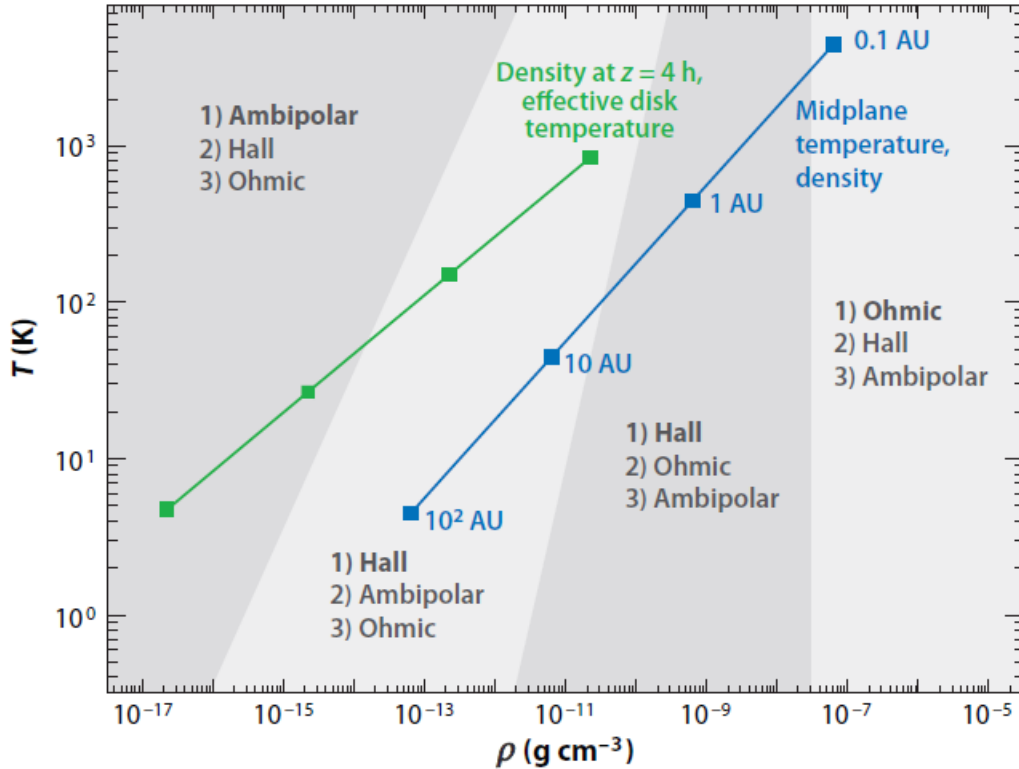
$$\frac{O}{H} = \left( \frac{n}{8 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{v_A}{c_s} \right)^{-1} \quad (4.19)$$

$$\frac{A}{H} = \left( \frac{n}{9 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left( \frac{T}{10^3 \text{K}} \right)^{1/2} \left( \frac{v_A}{c_s} \right) \quad (4.20)$$

In Figura 4.3 si visualizza la relativa importanza dei tre effetti in funzione della temperatura e della densità del disco: si nota come la resistività Ohmica è dominante nelle zone interne del disco, a temperature e densità relativamente alte; la diffusione ambipolare è importante a basse temperature e densità, quindi nelle zone esterne; l'effetto Hall invece domina nelle zone intermedie.

Se la resistività Ohmica è l'unico fattore non ideale che agisce, la crescita della MRI è smorzata finché  $Re_M < 1$  (Jin, 1996; Sano e Miyama, 1999); tuttavia se è presente anche un forte effetto Hall delle perturbazioni possono essere amplificate su scale arbitrariamente piccole (Wardle, 1999; Balbus e Terquem, 2001). Il criterio per fermare l'eventuale nascita di MRI dovute a diffusione ottica è l'aumento di resistività, che si può esprimere tramite un parametro adimensionale, detto *numero di Elsasser*:

$$\Lambda = \frac{v_A^2}{\eta \Omega_K} \quad (4.21)$$



**Figura 4.3:** Effetti non lineari e loro importanza in diverse regioni dei dischi, in funzione della densità  $\rho$  e della temperatura  $T$ . La diffusione ambipolare domina a basse  $\rho$  (raggi esterni), la resistività Ohmica ad alte  $\rho$  (raggi interni), l'effetto Hall in situazioni intermedie (raggi intermedi). La dipendenza dalla temperatura non è invece così rilevante. La linea blu indica l'importanza relativa degli effetti nel midplane, quella verde sulla superficie del disco (P.J. Armitage, 2011).

Quando  $\Lambda \leq 10^{-2}$  la turbolenza viene repressa (Simon e Hawley, 2009).

Per quanto riguarda la diffusione ambipolare, il suo effetto principale è quello di rendere instabile un fluido che sarebbe stabile in condizioni ideali di MHD, nonostante sia un effetto dissipativo. Ad ogni modo, la diffusione ambipolare è repressa una volta che il tempo scala di collisione tra ioni e gas neutro eccede  $\Omega_K^{-1}$ . Come per la resistività Ohmica, è possibile definire un *numero di Reynolds ambipolare*

$$Re_A = \frac{\gamma \rho_i}{\Omega_K} \quad (4.22)$$

per cui una MRI dovuta alla diffusione ambipolare può crescere se  $Re_A > 1$ .  $\rho_i$  è la densità degli ioni e  $\gamma$  è il coefficiente di trascinato, che dipende dal numero di collisioni tra ioni e gas neutro.

Ad oggi la piena comprensione degli effetti non ideali è ancora incompleta, e questa da sola non basterebbe comunque a determinare se una turbolenza MHD possa essere creata e sostenuta nel tempo. Infatti vi sono altri fattori ignoti che influenzano localmente lo svilupparsi di una turbolenza, come il collegamento tra la geometria del campo magnetico esterno al disco e le condizioni di formazione di quest'ultimo.

### 4.3.2 Processi di ionizzazione e ricombinazione

L'importanza dei termini MHD non ideali dipende principalmente dalla conducibilità del gas, e quindi dalla frazione di ionizzazione  $x = n_e/n$  (equazione 4.18).

La ionizzazione è dovuta principalmente a collisioni nella parte più interna dei dischi, per temperature superiori a  $\sim 10^3$  K, corrispondente a  $r \leq 0.1$  AU per modelli  $\alpha$  (Bell et al., 1997). Per le parti più interne dei dischi basta questo per affermare la presenza di MRI.

A raggi superiori a questo la ionizzazione per collisioni è praticamente trascurabile, e il calcolo di  $x$  deve tener conto del bilanciamento tra processi di ionizzazione **non termici** e processi di ricombinazione.

La fonte di ionizzazione più facile da osservare e calcolare è l'emissione di raggi X, che dipende principalmente dalla massa della stella:

$$\log \left( \frac{L_X}{\text{erg s}^{-1}} \right) = 1.54 \log \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) + 30.31 \quad (4.23)$$

per  $0.1M_\odot \leq M_* < 2M_\odot$ .

Le altre cause di ionizzazione, i raggi cosmici e il decadimento di elementi radioattivi, sono più difficili da misurare correttamente. I primi in particolare (Gammie, 1996; Umebayashi e Nakano, 1981) potrebbero anche non fornire alcun contributo se il vento stellare della stella agisce da schermo per il disco, impedendo la loro penetrazione all'interno. Questa ipotesi si basa sul fatto che il vento solare agisce in questo modo all'età attuale del sistema solare, e il vento generato da stelle giovani dovrebbe essere molto più forte e avere quindi un effetto maggiore (Spitzer e Tomasko, 1968).

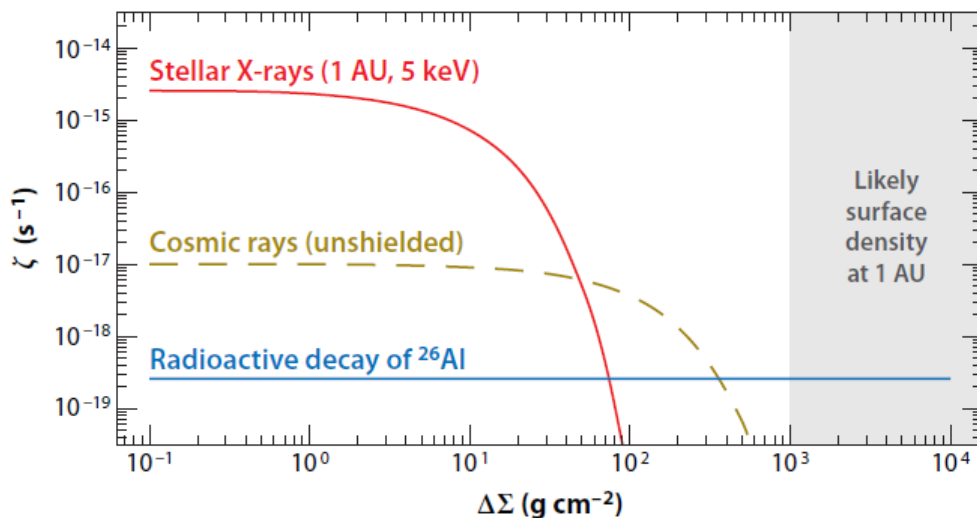
I fenomeni di decadimento radioattivo contribuiscono invece solo se gli isotopi hanno tempi di vita piuttosto brevi (Umebayashi e Nakano, 2009), come nel caso dell' $^{26}\text{Al}$ . Anche su questo però vi sono incertezze, in quanto questo isotopo tende a legarsi a grani di polvere. In Figura 4.4 si notano i vari contributi di questi processi non termici di ionizzazione in funzione della densità di colonna  $\Delta\Sigma$ , che dipende essenzialmente dal raggio. Si noti come già a distanze di  $\sim 1$  AU la densità sia talmente elevata da impedire che questi effetti, eccetto il decadimento radioattivo (che comunque fornisce un contributo relativamente basso), possano agire sul midplane.

