

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

Uma perspectiva pancromática
no infravermelho (IR) para análise
do complexo IC 5146 *

Natália Amarinho Nunes

Tese realizada sob orientação do Prof. Dr. Charles Bonatto e apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre, RS, Brasil
Fevereiro de 2016

* Trabalho financiado pelo CNPq

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

A panchromatic view in IR
for the analysis of IC 5146 complex *

Natália Amarinho Nunes

Tese realizada sob orientação do Prof. Dr. Charles Bonatto e apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre, RS, Brasil
Fevereiro de 2016

* Trabalho financiado pelo CNPq

Agradecimentos

É tempo de agradecer ... Agradeço a todos e a cada um que ficou na torcida, participou (in)diretamente desta etapa!

Chego ao final do doutorado em paz comigo mesmo. Sentimento de missão cumprida, mesmo sabendo que a missão maior que chamam de Vida ainda me desafiará muitas e muitas vezes.

Se sinto isso é por ter alcançado os objetivos que me propus até agora. Mas todos sabem o quanto gosto de uma novidade, uma aventura, qualquer coisa que me faça coçar a cabeça refletindo e ponderando prós e contras.

O mais importante é deixar claro que somente sou quem sou e estou onde estou, pois cada um que está lendo este texto e tantos outros que se perderam na jornada contribuíram para minha educação, formação, elaboração de princípios, caráter e até mesmo a minha personalidade.

Gratidão a todos!

Resumo

Ao longo das últimas décadas, observações no IR obtidas pelo telescópio espacial Spitzer aumentaram significativamente a população conhecida de YSOs associados as nuvens moleculares próximas. Com tal censo, estudos recentes têm caracterizado estrelas PMS e determinado parâmetros em diferentes comprimentos de onda. Dada a cobertura restrita de algumas destas nuvens, relativo às suas regiões estendidas, estas populações de YSOs podem representar uma visão limitada da formação estelar nestas regiões. Diante disso, aproveitamos observações no IR médio do WISE, que fornece uma cobertura maior do céu, podendo assim apresentar uma maior população representativa de YSO. Nós estendemos o método de classificação bem estabelecido por Allen et al.(2004) para observações do Spitzer e WISE. Adotamos a fotometria 2MASS como sistema padrão para comparações. Além do aglomerado embebido IC 5146, nós fornecemos uma visão em diversas bandas fotométricas dos 5 novos aglomerados estelares embebidos e sua vizinhança. Em suma, a análise da amostra envolve os seguintes passos: (i) extração fotométrica (2MASS, Spitzer e WISE) de uma região circular; (ii) descontaminação de estrelas de campo para reforçar a morfologia intrínseca do diagrama Cor-magnitude (CMD) (essencial para determinar o avermelhamento, idade e distância do Sol); e (iii) construção de filtros cor-magnitude, para os perfis radiais de densidade estelar (RDPs). Os perfis foram construídos com estrelas selecionadas após a aplicação filtro cor-magnitude (CM) sobre a fotometria observada, o qual isola estrelas com grande probabilidade de serem membros do aglomerado. A distância do IC 5146 foi estimada num valor de 1190 ± 70 pc do Sol. Tal distância tem sido questão de debate na literatura. Entretanto, as distâncias e as incertezas fotométricas dos 5 NBBs sugerem que eles estão associados fisicamente. Estes novos YSOs descobertos, IC 5146 e Streamer possuem idade de 5 ± 3 Myr. Concluimos que todo o complexo IC 5146 sugere-nos uma concordância morfológica associada com o processo de formação estelar.

Abstract

Throughout the last decade sensitive infrared observations obtained by the Spitzer Space Telescope significantly increased the known population of YSOs associated with nearby molecular clouds. With such a census recent studies have characterized pre-main sequence stars (PMS) and determined parameters from different wavelengths. Given the restricted Spitzer coverage of some of these clouds, relative to their extended regions, these YSO populations may represent a limited view of star formation in these regions. We are taking advantage of mid-infrared observations from the NASA Wide Field Infrared Survey Explorer (WISE), which provides an all sky view and therefore full coverage of the nearby clouds, to assess the degree to which their currently known YSO population may be representative of a more complete population. We extend the well established classification method of the Spitzer Legacy teams to archived WISE observations. We have adopted 2MASS photometry as a “standard catalogue” for comparisons. Besides the massive embedded cluster IC 5146 we provide a multiband view of five new embedded clusters in its surroundings that we discovered with WISE. In short, the analysis involves the following for the presently studied cluster sample: *(i)* extraction of 2MASS/WISE/Spitzer photometry in a wide circular region; *(ii)* field-star decontamination to enhance the intrinsic Colour-magnitude diagram (CMD) morphology (essential for a proper derivation of reddening, age, and distance from the Sun); and *(iii)* construction of Colour-magnitude filters, for more contrasted stellar radial density profiles (RDPs).