Per quanto riguarda la ricombinazione, i principali processi che agiscono nel gas sono:

- reazioni con ioni molecolari, ad esempio  $\text{HCO}^+ + e^- \rightarrow \text{CO} + \text{H}$ ;
- reazioni con ioni metallici che producono fotoni, come  $\text{Mg}^+ + e^- \rightarrow \text{Mg} + \gamma$ ;
- reazioni che trasferiscono carica da ioni molecolari a ioni metallici, ad esempio  $\text{HCO}^+ + \text{Mg} \rightarrow \text{HCO} + \text{Mg}^+$ ;

tutti questi riducono il tasso di ionizzazione  $x$ . Da queste si vede come  $x$  dipenda sensibilmente dalla presenza di metalli nel disco: gli ioni molecolari tendono a combinarsi efficientemente con gli elettroni, ma il procedimento può essere rallentato se la carica viene trasferita su metalli, che hanno un'efficienza minore nella ricombinazione con gli elettroni (Fromang, Terquem e Balbus, 2002).

Un altro fenomeno di ricombinazione è dovuto ai grani di polvere. Questo è relativamente ben conosciuto e la sua efficienza è molto maggiore di quella dovuta ai processi descritti in precedenza, ma presenta enormi incertezze a causa del fatto che si ignora la quantità di grani di piccole dimensioni. Una stima del loro numero si ottiene tramite la distribuzione di Mathis, Rumpl e Nordsieck (1977), per la quale  $N(a) \propto a^{-3.5}$ , dove  $a$  è il raggio delle polveri. Questa stima indica che il numero di particelle aumenta sensibilmente per piccoli



**Figura 4.4:** Tasso di ionizzazione  $\zeta$  in funzione della densità di colonna del gas  $\Delta\Sigma$  per tre diversi fenomeni di ionizzazione non termici. La relazione è esponenziale:  $\zeta \propto r^{-2}e^{-\Delta\Sigma} s^{-1}$ . La radiazione X è dominante a basse densità di colonna, ma cala rapidamente, e già a 1 AU è quasi ininfluenza. Un andamento simile, ma più debole, si ha riguardo l'azione dei raggi cosmici, ammesso che non siano schermati dal vento stellare. Il decadimento radiativo dell'  $^{26}\text{Al}$  invece non dipende da  $\Delta\Sigma$ , ma il suo contributo a  $\zeta$  è molto basso (P.J. Armitage, 2011).

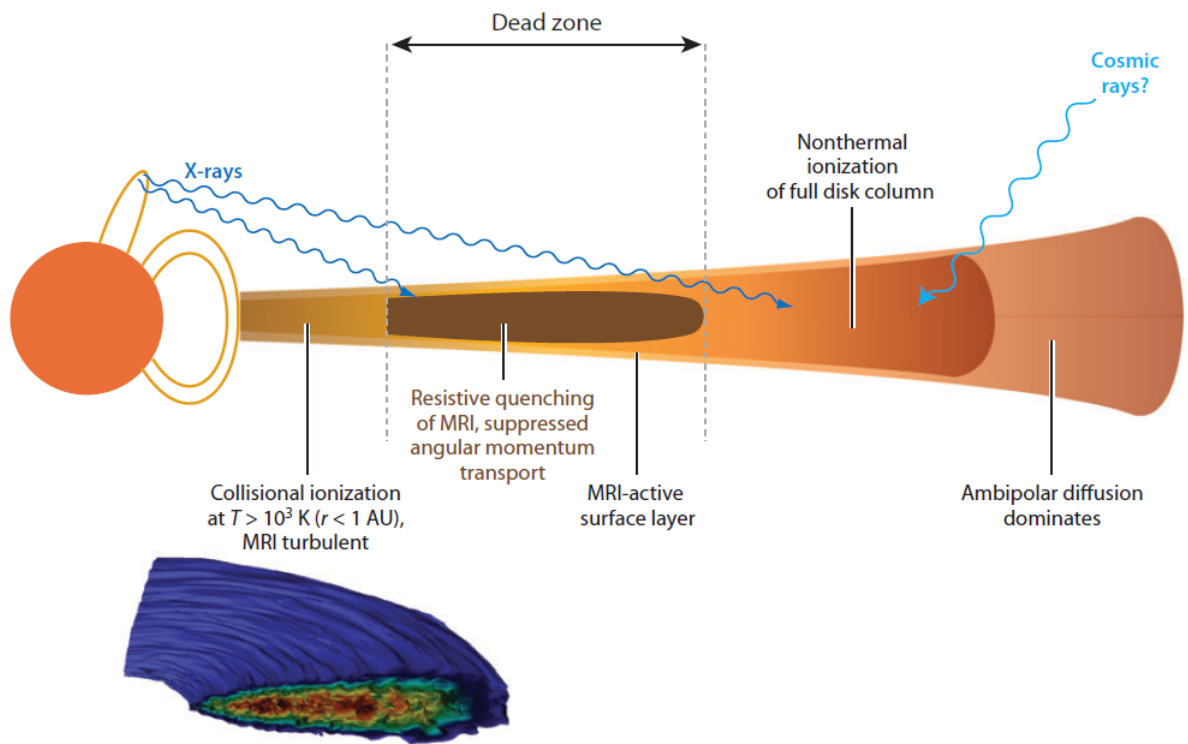
raggi, e sono proprio queste a dominare riguardo i processi di ricombinazione poichè, a parità di massa, la loro superficie è maggiore.

### 4.3.3 Zone morte

Secondo Gammie (1996), un disco in cui il trasporto del momento angolare avviene tramite MRI svilupperebbe una struttura radiale a strati, mostrata in Figura 4.5, secondo tre zone principali:

- una zona **interna**, dove le MRI sono attive e le turbolenze si innescano a causa dell'alta temperatura che ionizza i metalli alcalini. Il bordo esterno di questa regione, che tipicamente si trova a un raggio dell'ordine di 1 AU, tende ad avvicinarsi alla stella col tempo man mano che il tasso di accrescimento decresce;
- una zona **esterna** dove le sorgenti di ionizzazione non termiche riescono ad aumentare abbastanza  $x$  fino a poter innescare le MRI. Il bordo interno di questa zona tende anch'esso ad avvicinarsi alla stella col tempo perchè l'effetto di schermo diminuisce di efficacia al diminuire della densità superficiale;
- una zona intermedia, detta **zona morta**: in questa il midplane è abbastanza freddo e ben schermato per impedire che le MRI possano svilupparsi. L'accrescimento in questa zona si ha solo dalle zone superficiali, la cui profondità dipenderà dall'intensità dei fenomeni di ionizzazione non termici.

Attualmente nessuna osservazione fornisce una prova diretta dell'esistenza delle zone morte, tuttavia le ipotesi teoriche suppongono che nella maggior parte dei casi queste devono



**Figura 4.5:** Stratificazione radiale di un disco protoplanetario. Nella zona interna le MRI si possono sviluppare grazie all'alto tasso di ionizzazione collisionale dovuto all'alta temperatura; nella zona esterna la ionizzazione è dovuta a fenomeni non termici e le MRI si sviluppano comunque. Nella zona centrale le MRI riescono a svilupparsi solo negli strati superficiali, mentre il midplane è abbastanza denso e a temperature relativamente basse così che al suo interno le MRI sono sopresse: è la cosiddetta zona morta (P.J. Armitage, 2011).

esistere. Se il numero di polveri di piccola dimensione fosse molto basso, il tasso di ionizzazione all'interno di questa zona resterebbe comunque alto e la zona morta potrebbe non esistere.

Le zone morte sono molto interessanti per la loro collocazione: il loro confine interno si trova a una distanza  $r \sim 1$  AU, dove è molto alta la probabilità di formazione di **planeti terrestri**: la mancanza di turbolenze MHD potrebbe essere quindi un effetto favorevole alla formazione di planetesimi (Chiang e Youdin, 2010).

Inoltre, la densità superficiale in una zona morta risulta essere molto alta, e questo fattore potrebbe essere fondamentale per l'avvenimento di particolari fenomeni fisici che spiegherebbero improvvisi eventi di fuoriuscite di massa molto rapidi (*outbursts*) (Gammie, 1999; Armitage, Livio e Pringle, 2001; Zhu et al., 2010).

Se queste zone sono inattive per MRI, esistono altri meccanismi al loro interno che trasportino il momento angolare? Turbolenze che agiscono negli strati superiori al midplane potrebbero parzialmente penetrare al suo interno ed esercitare degli stress di Reynolds anche sul gas che è magneticamente inerte (Fleming e Stone, 2003; Oishi e Mac Low, 2009). Inoltre, se campi magnetici radiali si diffondono nel midplane, delle forze di taglio possono generare componenti di campo azimuthali (Turner e Sano, 2008) che, combinate con quelle radiali, possono dare vita a *stress di Maxwell* che innescano meccanismi di trasporto del momento angolare anche nelle zone morte senza che vi siano necessariamente delle turbolenze.

## 4.4 Instabilità barocline e formazione di vortici

L'esistenza di zone morte all'interno dei dischi protoplanetari introduce la necessità di analizzare lo sviluppo di possibili instabilità idrodinamiche che normalmente sarebbero trascurabili rispetto alle MHD, anche se non sono molto efficaci nel trasporto del momento angolare. Ne esistono di due tipi, dovute a cause diverse: le prime sono dovute a forze di taglio, ma queste non sembrano essere destinate a crescere all'interno dei dischi (Lesur e Longaretti, 2005; Ji et al., 2006).

Il secondo tipo di instabilità è invece dovuto alla formazione di **gradienti di entropia instabili**, che generano dei **vortici** in grado di trasportare momento angolare (Klahr e Bodenheimer, 2003).

Diverse simulazioni sono state fatte per comprendere meglio l'origine di questo fenomeno, e si suppone che in un disco un gradiente radiale di entropia linearmente stabile possa diventare instabile in seguito alla generazione baroclinica di vorticità; questa condizione è chiamata *instabilità baroclinica subcritica (SBI)*.

Questa è un'instabilità di carattere non lineare (o subcritica), dovuta all'interazione tra due proprietà termodinamiche del disco: un gradiente radiale di entropia instabile (legato alla stabilità di un flusso convettivo) e il raffreddamento radiativo; se l'interazione tra questi due termini è sufficientemente alta, si ha la generazione baroclinica di vorticità (Petersen, Julien e Stewart, 2007; Lesur e Papaloizou, 2010). Senza raffreddamento radiativo, i vortici potrebbero formarsi comunque ma tenderebbero a dissolversi in tempi molto brevi.

Una SBI che si autoalimenti, e che quindi duri nel tempo, è presente solamente se la diffusione termica avviene in tempi scala nè troppo rapidi, perchè il trasporto verso l'esterno sarebbe ridotto di efficacia, nè troppo lenti, perchè il flusso attorno al vortice diventerebbe adiabatico, annullando il gradiente di entropia necessario a sostenere il vortice stesso. Le instabilità maggiori si hanno per un tempo scala di diffusione dell'ordine di  $10 \Omega_K^{-1}$  (Lesur e Papaloizou, 2010).

Le SBI si formano più facilmente nei dischi densi e giovani, dove il riscaldamento dovuto all'accrescimento delle prime fasi sarebbe dominante rispetto all'irradiazione stellare, e ciò provocherebbe dei gradienti di temperatura molto elevati. Tuttavia la richiesta di avere tempi di raffreddamento radiativo relativamente corti richiede al contrario dischi di piccola massa e poco densi, ossia dischi in fasi di vita già avanzate. Non sembra esserci dunque una fase in cui le SBI possano prevalere come meccanismo di trasporto del momento angolare all'interno di un disco protoplanetario.

I vortici tuttavia sono importanti per un'altra ragione: possono concentrare grandi quantità di particelle solide verso il proprio centro (Barge e Sommeria, 1995; Tanga et al., 1996; Chavanis, 2000), aumentando il rapporto tra materiale solido e gas, condizione che si ritiene fondamentale per la formazione di planetesimi (Johansen, Youdin e Mac Low, 2009).

## 4.5 Convezione

Il meccanismo della **convezione** per il trasporto del momento angolare è un argomento tuttora molto dibattuto.

Una prima ipotesi sosteneva che il trasporto avvenisse come in un modello viscoso con  $\nu = v_c^2 / \Omega_K$  per celle convettive che si muovono con velocità  $v_c$  e di grandezza  $l \sim v_c / \Omega_K$  (Lin e Papaloizou, 1980).

Quest'idea venne in seguito scartata in base a simulazioni successive che ritenevano al contrario che il trasporto del momento angolare dovuto alla convezione avvenisse verso



l'interno del disco; attualmente invece è in fase di riconsiderazione.

Ad ogni modo, i modelli attuali (Lesur e Ogilvie, 2010) suggeriscono che la convezione sia più efficace nel trasporto di *calore* in direzione verticale piuttosto che nel trasporto di momento angolare in direzione radiale, come è facile intuire. È necessaria un'analisi più approfondita di quella odierna del problema se si vuole determinare l'importanza del secondo effetto.

## 4.6 Influenza di pianeti

Le stime dei tempi di formazione dei core di pianeti giganti gassosi (Movshovitz et al., 2010) sono dell'ordine dei tempi di vita dei dischi protoplanetari: tipicamente si pensa a questo fatto come un risultato della dispersione rapida del gas esterno nelle fasi finali di vita del disco, ma in realtà la formazione di pianeti potrebbe essere una causa di questo fenomeno: infatti i momenti torcenti gravitazionali tra un pianeta e il disco di gas sarebbero responsabili del trasferimento di momento angolare verso l'esterno, in un modo simile a un processo viscoso.

L'effetto sembra essere poco rilevante, ma può diventarlo nel caso in cui si abbia la formazione contemporanea di più pianeti.

## 4.7 Effetti di diffusione e di mescolamento

Concludiamo questo capitolo evidenziando il fatto che le turbolenze non hanno l'unico effetto di trasportare momento angolare, ma possono essere anche più o meno efficaci nel rimescolamento dei materiali a vari livelli del disco. È quindi possibile correlare questi due fenomeni, assumendo che un certo tipo di gas, che abbia densità  $\bar{\rho}$ , sia rimescolato verticalmente con un'equazione diffusiva standard:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ D \rho \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{\rho}}{\rho} \right) \right] \quad (4.24)$$

dove  $\rho$  è la densità del disco e  $D$  è un *coefficiente di diffusione*, che ha le stesse dimensioni di una viscosità.

Se vale questo tipo di relazione, allora l'efficienza relativa tra il trasporto del momento angolare e i processi di mescolamento dovuti a una turbolenza è data dal *numero di Schmidt*

$$Sc = \frac{\nu}{D}. \quad (4.25)$$

Se  $Sc > 1$  allora la turbolenza è più efficiente nel trasporto del momento piuttosto che nel mescolamento, viceversa per  $Sc < 1$ .

I tipici valori di  $Sc$  di MRI ottenuti con varie simulazioni per gas e piccoli grani di polvere, i cui movimenti all'interno del disco sono abbastanza simili a quelli del gas, vanno da 1 a 3 (Carballido, Stone e Pringle, 2005; Johansen e Klahr, 2005; Turner et al., 2006; Ilgner e Nelson, 2008; Fromang e Nelson, 2009). Variazioni significative nella direzione verticale avvengono perchè gli effetti delle MRI variano a seconda dell'altezza rispetto al midplane alla quale si sviluppano.

Ci si aspetta dunque che per grani di dimensione maggiore, il cui moto non è perfettamente accoppiato a quello della componente gassosa all'interno di turbolenze, la diffusione sia meno efficiente.



## Capitolo 5

# Fotoevaporazione e altri fenomeni evolutivi

Il trasporto del momento angolare non è l'unico fenomeno che determina il tempo di esistenza e l'evoluzione di un disco protoplanetario. Esistono altri fenomeni importanti, come la **fotoevaporazione**, che possono determinare le caratteristiche fisiche dei dischi e la loro evoluzione in misura più importante rispetto al trasporto del momento, se il tasso di perdita di massa  $\dot{M}$  da essa indotta è molto elevato (fenomeno che avviene nelle zone più esterne dei dischi, meno legate dalla forza gravitazionale esercitata dalla stella centrale). Un altro aspetto rilevante è l'evoluzione dei grani di polvere di grandi dimensioni, i cui moti sono disaccoppiati da quelli del gas: essi tendono ad accumularsi verso il midplane e possono continuare a crescere fino alla formazione di planetesimi.

### 5.1 Fotoevaporazione

Il fenomeno di fotoevaporazione dipende principalmente dall'intensità e dallo spettro della radiazione della stella centrale e dalla composizione chimica e termica degli strati superficiali dei dischi.

La radiazione stellare incide sulla superficie del disco e aumenta la temperatura di uno strato sottile di gas. A un certo raggio  $r_g$  la velocità del suono  $c_s$  sulla superficie diventa uguale a quella kepleriana, con  $r_g$  dato da:

$$r_g = \frac{GM_*}{c_s^2} \quad (5.1)$$

Per  $r \sim r_g$  il gas non risulta più legato al disco e viene liberato nel mezzo interstellare, in un meccanismo molto simile a un vento stellare guidato da gradienti di pressione. In realtà studi più accurati di modelli idrodinamici mostrano che perdite di gas si possono avere già a partire da  $r \simeq 0.1 r_g$ . (Begelman, McKee e Shields, 1983; Liffman, 2003; Font et al., 2004).

L'effetto principale della fotoevaporazione è la diminuzione della densità superficiale del disco: per gas con peso molecolare medio  $\mu$  e densità numerica  $n$  questa vale:

$$\dot{\Sigma}_{vento}(r) \sim \mu n(r) c_s(r) \quad (5.2)$$

La fotoevaporazione può essere generata anche da radiazione di stelle esterne al sistema stella-disco, specialmente se queste sono molto vicine, come in ammassi stellari molto densi, o se sono molto luminose nel regime UV, come le stelle O: maggiori sono la massa e

la compattezza di un ammasso stellare e maggiore sarà l'importanza di fotoevaporazione esterna (Armitage, 2000, Fatuzzo e Adams, 2008).

### 5.1.1 FUV, EUV e raggi X

Le tre bande principali di radiazione elettromagnetica che originano il fenomeno di evaporazione sono:

- **lontano ultravioletto (FUV)**: banda di frequenze tali che  $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ , dove  $h$  è la costante di Planck e  $1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Questa radiazione è in grado di dissociare le molecole di idrogeno  $H_2$ .
- **estremo ultravioletto (EUV)**: per questi fotoni si ha  $13.6 \text{ eV} < h\nu < 100 \text{ eV}$ . Il limite inferiore è il livello minimo che serve a ionizzare un atomo di idrogeno, mentre quello superiore è scelto per convenzione;
- **raggi X**, fotoni molto energetici, con  $h\nu > 0.1 \text{ keV}$ .

Il valore di  $\dot{M}$  dipende fortemente dallo spettro della stella, e stabilisce quale dei tre tipi di radiazione sopra elencati sia quello dominante.

Per quanto riguarda episodi di fotoevaporazione esterni, la radiazione di altre stelle che domina il fenomeno è tipicamente la FUV, che riesce ad aumentare la temperatura superficiale di dischi esterni da qualche centinaio fino a un migliaio di K, a seconda della potenza della radiazione (Adams et al. 2004). L'effetto principale della fotoevaporazione esterna non è tanto quello di dissolvere completamente il disco, tanto quanto limitarne la grandezza tagliandolo a un certo raggio: per una radiazione FUV sufficientemente forte, questo raggio di troncamento corrisponde a circa 10-20 AU, che è un raggio abbastanza ridotto che può limitare fortemente la formazione di pianeti gassosi giganti.