Conteúdo

Conteúdo	IV
Lista de Figuras	VI
1 Introdução	2
1.1 Propriedades observadas nas nuvens de formação estelar	3
1.1.1 Sítios de formação estelar	3
1.1.2 Estrutura das nuvens moleculares	4
1.1.3 O papel da turbulência e do campo magnético	6
1.1.4 Evolução da Nuvem e o Tempo de Vida	9
1.2 Fragmentação das Nuvens de Formação Estelar	10
1.2.1 Instabilidade Gravitacional	11
1.2.2 Efeitos de rotação e campos magnéticos	14
1.2.3 O papel da turbulência	15
1.3 Colapso dos núcleos das nuvens pré-estelares	17
1.3.1 Condições iniciais	17
1.3.2 Colapso esférico	18
1.3.3 Colapso com rotação	21
1.3.4 Colapso com campos magnéticos	23
1.4 Fase opticamente espessa	25
1.5 Objetivos do trabalho	27
2 Questões Abertas na Evolução de Estrelas PMS de Baixa Massa	29
2.1 Alguns problemas interessantes	30
2.1.1 Estrelas de baixa massa como traçadoras da formação estelar .	30
2.1.2 Estrelas de baixa massa como traçadoras de idade	30
2.1.3 Obtenção da IMF e distribuição de idade	31
2.1.4 Fase protoestelar e “ <i>birthline</i> ” (linha do nascimento)	32
2.1.5 Localização das Trajetórias	32

2.1.6	Atmosfera não-cinza e convecção	33
2.1.7	O papel do campo magnético	34
2.1.8	Depleção do lítio	39
3	Dados Fotométricos e a Lei de Extinção Interestelar	42
3.1	Importância das observações no IR (infravermelho)	42
3.2	2MASS - The Two Micron All Sky Survey	43
3.3	WISE -Wide field Infrared Survey Explorer	44
3.4	Spitzer Space Telescope	45
3.5	A lei de extinção interestelar	46
4	Resultados e Discussão	54
5	Conclusões e Perspectivas	74
5.1	Perspectivas	75
5.2	Testes Observacionais para estrelas PMS	79
5.3	Estrelas de baixa massa e anãs marrons: $0.5 M_{\odot} \leq M_{\star} \leq 1.5 M_{\odot}$	80
5.4	Estrelas de massa intermediária: $1.5 \leq \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \leq 8.0$ e a faixa de instabilidade	82
5.5	Estrelas massivas: $M_{\star} \gtrsim 8.0 M_{\odot}$	84
5.6	Aglomerados <i>versus</i> estrelas massivas isoladas	85
5.7	A função de massa inicial - IMF	86
5.7.1	Um pouco de história	86
5.7.2	Atuais paradigmas para IMF	87
5.7.3	A IMF de aglomerados jovens e associações	91
5.8	Discos circunstelares	92
5.8.1	Formação do disco	93
5.8.2	Propriedades dos discos proto-planetários	95
5.9	Massa	96
5.9.1	Raio	97
5.10	Estrutura	99
5.10.1	Composição	102
	Apêndice B: Artigo	114
	Nunes, Bonatto & Bica, 2015	114
	Referências Bibliográficas	115

Lista de Figuras

- 2.1 Imagem do efeito Zeeman-Doppler por Hussain et al., 2007. O painel superior é um mapa local, com o preto indicando a presença da mancha solar e o branco, a fotosfera nua. O painel do meio e inferior são mapas dos campos radial e azimutal, respectivamente; azul e vermelho indicam $\pm 1300G$, e representam a estrutura do campo característico da AB Dor. 36
- 2.2 Este desenho ilustra como o imageamento Doppler funciona. Quando uma mancha cruza a superfície estelar numa dada latitude, há um decréscimo no fluxo contínuo observado, contribuindo para a permanência em toda absorção que é o deslocamento Doppler. Tomando uma série temporal do espectro a movimentação e localização das manchas pode ser determinada pela modelagem destas contribuições das linhas de absorção estelares. Crédito da imagem : A. Collier Cameron. 37
- 2.3 Este modelo para a estrela AB Dor da Jardine et al.,(2002) ilustra o efeito da temperatura coronal a partir da emissão raio X. A figura a esquerda é o campo magnético extrapolado em larga escala pelo imageamento superficial Zeeman-Doppler. Ao centro, uma imagem da emissão de raio X é gerada usando uma temperatura de 10^7K e uma densidade de $4 \times 10^8 cm^{-3}$. A direita, a mesma imagem mas com temperatura de $10^6 K$ e densidade coronal $2 \times 10^8 cm^{-1}$ 38
- 3.2 Filtros no NIR e MIR utilizados pelos telescópios 2MASS, WISE e Spitzer. Crédito: Galeria de imagens dos respectivos telescópios. 46
- 3.3 Comparação das leis de extinção na Via Láctea, a Grande e a Pequena Nuvem de Magalhães. Figura extraída de Gordon et al. (2013) 49