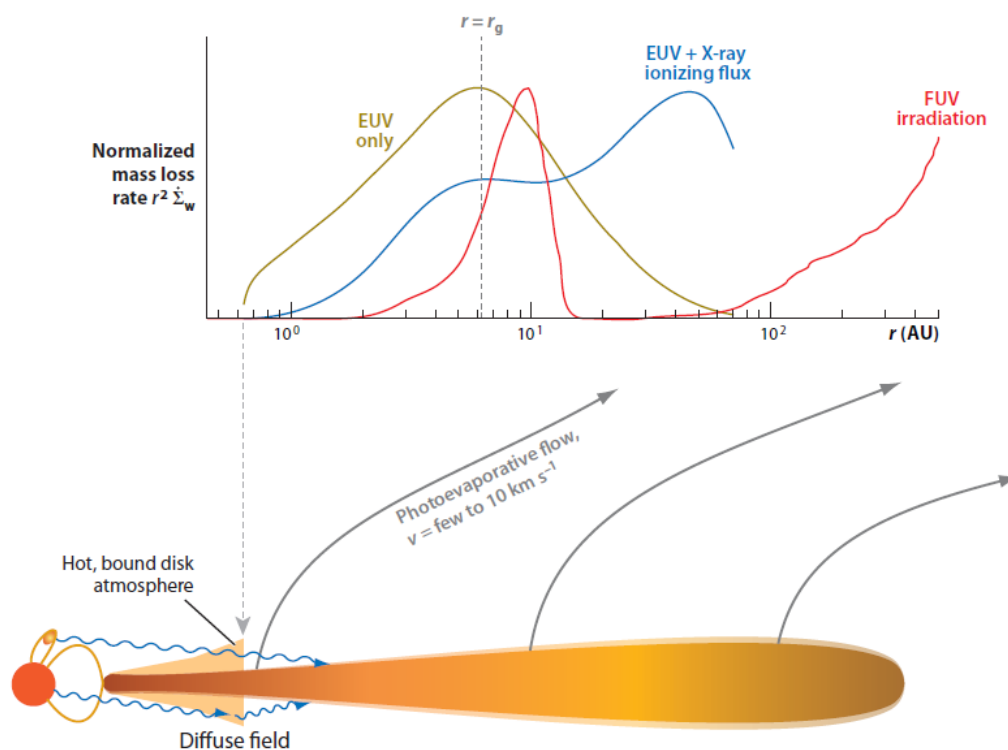
La radiazione interna è più complessa da analizzare, e la fotoevaporazione che ne deriva è data dalla combinazione dei tre tipi di radiazione. Nel FUV sembrerebbe esserci un contributo derivante dalla cromosfera della stella, stimato circa pari a  $L_{FUV}/L_* = 5 \cdot 10^{-4}$  per stelle di piccola massa (Gorti e Hollenbach, 2009). La luminosità nella banda X si aggira sugli stessi livelli, mentre la componente EUV è la più difficile da osservare direttamente a causa dei forti assorbimenti provocati dal mezzo interstellare a queste lunghezze d'onda; per questa è necessario utilizzare dei vincoli osservativi indiretti (Alexander, Clarke e Pringle, 2005).

L'effetto della radiazione EUV è però piuttosto semplice da prevedere, grazie al fatto che la temperatura del gas fotoionizzato è sempre la stessa ( $\sim 10^4 \text{ K}$  per  $c_s \simeq 10 \text{ km/s}$ ), indipendentemente da incertezze sulla composizione chimica del gas e dal tipo di polveri presenti. Il tasso di perdita di massa dovuto alla radiazione EUV, supposto che nel disco non si siano ancora create le condizioni per lo sviluppo di buchi interni, può essere stimato come (Font et al., 2004):

$$\dot{M}_{wind} = 1.4 \cdot 10^{-10} \left( \frac{\Phi}{10^{41} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{1/2} M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (5.3)$$

dove  $\Phi$  è il numero di fotoni nella banda EUV emessi dalla stella al secondo.

Come si vede in Figura 5.1, il contributo dell'EUV è significativo per un piccolo intervallo di raggi, e raggiunge un massimo per  $r \sim 10 \text{ AU} \simeq r_g$  (per stelle con  $M_* \simeq M_\odot$ ). In generale, il contributo dell'EUV al fenomeno della fotoevaporazione non è molto elevato, e questo a causa della grande sezione d'urto del gas neutro che intercetta questo tipo di radiazione già nelle zone più interne del disco protoplanetario. Contributi maggiori da



**Figura 5.1:** Contributi delle emissioni EUV, FUV e X a diversi raggi in un disco protoplanetario. Si nota come la componente EUV domina a  $r \sim r_g$ , mentre la FUV e i raggi X sono più importanti a distanze maggiori, verso le zone più esterne del disco (P.J. Armitage, 2011).

questa componente avvengono in fasi successive, quando il disco diventa otticamente sottile nelle sue zone centrali, e la radiazione EUV può ionizzare il gas più esterno direttamente. Sotto queste condizioni, il contributo di questa banda tende a crescere proporzionalmente a  $r_{hole}^{1/2}$ , con  $r_{hole}$  il raggio del buco interno.

Per quanto riguarda i raggi X e la radiazione FUV, entrambe sono molto più penetranti della EUV e forniscono un apprezzabile contributo al tasso di perdita di massa anche se non riscaldano il gas a temperature così alte come gli EUV. Al contrario di questi ultimi, i raggi X e i FUV non agiscono a condizioni costanti di temperatura, ed espressioni analitiche di questi contributi in funzione del raggio possono essere costruiti solo tramite modelli numerici che tengano conto della struttura idrodinamica e termica delle zone superficiali dei dischi.

Quest'ultima dipende a sua volta da processi chimici e dalla fisica dei grani di polvere, oltre che dagli assorbimenti di atomi e/o molecole (Gorti e Hollenbach, 2008; Woitke, Kamp e Thi, 2009). In particolare, sembrerebbe che come per la frazione di ionizzazione il problema sia molto sensibile alla presenza di PAH e piccoli grani di polvere: la loro presenza potrebbe aumentare di un fattore  $\sim 2$  il contributo della radiazione FUV rispetto a quella dei raggi X a raggi di circa 10 AU (Gorti e Hollenbach, 2008). Le incertezze sulle quantità di PAH presenti sono molto forti, e di conseguenza anche il contributo dei FUV è ancora molto incerto (Geers et al., 2006; Oliveira et al., 2010).

Dalle osservazioni, sembra che una radiazione FUV sufficientemente forte domini il tasso di perdita di massa a grandi distanze,  $r > 50AU$ .

## 5.2 Crescita dei grani

I processi di trasporto del momento angolare e di fotoevaporazione riguardano l'evoluzione temporale della componente gassosa del disco, e anche grani di polvere di piccole dimensioni ( $r \sim 0.1 \mu m$ ) possono seguire un'evoluzione simile perchè il loro moto è accoppiato a quello del gas. Tuttavia se le collisioni tra questi portano alla formazione di grani più grandi, il loro rapporto *superficie su massa* diminuisce e si ha un disaccoppiamento del moto rispetto al gas.

Questi materiali, più pesanti, tendono a depositarsi nelle zone più interne del disco, ossia nel midplane, aumentandone ulteriormente la densità e la possibilità di collisione. Se il processo continuasse indisturbato, il disco si stratificherebbe ponendo i materiali più pesanti nel midplane e il gas verso l'esterno; tuttavia i dischi sono strutture che presentano turbolenze, e quindi esistono delle possibilità di mescolamento dei grani, che si possono trovare anche al di fuori del midplane (Dullemond e Dominik, 2005).

I meccanismi di collisione e crescita dei grani sono relativamente ben conosciuti, e se agissero da soli porterebbero all'eliminazione quasi totale dei grani di dimensione inferiore a  $100 \mu m$  entro pochissimo tempo ( $\sim 10^4$  yr) dalla formazione del disco, mentre le osservazioni testimoniano la presenza di piccoli grani anche a epoche successive. Di conseguenza si deve stabilire uno stato di equilibrio tra i processi di crescita e quelli di frammentazione (Dullemond e Dominik, 2008).

Il fenomeno della crescita dei grani si misura a seconda dell'intensità della loro emissione: quelli più piccoli emettono in bande più strette e con intensità maggiore, viceversa per i grani più grandi. Sviate osservazioni (Furlan et al., 2006, 2009; Kessler-Silacci et al., 2006; McClure et al., 2010; Oliveira, et al. 2010) confermano il fatto che i grani più grandi migrano verso il midplane e mostrano un'assenza di particelle di dimensioni sotto il micron: questo implica che la crescita è più efficiente della frammentazione oppure che la radiazione stellare è sufficientemente forte per eliminare anche questi grani più piccoli tramite fotoevaporazione (Olofsson et al., 2009). Questo processo di crescita si verifica già nelle prime fasi di vita del disco, quando l'involucro esterno è ancora presente (Furlan et al., 2009, McClure et al. 2010).

Diversi studi sono stati effettuati, ma nessuno sembra aver trovato una correlazione tra l'età della stella o il tasso di accrescimento col fenomeno di crescita dei grani (Kessler-Silacci et al., 2006; Furlan et al., 2009; Oliveira et al., 2010). È più probabile invece una correlazione con le proprietà termiche del disco e con l'irradiazione in X, che sarebbero le cause di effetti di cristallizzazione o di amorfizzazione dei grani (Glauser et al., 2009).

Un altro tipo indipendente di verifica della crescita è il valore della pendenza della SED  $\alpha_{IR}$  (equazione 1.2) a lunghezze d'onda sub-millimetriche, considerato che  $F_\nu \propto \nu^{\alpha_{IR}}$ . Questo valore è minore nei dischi protoplanetari piuttosto che nel mezzo interstellare, ed è correlato con l'opacità: ciò significa che nei dischi la polvere genera meno opacità piuttosto che nell'ISM, e questo si spiega con la presenza nei dischi di grani di dimensione maggiore. La differenza dei valori di  $\alpha$  tra dischi e ISM si traduce in una crescita dei grani di tre ordini di grandezza, dai micron ai millimetri.

Diversi modelli (Brauer, Dullemond e Henning, 2008; Birnstiel, Ormel e Dullemond, 2011) hanno identificato un problema nella crescita oltre le dimensioni dell'ordine del metro, dove i processi di distruzione sembrerebbero essere più efficaci di quelli di crescita. Una soluzione proposta è quella per cui i grani potrebbero comunque aumentare di dimensione giacendo in vortici (perlopiù generati da instabilità barocline) che permangono per molto tempo (Heng e Kenyon, 2010), dando la possibilità ai grani di accumularsi e crescere nei loro centri.

Un parametro per quantificare la sedimentazione della polvere è il rapporto tra la massa di gas e quella delle polveri ( $\epsilon$ ) osservabile sulla superficie del disco. Quando  $\epsilon = 1$  non si è verificato nessun fenomeno di sedimentazione; al diminuire di  $\epsilon$  invece, questo fenomeno si verifica.  $\epsilon$  può anche raggiungere valori pari a  $10^{-3}$ : in questi casi il disco si suppone ben stratificato (D'Alessio et al., 2006).

### 5.3 Fenomeni di accrescimento rapido (outbursts)

Esistono riscontri sia diretti che statistici di fenomeni di accrescimento della stella molto intensi e di breve durata nelle classi stellari YSO I e CTTS, con tassi di accrescimento dell'ordine di  $\dot{M} \sim 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  che durano al più qualche decina di anni (Hartmann e Kenyon, 1996). Questo è verificato dal fatto che le luminosità bolometriche di protostelle dovrebbero essere molto più alte di quelle misurate se si assumesse che questo tasso di accrescimento fosse costante per molto più tempo.

Quali possono essere le cause di questi fenomeni? Si ipotizza che queste instabilità siano generate dalla combinazione dei seguenti effetti:

- una rapida variazione dell'opacità associata all'ionizzazione dell'idrogeno, a  $T \simeq 10^4$  K;
- una forte variazione dell'efficienza delle MRI nel trasporto del momento angolare a  $T \simeq 10^3$  K, dovuta alla ionizzazione collisionale di metalli alcalini;
- instabilità gravitazionali, che possono aumentare la temperatura delle zone interne del disco;

condizioni raggiungibili in buona parte dei dischi.

Le instabilità termiche sembrano essere i meccanismi più influenti nella generazione di rapidi accrescimenti (Bell e Lin, 1994). All'equilibrio, il tasso di riscaldamento locale  $Q_+$  equivale quello di raffreddamento  $Q_-$ . Se tale equilibrio non sussiste a causa di una piccola deviazione della temperatura centrale  $T_c$ , ossia se ad esempio

$$\frac{d \log Q_+}{d \log T_c} > \frac{d \log Q_-}{d \log T_c} \quad (5.4)$$

il disco entra in uno stato instabile dal punto di vista termico. Questa condizione può essere raggiunta ad esempio quando  $T_c \sim 10^4$  K, che corrisponde alla temperatura di ionizzazione dell'idrogeno.

L'esistenza di questi outbursts è probabilmente confermata; tuttavia il meccanismo si attiverebbe solo per dischi in cui il trasporto del momento angolare è molto inefficiente: i valori di un modello  $\alpha$  dovrebbero corrispondere a  $\alpha \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ , inconsistenti con le teorie sullo sviluppo delle MRI o con i tempi di vita dei dischi (Bell e Lin, 1994).

Un'altra possibilità per spiegare il fenomeno degli outbursts è tramite l'intervento di perturbazioni esterne, generate ad esempio da stelle compagne (Bonnell e Bastien 1992; Pfalzner, 2008; Forgan e Rice, 2010), che spingono grandi quantità di materia dall'esterno verso l'interno del disco, innescando un rapido fenomeno di accrescimento (Clarke, Lin e Pringle, 1990).

### 5.4 Evoluzione tipica di un disco protoplanetario

Vediamo nel complesso l'evoluzione di un disco protoplanetario unendo i processi fisici finora descritti. Chiaramente non tutti i dischi seguono gli stessi processi evolutivi, ma molti

aspetti sono in comune.

Tipicamente, già subito dopo la scomparsa dell'involucro attorno alla stella, la fotoevaporazione, in particolare la componente FUV, agisce sugli strati più esterni del disco, riducendo fortemente la componente gassosa e delimitando il raggio del disco a qualche centinaio di AU (Gorti, Dullemond e Hollenbach, 2009). Questo fenomeno avviene contemporaneamente all'accrescimento  $\dot{M}$  della protostella centrale, descritto dal modello viscoso approssimato da un modello  $\alpha$ , il cui tasso tende a diminuire nel tempo, salvo episodi di outbursts che possono durare al più qualche decina di anni.

Nel frattempo, i grani di polvere seguono un'evoluzione diversa: quelli di minore dimensione che si trovano negli strati superficiali vengono spazzati via tramite fotoevaporazione, mentre quelli più interni tendono a migrare verso il midplane e a formare una struttura stratificata con gli elementi più pesanti al centro. Processi di crescita dei grani si verificano in questo periodo, favoriti anche dalla creazione di vortici dovuti ad instabilità barocline che tendono ad accumulare al loro centro polveri di grandi dimensioni.

Man mano che agiscono la fotoevaporazione e l'accrescimento, l'altezza di scala tende a diminuire e il disco assume una forma sempre più schiacciata. Questo andamento è riscontrabile osservativamente calcolando la pendenza  $\alpha_{IR}$  nella SED, che tende ad aumentare nel tempo.

Una volta che l'accrescimento è avanzato al punto da rendere le zone interne del disco otticamente sottili (inizialmente erano otticamente spesse), la fotoevaporazione, e in particolare la componente EUV, tende a diventare dominante in queste zone: il disco esterno non è in grado di far migrare abbastanza velocemente il materiale verso le zone interne (Alexander, Clarke e Pringle, 2006a; Owen et al., 2010) e si viene a creare in tempi molto brevi ( $\sim 10^5$  yr) un buco interno con raggio dell'ordine di  $\sim 1$  AU.

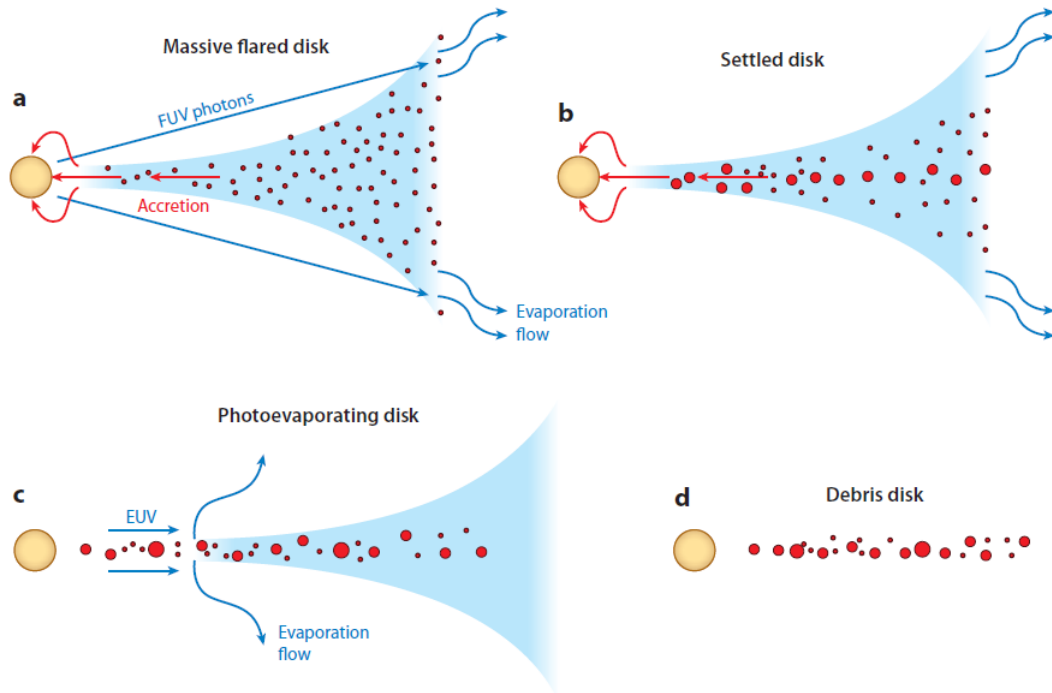
Una volta formata questa configurazione, la radiazione stellare può intervenire direttamente sulla parte più esterna del disco, fermando il processo di accrescimento della stella e determinando il passaggio dalla classe CTTS alla WTTS. A questo punto si ha il cambiamento repentino del tempo scala di dissipazione del disco: da quello del modello viscoso, più lento, a quello molto più rapido dell'evaporazione degli strati esterni (problema del *doppio tempo scala*). In questa fase, la massa del disco si aggira su valori dell'ordine di 1-2  $M_{Jup}$  (Andrews e Williams 2005, 2007a; Cieza et al., 2008, 2010). Le SED delle WTTS in questa fase possono essere molto diverse l'una dall'altra, principalmente a causa della dimensione del buco interno che si viene a formare.

Le polveri sopravvivono solo nel midplane: in parte queste tendono ad assumere moti a spirale, e possono evaporare se arrivano a raggi troppo vicini alla stella dove la temperatura è abbastanza alta per farli sublimare. Tutto ciò che resta in seguito ai vari processi è il cosiddetto **disco di detriti**, caratterizzato da grani di grandi dimensioni, planetesimi e/o pianeti.

La correlazione tra i tempi di vita del disco e l'età della stella esiste, ma è piuttosto debole. Infatti, dischi protoplanetari in qualsiasi stato evolutivo sono osservati attorno a diverse stelle in svariati ammassi con età variabile tra 1 e 10 Myr (Muzerolle et al., 2010). Questo può essere spiegato a causa di due fattori: il largo range di tempi necessari per la perdita di massa del disco e il tempo scala molto breve nella fase di dissipazione del disco esterno. Non tutti i dischi seguono questo processo evolutivo: alcuni possono essere molto massicci ed avere più di 10  $M_{Jup}$  anche dopo la formazione del buco interno, comportando conseguenze diverse in seguito all'azione dei fenomeni principali come la fotoevaporazione. Evoluzioni alternative possono anche derivare dall'influenza di stelle compagne o molto luminose per ammassi densi, che possono indurre asimmetrie con forti influenze sulle evoluzioni successive.



Attualmente gli studi dell'evoluzione temporale di dischi protoplanetari non sono riusciti a identificare un meccanismo che sia dominante su tutti gli altri, anzi hanno dimostrato che un singolo meccanismo non è sufficiente per avere una trattazione completa.