3.4	Composição de imagens da nuvem de poeira em Barnard 68: BVI (450 nm, 550 nm, 800 nm; esquerda) e BIK (550 nm, 800 nm, 2200 nm; direita). Crédito da imagem: ESO	50
3.5	O efeito do $A_V = 10\text{mag}$ no diagrama cor-magnitude de uma população obscurecida pela poeira a 450 pc.	52
4.1	NOAO/AURA/NSF imagem óptica do telescópio Kitt Peak (Campo é $\sim 2^\circ \times 1.5^\circ$) do IC 5146 (esquerda) e as posições dos 5 novos ECs (quadrados) ao longo do Streamer. Norte para cima e o leste para a esquerda. Crédito da imagem: Adam Block.	55
4.2	Distribuição das fontes pontuais do complexo IC 5146 e sua vizinhança. Extração do Catálogo 2MASS para $R = 60'$	56
4.3	Exemplo de descontaminação para o aglomerado estelar IC 5146. Painel superior: CMD observado para $R=7'$ (círculos abertos) é superposta na mesma área do céu (cinza). Painel inferior: CMD descontaminado.	59
4.4	Os perfis de densidade radial IC 5146 e dos ECs.	66
4.7	CMDs descontaminados dos 5 ECs e IC 5146 ajustados MS e PMS com isócronas de PADOVA. Pontos cinzas correspondem as estrelas de campo. Pontos marrons são estrelas subtraídas estatisticamente do aglomerado.	69
4.8	Diagramas Cor-cor ajustados com isócronas de PADOVA para o aglomerado IC 5146 e os 5 ECs. $A_V = 10\text{ mag}$	70
4.9	IC 5146 e os 3 ECs : $Ir2 \times (Ir2 - Ir4)$ e $(Ir1 - Ir3) \times (Ir2 - Ir4)$. Pontos são estrelas estatisticamente correspondentes com as do 2MASS.	71
4.10	Diagrama cor-cor do IC 5146 classificando os estágios evolutivos das estrelas PMS.	72
4.11	IC 5146 Streamer: CMDs descontaminados e ajustados com isócronas PADOVA. Painel Superior: 2MASS - $J \times (J - Ks)$ e $(J - H) \times (H - Ks)$. Painel Inferior: Spitzer - $Ir2 \times (Ir2 - Ir4)$ e $(Ir1 - Ir3) \times (Ir2 - Ir4)$	73
5.1	Comparação de modelos teóricos para PMS. Figura extraída do Tognelli et al. (2011)	78
5.2	Faixa de instabilidade teórica (região hachurada) no diagrama HR, ao longo uma amostra das PMS pulsantes δSct . Os pontos cheios são as estrelas que podem ser usadas para testar as condições iniciais protoestelares (Marconi et al, 2004).	83

-
- 5.3 IMF Kroupa e Salpeter - Linha tracejada é a IMF de Salpeter e a linha contínua, Kroupa (Stahler & Palla, 2004). 90
- 5.4 A variação da massa do disco protoplanetário com a massa da estrela central. O limite superior mostra os extremos da massa estelar, onde os discos não são detectados. A linha pontilhada diagonal delinea a média das detecções dos discos. Quase todos os discos em torno das estrelas ($0.04 - 10 M_{\odot}$) permanecem dentro da área cinza (hachurada), *1dex*. As exceções são estrelas O, onde os discos não são detectados nos comprimentos de onda (sub)milimétricos, indicando se há um curto tempo de vida do disco ou um cenário diferente de formação estelar (Cieza et al., 2011). . 105
- 5.5 Evolução do disco: a) Crescimento dos grãos sobre o plano do disco b) Perda de massa do disco através da acreção sob a estrela e a fotoevaporação na parte mais externa c) Diminuição da massa do disco e da taxa de acreção d) Permanência dos grãos grandes, planetesimais ou planetas. Figuras extraídas - Cieza et al.(2011). 112

Capítulo 1

Introdução

Estrelas são objetos auto-gravitantes de gás atômico e molecular e o problema como elas se formam é um dos focos mais importantes da astrofísica. A formação estelar determina a estrutura e evolução de galáxias através da transformação de gás mais poeira em estrelas. É pelo espalhamento da energia nuclear do gás deixado no Big Bang, determina-se a luminosidade das galáxias (McKee & Ostriker, 2007). O processo de formação estelar está intrinsecamente ligado à formação e evolução recente dos sistemas planetários.