**Figura 5.2:** Fasi di evoluzione tipica di un disco: nelle prime fasi (a) si ha un forte accrescimento sulla protostella, mentre la componente FUV della radiazione fa evaporare gli strati superficiali nelle zone del disco. Nel frattempo (b), i grani di polvere aumentano di dimensione e si stratificano aumentando la densità del midplane. Una volta che il disco diventa otticamente sottile anche nelle zone interne (c), la radiazione EUV è in grado di far evaporare rapidamente il gas e ferma l'accrescimento della stella. La radiazione EUV successivamente inizia a far evaporare anche le zone esterne del disco in tempi molto rapidi, finché il gas viene completamente dissipato, e ciò che rimane è un disco di detriti (d), formato da grandi grani di polvere e planetesimi (J.P. Williams e L.A. Cieza, 2009).



# Bibliografia

- [1] F. C. Adams, D. Hollenbach, G. Laughlin, and U. Gorti. Photoevaporation of circumstellar disks due to external far-ultraviolet radiation in stellar aggregates. *The Astrophysical Journal*, 611(1):360, 2004.
- [2] Y. Aikawa, M. Momose, W.-F. Thi, G.-J. van Zadelhoff, C. Qi, G. A. Blake, and E. F. van Dishoeck. Interferometric observations of formaldehyde in the protoplanetary disk around Ika 15. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 55(1):11–15, 2003.
- [3] R. Alexander, C. Clarke, and J. Pringle. Constraints on the ionizing flux emitted by t tauri stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 358(1):283–290, 2005.
- [4] P. Andre, D. Ward-Thompson, and M. Barsony. Submillimeter continuum observations of rho ophiuchi a-the candidate protostar vla 1623 and prestellar clumps. *The Astrophysical Journal*, 406:122–141, 1993.
- [5] S. M. Andrews and J. P. Williams. Circumstellar dust disks in taurus-auriga: the submillimeter perspective. *The Astrophysical Journal*, 631(2):1134, 2005.
- [6] S. M. Andrews, D. Wilner, A. Hughes, C. Qi, and C. Dullemond. Protoplanetary disk structures in ophiuchus. ii. extension to fainter sources. *The Astrophysical Journal*, 723(2):1241, 2010.
- [7] P. J. Armitage. Suppression of giant planet formation in stellar clusters. *arXiv preprint astro-ph/0007044*, 2000.
- [8] P. J. Armitage. Dynamics of protoplanetary disks. 2010.
- [9] P. J. Armitage, M. Livio, and J. Pringle. Episodic accretion in magnetically layered protoplanetary discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 324(3):705–711, 2001.
- [10] P. Artymowicz and S. H. Lubow. Mass flow through gaps in circumbinary disks. *The Astrophysical Journal Letters*, 467(2):L77, 1996.
- [11] J. Bally, N. Moeckel, and H. Throop. Evolution of uv-irradiated protoplanetary disks. In *Chondrites and the protoplanetary disk*, volume 341, page 81, 2005.
- [12] P. Barge and J. Sommeria. Did planet formation begin inside persistent gaseous vortices? *arXiv preprint astro-ph/9501050*, 1995.
- [13] M. Begelman, C. McKee, and G. Shields. Compton heated winds and coronae above accretion disks. i dynamics. *The Astrophysical Journal*, 271:70–88, 1983.

- [14] K. Bell and D. Lin. Using fu orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models. *arXiv preprint astro-ph/9312015*, 1993.
- [15] E. A. Bergin and M. Tafalla. Cold dark clouds: the initial conditions for star formation. *arXiv preprint arXiv:0705.3765*, 2007.
- [16] T. Birnstiel, C. Ormel, and C. Dullemond. Dust size distributions in coagulation/fragmentation equilibrium: numerical solutions and analytical fits. *Astronomy & Astrophysics*, 525:A11, 2011.
- [17] M. A. Bitner, M. J. Richter, J. H. Lacy, G. J. Herczeg, T. K. Greathouse, D. T. Jaffe, C. Salyk, G. A. Blake, D. J. Hollenbach, G. W. Doppmann, et al. The texes survey for h2 emission from protoplanetary disks. *The Astrophysical Journal*, 688(2):1326, 2008.
- [18] J. Blum and G. Wurm. The growth mechanisms of macroscopic bodies in protoplanetary disks. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 46:21–56, 2008.
- [19] A. C. Boley. The two modes of gas giant planet formation. *The Astrophysical Journal Letters*, 695(1):L53, 2009.
- [20] I. Bonnell and P. Bastien. A binary origin for fu orionis stars. *The Astrophysical Journal*, 401:L31–L34, 1992.
- [21] A. P. Boss. Giant planet formation by gravitational instability. *Science*, 276(5320):1836–1839, 1997.
- [22] A. P. Boss. Flux-limited diffusion approximation models of giant planet formation by disk instability. *The Astrophysical Journal*, 677(1):607, 2008.
- [23] F. Brauer, C. Dullemond, and T. Henning. Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. *Astronomy & Astrophysics*, 480(3):859–877, 2008.
- [24] C. Brinch, M. R. Hogerheijde, and J. K. Jørgensen. From collapsing cloud core to protoplanetary disk—a radiation transfer model for 11489 irs. In *IAU Symposium*, volume 235, page 103P, 2005.
- [25] K. Cai, R. Durisen, and Z. Zhu. The effects of stellar irradiation on gravitational instabilities in protoplanetary disks. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 41, page 313, 2009.
- [26] K. Cai, R. H. Durisen, A. C. Boley, M. K. Pickett, and A. C. Mejía. The thermal regulation of gravitational instabilities in protoplanetary disks. iv. simulations with envelope irradiation. *The Astrophysical Journal*, 673(2):1138, 2008.
- [27] A. Carballido, J. M. Stone, and J. E. Pringle. Diffusion coefficient of a passive contaminant in a local mhd model of a turbulent accretion disc. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 358(3):1055–1060, 2005.
- [28] J. S. Carr and J. R. Najita. Organic molecules and water in the planet formation region of young circumstellar disks. *Science*, 319(5869):1504–1506, 2008.

- [29] P.-H. Chavanis and C. Sire. Statistics of velocity fluctuations arising from a random distribution of point vortices: The speed of fluctuations and the diffusion coefficient. *Physical Review E*, 62(1):490, 2000.
- [30] E. Chiang and P. Goldreich. Spectral energy distributions of t tauri stars with passive circumstellar disks. *The Astrophysical Journal*, 490(1):368, 1997.
- [31] C. Clarke, D. Lin, and J. Pringle. Pre-conditions for disc-generated fu orionis outbursts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 242(3):439–446, 1990.
- [32] S. Corder, J. Eisner, and A. Sargent. Ab aurigae resolved: evidence for spiral structure. *The Astrophysical Journal Letters*, 622(2):L133, 2005.
- [33] R. M. Crutcher, N. Hakobian, and T. H. Troland. Testing magnetic star formation theory. *The Astrophysical Journal*, 692(1):844, 2009.
- [34] C. Davis, M. Smith, T. Gledhill, and W. Varricatt. Near-infrared echelle spectroscopy of protoplanetary nebulae: probing the fast wind in h2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360(1):104–118, 2005.
- [35] C. Dominik and C. Dullemond. Coagulation of small grains in disks: the influence of residual infall and initial small-grain content. *Astronomy & Astrophysics*, 491(3):663–670, 2008.
- [36] B. Draine. Interstellar dust grains. *arXiv preprint astro-ph/0304489*, 2003.
- [37] C. Dullemond and C. Dominik. Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains. *Astronomy & Astrophysics*, 434(3):971–986, 2005.
- [38] J. Eisner and J. M. Carpenter. Massive protoplanetary disks in the trapezium region. *The Astrophysical Journal*, 641(2):1162, 2006.
- [39] M. Fatuzzo and F. C. Adams. Uv radiation fields produced by young embedded star clusters. *The Astrophysical Journal*, 675(2):1361, 2008.
- [40] T. Fleming and J. M. Stone. Local magnetohydrodynamic models of layered accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 585(2):908, 2003.
- [41] H. C. Ford, F. Bartko, P. Y. Bely, T. Broadhurst, C. J. Burrows, E. S. Cheng, M. Clampin, J. H. Crocker, P. D. Feldman, D. A. Golimowski, et al. Advanced camera for the hubble space telescope. In *Astronomical Telescopes & Instrumentation*, pages 234–248. International Society for Optics and Photonics, 1998.
- [42] D. Forgan and K. Rice. Stellar encounters in the context of outburst phenomena. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(2):1349–1356, 2010.
- [43] J. Frank, A. King, and D. Raine. *Accretion power in astrophysics*. Cambridge University Press, 2002.
- [44] S. Fromang and R. P. Nelson. Global mhd simulations of stratified and turbulent protoplanetary discs-ii. dust settling. *Astronomy & Astrophysics*, 496(3):597–608, 2009.
- [45] S. Fromang, C. Terquem, and S. A. Balbus. The ionization fraction in  $\alpha$  models of protoplanetary discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 329(1):18–28, 2002.

- [46] M. Fukagawa, M. Hayashi, M. Tamura, Y. Itoh, S. S. Hayashi, Y. Oasa, T. Takeuchi, J.-i. Morino, K. Murakawa, S. Oya, et al. Spiral structure in the circumstellar disk around ab aurigae. *The Astrophysical Journal Letters*, 605(1):L53, 2004.
- [47] E. Furlan, L. Hartmann, N. Calvet, P. D’Alessio, R. Franco-Hernández, W. Forrest, D. Watson, K. Uchida, B. Sargent, J. Green, et al. A survey and analysis of spitzer infrared spectrograph spectra of t tauri stars in taurus. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 165(2):568, 2006.
- [48] U. Gorti, C. Dullemond, and D. Hollenbach. Time evolution of viscous circumstellar disks due to photoevaporation by far-ultraviolet, extreme-ultraviolet, and x-ray radiation from the central star. *The Astrophysical Journal*, 705(2):1237, 2009.
- [49] U. Gorti and D. Hollenbach. Photoevaporation of circumstellar disks by far-ultraviolet, extreme-ultraviolet and x-ray radiation from the central star. *The Astrophysical Journal*, 690(2):1539, 2009.
- [50] C. Grady, B. Woodgate, F. Bruhweiler, A. Boggess, P. Plait, D. J. Lindler, M. Clampin, and P. Kalas. Hubble space telescope space telescope imaging spectrograph coronagraphic imaging of the herbig ae star ab aurigae. *The Astrophysical Journal Letters*, 523(2):L151, 1999.
- [51] R. Gutermuth, P. Myers, S. Megeath, L. Allen, J. Pipher, J. Muzerolle, A. Porras, E. Winston, and G. Fazio. Spitzer observations of ngc 1333: A study of structure and evolution in a nearby embedded cluster. *The Astrophysical Journal*, 674(1):336, 2008.
- [52] L. Hartmann, N. Calvet, E. Gullbring, and P. D’Alessio. Accretion and the evolution of t tauri disks. *The Astrophysical Journal*, 495(1):385, 1998.
- [53] L. Hartmann and S. J. Kenyon. The fu orionis phenomenon 1. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34(1):207–240, 1996.
- [54] L. Hartmann, S. Megeath, L. Allen, K. Luhman, N. Calvet, P. D’Alessio, R. Franco-Hernandez, and G. Fazio. Irac observations of taurus pre-main-sequence stars. *The Astrophysical Journal*, 629(2):881, 2005.
- [55] J. F. Hawley, S. A. Balbus, and J. M. Stone. A magnetohydrodynamic nonradiative accretion flow in three dimensions. *The Astrophysical Journal Letters*, 554(1):L49, 2001.
- [56] K. Heng and S. J. Kenyon. Vortices as nurseries for planetesimal formation in protoplanetary discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408(3):1476–1493, 2010.
- [57] J. Hernández, L. Hartmann, N. Calvet, R. Jeffries, R. Gutermuth, J. Muzerolle, and J. Stauffer. A spitzer view of protoplanetary disks in the  $\gamma$  velorum cluster. *The Astrophysical Journal*, 686(2):1195, 2008.
- [58] L. A. Hillenbrand. Disk-dispersal and planet-formation timescales. *Physica Scripta*, 2008(T130):014024, 2008.
- [59] R. Hueso and T. Guillot. Evolution of protoplanetary disks: constraints from dm tauri and gm aurigae. *Astronomy & Astrophysics*, 442(2):703–725, 2005.

- [60] A. Hughes, D. Wilner, C. Qi, and M. Hogerheijde. Gas and dust emission at the outer edge of protoplanetary disks. *The Astrophysical Journal*, 678(2):1119, 2008.
- [61] M. Ilgner and R. P. Nelson. Turbulent transport and its effect on the dead zone in protoplanetary discs. *Astronomy & Astrophysics*, 483(3):815–830, 2008.
- [62] A. Johansen, A. Youdin, and M.-M. Mac Low. Particle clumping and planetesimal formation depend strongly on metallicity. *The Astrophysical Journal Letters*, 704(2):L75, 2009.
- [63] I. Kamp, W. Freudling, M. Robberto, J. Chengalur, and E. Keto. Probing protoplanetary disk evolution with the hi 21 cm line. *Physica Scripta*, 2008(T130):014013, 2008.
- [64] S. Kenyon, L. Hartmann, and R. Hewett. Accretion disk models for fu orionis and v1057 cygni-detailed comparisons between observations and theory. *The Astrophysical Journal*, 325:231–251, 1988.
- [65] Y. Kitamura, M. Momose, S. Yokogawa, R. Kawabe, M. Tamura, and S. Ida. Investigation of the physical properties of protoplanetary disks around t tauri stars by a 1 arcsecond imaging survey: evolution and diversity of the disks in their accretion stage. *The Astrophysical Journal*, 581(1):357, 2002.
- [66] D. Koerner, A. Sargent, and S. Beckwith. A rotating gaseous disk around the t tauri star gm aurigae. *icarus*, 106(1):2–10, 1993.
- [67] T. Kusaka, T. Nakano, and C. Hayashi. Growth of solid particles in the primordial solar nebula. *Progress of Theoretical Physics*, 44(6):1580–1595, 1970.
- [68] C. J. Lada, A. A. Muench, K. E. Haisch Jr, E. A. Lada, J. F. Alves, E. V. Tolstrup, and S. Willner. Infrared l-band observations of the trapezium cluster: A census of circumstellar disks and candidate protostars. *The Astronomical Journal*, 120(6):3162, 2000.
- [69] C. J. Lada, A. A. Muench, K. Luhman, L. Allen, L. Hartmann, T. Megeath, P. Myers, G. Fazio, K. Wood, J. Muzerolle, et al. Spitzer observations of ic 348: The disk population at 2-3 million years. *The Astronomical Journal*, 131(3):1574, 2006.
- [70] C. J. Lada and B. Wilking. The nature of the embedded population in the rho ophiuchi dark cloud-mid-infrared observations. *The Astrophysical Journal*, 287:610–621, 1984.
- [71] F. Lahuis, E. Van Dishoeck, A. Boogert, K. Pontoppidan, G. Blake, C. Dullemond, N. Evans II, M. Hogerheijde, J. Jørgensen, J. Kessler-Silacci, et al. Hot organic molecules toward a young low-mass star: a look at inner disk chemistry. *The Astrophysical Journal Letters*, 636(2):L145, 2006.
- [72] G. Laughlin and P. Bodenheimer. Nonaxisymmetric evolution in protostellar disks. *The Astrophysical Journal*, 436:335–354, 1994.
- [73] O. Lay, J. Carlstrom, and R. Hills. Constraints on the hl tauri protostellar disk from millimeter-and submillimeter-wave interferometry. *The Astrophysical Journal*, 489(2):917, 1997.

- [74] A. T. Lee, E. Chiang, X. Asay-Davis, and J. Barranco. Forming planetesimals by gravitational instability. i. the role of the richardson number in triggering the kelvin-helmholtz instability. *The Astrophysical Journal*, 718(2):1367, 2010.
- [75] G. Lesur and P.-Y. Longaretti. On the relevance of subcritical hydrodynamic turbulence to accretion disk transport. *Astronomy & Astrophysics*, 444(1):25–44, 2005.
- [76] G. Lesur and G. I. Ogilvie. On the angular momentum transport due to vertical convection in accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 404(1):L64–L68, 2010.
- [77] G. Lesur and J. C. Papaloizou. The subcritical baroclinic instability in local accretion disc models. *Astronomy & Astrophysics*, 513:A60, 2010.
- [78] D. Lin and J. Papaloizou. On the structure and evolution of the primordial solar nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 191(1):37–48, 1980.
- [79] S.-Y. Lin, N. Ohashi, J. Lim, P. T. Ho, M. Fukagawa, and M. Tamura. Possible molecular spiral arms in the protoplanetary disk of ab aurigae. *The Astrophysical Journal*, 645(2):1297, 2006.
- [80] D. Lommen, C. M. Wright, S. T. Maddison, J. Jørgensen, T. L. Bourke, E. F. van Dishoeck, A. Hughes, D. J. Wilner, M. Burton, and H. J. van Langevelde. Investigating grain growth in disks around southern t tauri stars at millimetre wavelengths. *Astronomy & Astrophysics*, 462(1):211–220, 2007.
- [81] L. W. Looney, L. G. Mundy, and W. J. Welch. Envelope emission in young stellar systems: A subarcsecond survey of circumstellar structure. *The Astrophysical Journal*, 592(1):255, 2003.
- [82] R. G. Lopez, A. Natta, L. Testi, and E. Habart. Accretion rates in herbig ae stars. *Astronomy & Astrophysics*, 459(3):837–842, 2006.
- [83] D. Lynden-Bell and A. Kalnajs. On the generating mechanism of spiral structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 157(1):1–30, 1972.
- [84] D. Lynden-Bell and J. Pringle. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168(3):603–637, 1974.
- [85] R. K. Mann and J. P. Williams. Massive protoplanetary disks in orion beyond the trapezium cluster. *The Astrophysical Journal Letters*, 699(1):L55, 2009.
- [86] J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck. The size distribution of interstellar grains. *The Astrophysical Journal*, 217:425–433, 1977.
- [87] L. Mayer, G. Lufkin, T. Quinn, and J. Wadsley. Fragmentation of gravitationally unstable gaseous protoplanetary disks with radiative transfer. *The Astrophysical Journal Letters*, 661(1):L77, 2007.
- [88] G. E. Morfill. From protoplanetary to circumstellar disks. In *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 33, pages 191–213, 1989.



- [89] J. Muzerolle, L. Adame, P. D'Alessio, N. Calvet, K. L. Luhman, A. A. Muench, C. J. Lada, G. H. Rieke, N. Siegler, D. E. Trilling, et al. 24  $\mu\text{m}$  detections of circum (sub) stellar disks in ic 348: Grain growth and inner holes? *The Astrophysical Journal*, 643(2):1003, 2006.
- [90] J. Muzerolle, L. E. Allen, S. T. Megeath, J. Hernández, and R. A. Gutermuth. A spitzer census of transitional protoplanetary disks with au-scale inner holes. *The Astrophysical Journal*, 708(2):1107, 2010.
- [91] A. Natta, V. P. Grinin, and V. Mannings. Properties and evolution of disks around pre-main-sequence stars of intermediate mass. *Protostars and Planets IV*, 559, 2000.
- [92] A. F. Nelson, W. Benz, and T. V. Ruzmaikina. Dynamics of circumstellar disks. ii. heating and cooling. *The Astrophysical Journal*, 529(1):357, 2000.
- [93] K. I. Öberg, C. Qi, J. K. Fogel, E. A. Bergin, S. M. Andrews, C. Espaillat, T. A. van Kempen, D. J. Wilner, and I. Pascucci. The disk imaging survey of chemistry with sma. i. taurus protoplanetary disk data. *The Astrophysical Journal*, 720(1):480, 2010.
- [94] C. O'dell and Z. Wen. Postrefurbishment mission hubble space telescope images of the core of the orion nebula: Proplyds, herbig-haro objects, and measurements of a circumstellar disk. *The Astrophysical Journal*, 436:194–202, 1994.
- [95] S. S. Offner, K. M. Kratter, C. D. Matzner, M. R. Krumholz, and R. I. Klein. The formation of low-mass binary star systems via turbulent fragmentation. *The Astrophysical Journal*, 725(2):1485, 2010.
- [96] J. S. Oishi and M.-M. Mac Low. Magnetorotational turbulence transports angular momentum in stratified disks with low magnetic prandtl number but magnetic reynolds number above a critical value. *The Astrophysical Journal*, 740(1):18, 2011.
- [97] J. Olofsson, J.-C. Augereau, E. Van Dishoeck, B. Merín, N. Grosso, F. Ménard, G. Blake, and J.-L. Monin. C2d spitzer-irs spectra of disks around t tauri stars-v. spectral decomposition. *Astronomy & Astrophysics*, 520:A39, 2010.
- [98] J. Olofsson, J.-C. Augereau, E. Van Dishoeck, B. Merín, F. Lahuis, J. Kessler-Silacci, C. Dullemond, I. Oliveira, G. Blake, A. Boogert, et al. C2d spitzer-irs spectra of disks around t tauri stars-iv. crystalline silicates. *Astronomy & Astrophysics*, 507(1):327–345, 2009.
- [99] J. Owen, B. Ercolano, C. Clarke, and R. Alexander. Radiation-hydrodynamic models of x-ray and euv photoevaporating protoplanetary discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401(3):1415–1428, 2010.
- [100] B. Paczynski. A model of selfgravitating accretion disk. *Acta Astronomica*, 28:91–109, 1978.
- [101] D. L. Padgett, L. Cieza, K. R. Stapelfeldt, N. J. Evans, D. Koerner, A. Sargent, M. Fukagawa, E. F. Van Dishoeck, J.-C. Augereau, L. Allen, et al. The spitzer c2d survey of weak-line t tauri stars. i. initial results. *The Astrophysical Journal*, 645(2):1283, 2006.

- [102] M. R. Petersen, K. Julien, and G. R. Stewart. Baroclinic vorticity production in protoplanetary disks. i. vortex formation. *The Astrophysical Journal*, 658(2):1236, 2007.
- [103] S. Pfalzner. Encounter-driven accretion in young stellar clusters—a connection to fuors? *Astronomy & Astrophysics*, 492(3):735–741, 2008.
- [104] B. K. Pickett, P. Cassen, R. H. Durisen, and R. Link. The effects of thermal energetics on three-dimensional hydrodynamic instabilities in massive protostellar disks. *The Astrophysical Journal*, 504(1):468, 1998.
- [105] V. Piétu, S. Guilloteau, and A. Dutrey. Sub-arcsec imaging of the ab aur molecular disk and envelope at millimeter wavelengths: a non keplerian disk. *Astronomy & Astrophysics*, 443(3):945–954, 2005.
- [106] J. Pringle. Accretion discs in astrophysics. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 19:137–162, 1981.
- [107] C. Qi, P. T. Ho, D. J. Wilner, S. Takakuwa, N. Hirano, N. Ohashi, T. L. Bourke, Q. Zhang, G. A. Blake, M. Hogerheijde, et al. Imaging the disk around tw hydrae with the submillimeter array. *The Astrophysical Journal Letters*, 616(1):L11, 2004.
- [108] R. R. Rafikov. Can giant planets form by direct gravitational instability? *The Astrophysical Journal Letters*, 621(1):L69, 2005.
- [109] L. Ricci, K. Brooks, A. Belloche, J. Jorgensen, L. Testi, and A. Natta. Dust grain growth in chamaeleon i protoplanetary disks. *ATNF Proposal*, 1:2671, 2009.
- [110] W. Rice, G. Lodato, and P. J. Armitage. Investigating fragmentation conditions in self-gravitating accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 364(1):L56–L60, 2005.
- [111] T. P. Robitaille, B. A. Whitney, R. Indebetouw, K. Wood, and P. Denzmore. Interpreting spectral energy distributions from young stellar objects. i. a grid of 200,000 yso model seds. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 167(2):256, 2006.
- [112] L. Rodriguez, P. D’Alessio, D. Wilner, P. Ho, J. Torrelles, S. Curiel, Y. Gomez, S. Lizano, A. Pedlar, J. Canto, et al. Compact protoplanetary disks around the stars of a young binary system. *Nature*, 395(6700):355–357, 1998.
- [113] T. Sano and S. M. Miyama. Magnetorotational instability in protoplanetary disks. i. on the global stability of weakly ionized disks with ohmic dissipation. *The Astrophysical Journal*, 515(2):776, 1999.
- [114] A. I. Sargent and S. Beckwith. Kinematics of the circumstellar gas of hl tauri and r monocerotis. *The Astrophysical Journal*, 323:294–305, 1987.
- [115] B. Sargent, W. Forrest, C. Tayrien, M. McClure, D. M. Watson, G. Sloan, A. Li, P. Manoj, C. Bohac, E. Furlan, et al. Dust processing and grain growth in protoplanetary disks in the taurus-auriga star-forming region. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182(2):477, 2009.

- [116] B. Sato, D. A. Fischer, G. W. Henry, G. Laughlin, R. P. Butler, G. W. Marcy, S. S. Vogt, P. Bodenheimer, S. Ida, E. Toyota, et al. The n2k consortium. ii. a transiting hot saturn around hd 149026 with a large dense core. *The Astrophysical Journal*, 633(1):465, 2005.
- [117] E. Schisano, B. Ercolano, and M. Güdel. Effects of x-ray irradiation and disc flaring on the [ne ii] 12.8  $\mu\text{m}$  emission from young stellar objects. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401(3):1636–1643, 2010.
- [118] E. Siemsen, A. Roth, and P. Oliveira. Common method bias in regression models with linear, quadratic, and interaction effects. *Organizational research methods*, 13(3):456–476, 2010.
- [119] J. B. Simon, J. F. Hawley, and K. Beckwith. Simulations of magnetorotational turbulence with a higher-order godunov scheme. *The Astrophysical Journal*, 690(1):974, 2009.
- [120] L. Spitzer Jr and M. G. Tomasko. Heating of h i regions by energetic particles. *The Astrophysical journal*, 152:971, 1968.
- [121] D. Stamatellos, D. A. Hubber, and A. P. Whitworth. Brown dwarf formation by gravitational fragmentation of massive, extended protostellar discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 382(1):L30–L34, 2007.
- [122] K. R. Stapelfeldt, J. E. Krist, F. Ménard, J. Bouvier, D. L. Padgett, and C. J. Burrows. An edge-on circumstellar disk in the young binary system hk tauri. *The Astrophysical Journal Letters*, 502(1):L65, 1998.
- [123] J. M. Stone, J. F. Hawley, C. F. Gammie, and S. A. Balbus. Three-dimensional magnetohydrodynamical simulations of vertically stratified accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 463:656, 1996.
- [124] H. Sung, J. R. Stauffer, and M. S. Bessell. A spitzer view of the young open cluster ngc 2264. *The Astronomical Journal*, 138(4):1116, 2009.
- [125] L. Szűcs, D. Apai, I. Pascucci, and C. P. Dullemond. Stellar-mass-dependent disk structure in coeval planet-forming disks. *The Astrophysical Journal*, 720(2):1668, 2010.
- [126] P. Tanga, A. Babiano, B. Dubrulle, and A. Provenzale. Forming planetesimals in vortices. *Icarus*, 121(1):158–170, 1996.
- [127] P. S. Teixeira, L. A. Zapata, and C. J. Lada. A dense microcluster of class 0 protostars in ngc 2264 d-mm1. *The Astrophysical Journal Letters*, 667(2):L179, 2007.
- [128] S. Terebey, F. H. Shu, and P. Cassen. The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds. *The Astrophysical Journal*, 286:529–551, 1984.
- [129] N. Turner and T. Sano. Dead zone accretion flows in protostellar disks. *The Astrophysical Journal Letters*, 679(2):L131, 2008.
- [130] T. Umebayashi and T. Nakano. Fluxes of energetic particles and the ionization rate in very dense interstellar clouds. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 33:617, 1981.

- [131] T. Umebayashi and T. Nakano. Effects of radionuclides on the ionization state of protoplanetary disks and dense cloud cores. *The Astrophysical Journal*, 690(1):69, 2009.
- [132] S. M. Vicente and J. Alves. Size distribution of circumstellar disks in the trapezium cluster. *Astronomy & Astrophysics*, 441(1):195–205, 2005.
- [133] E. I. Vorobyov. Variable accretion in the embedded phase of star formation. *The Astrophysical Journal*, 704(1):715, 2009.
- [134] E. I. Vorobyov and S. Basu. The burst mode of accretion and disk fragmentation in the early embedded stages of star formation. *The Astrophysical Journal*, 719(2):1896, 2010.
- [135] Z. Wahhaj, L. Cieza, D. W. Koerner, K. R. Stapelfeldt, D. L. Padgett, A. Case, J. R. Keller, B. Merín, N. J. Evans II, P. Harvey, et al. The spitzer c2d survey of weak-line t tauri stars. iii. the transition from primordial disks to debris disks. *The Astrophysical Journal*, 724(2):835, 2010.
- [136] S. Weidenschilling. The origin of comets in the solar nebula: A unified model. *icarus*, 127(2):290–306, 1997.
- [137] J. P. Williams and L. A. Cieza. Protoplanetary disks and their evolution. *arXiv preprint arXiv:1103.0556*, 2011.
- [138] P. Woitke, I. Kamp, and W.-F. Thi. Radiation thermo-chemical models of protoplanetary disks-i. hydrostatic disk structure and inner rim. *Astronomy & Astrophysics*, 501(1):383–406, 2009.
- [139] C. Yasui, N. Kobayashi, A. T. Tokunaga, M. Saito, and C. Tokoku. The lifetime of protoplanetary disks in a low-metallicity environment. *The Astrophysical Journal*, 705(1):54, 2009.
- [140] H. W. Yorke, P. Bodenheimer, and G. Laughlin. The formation of protostellar disks. i-1 m (solar). *The Astrophysical Journal*, 411:274–284, 1993.
- [141] Z. Zhu, L. Hartmann, and C. Gammie. Long-term evolution of protostellar and protoplanetary disks. ii. layered accretion with infall. *The Astrophysical Journal*, 713(2):1143, 2010.
- [142] H. Zinnecker and H. W. Yorke. Toward understanding massive star formation. *arXiv preprint arXiv:0707.1279*, 2007.