O problema da formação estelar pode ser dividido em duas grandes categorias: microfísica e macrofísica. A microfísica da formação estelar trata da formação de estrelas individuais (ou binárias). Estrelas de todas as massas adquirem maior parte da massa via colapso gravitacional de um simples núcleo denso? Como são determinadas as propriedades de uma estrela ou binária? Como elas se formam? Como as estrelas massivas se formam em face da intensa pressão de radiação? Quais são as propriedades dos discos protoestelares, jatos e *outflows* associados com jovens objetos estelares (YSOs - *Young Stellar Objects*) e o que governa a evolução dinâmica deles?

A macrofísica da formação estelar trata da criação de sistemas estelares, desde aglomerados até galáxias. Quais são as características das nuvens moleculares gigantes (GMC- *Giant Molecular Cloud*), o local de maior formação estelar? Elas são formadas fora do gás interestelar? Quais processos determinam a distribuição das condições físicas dentro dessas regiões? Por que a formação estelar ocorre somente numa pequena fração de gás disponível? O que determina a distribuição de massa das estrelas em formação, isto é, a função de massa inicial (IMF- *Initial Mass Function*)?

Muitas dessas questões, particularmente as relatadas na microfísica da formação

estelar já tiveram grandes avanços na caracterização destas em todas as escalas e na determinação das propriedades do meio do qual elas se formam. Auxiliados por computadores poderosos, teóricos têm sido capazes de modelar numericamente os processos físicos e químicos associados ao processo de formação estelar.

1.1 Propriedades observadas nas nuvens de formação estelar

1.1.1 Sítios de formação estelar

A maior parte da formação estelar em galáxias ocorre nos braços espirais, os quais são marcados principalmente pelas concentrações de jovens estrelas luminosas e nuvens associadas ao gás ionizado. As estrelas mais brilhantes têm vida mais curta que 10 milhões de anos, ou 10^{-3} vezes a idade do Universo, então elas precisam ter se formado muito recentemente a partir do denso gás interestelar que também está concentrado nos braços espirais. A formação de estrelas ocorre também perto do centro de algumas galáxias, incluindo a nossa própria Via Láctea, mas este tipo de formação é frequentemente obscurecida pela poeira interestelar e a sua existência é inferida apenas a partir da radiação infravermelha emitida pela poeira aquecida pelas estrelas jovens imersas. O gás a partir do qual as estrelas se formam, seja em braços espirais ou núcleos galácticos, está concentrado em grandes e densas nuvens moleculares. Algumas nuvens moleculares da vizinhança são vistas como *dark clouds*¹ contra o fundo brilhante da Via Láctea, porque a poeira interestelar absorve a luz das estrelas mais distantes que se encontram atrás das nuvens.

Muitas estrelas jovens são vistas em algumas *dark clouds* da vizinhança, mais marcante entre as quais estão as estrelas T Tauri, cuja variabilidade, associação com as nuvens, e altas luminosidades para suas temperaturas indicam que elas são extremamente jovens e tem idades de aproximadamente 1Myr (Herbig, 1962, Cohen & Kuhl, 1979). Estas estrelas T Tauri são jovens estrelas conhecidas, e fazem parte da PMS² que ainda não tornaram seus núcleos suficientemente quentes para queimar hidrogênio e iniciar a fase de sequência principal. Algumas delas estão imersas particularmente em pequenas e densas *dark clouds*, que são claramente os sítios de formação estelar. Estas nuvens têm sido estudadas extensivamente, usando técnicas

¹Uma nuvem relativamente densa, de gás interestelar frio, principalmente molecular, cujas partículas de poeira obscurecem a luz de estrelas por trás dele

²Pre-Main Sequence: Pré-Sequência Principal

de radio para observar as moléculas mais pesadas que H_2 , tais como CO, CN e OH e técnicas de infravermelho para estudar a poeira. Observações de emissão térmica da poeira no infravermelho distante provaram ser úteis para o estudo destas pequenas nuvens; a poeira é a melhor traçadora observável da distribuição de massas porque a maior parte das moléculas pesadas congelam sobre os grãos de poeira em altas densidades. Muitas dessas pequenas nuvens são densas o suficiente para a gravidade mantê-las juntas contra a pressão de radiação e levá-las a entrar em colapso, reforçando a identificação dos locais de nascimento das estrelas segundo Ward-Thompson (2002).

As menores e mais isoladas *dark clouds* têm recebido mais atenção porque elas são mais fáceis para estudar e modelar, mas a maioria das estrelas se formam, na verdade, em grupos maiores e aglomerados, em concentrações maiores e mais complexas de gás molecular. Não há clara demarcação entre as concentrações moleculares de tamanho diferente, mas os termos *cloud*, *clump* e *core* foram utilizadas frequentemente, geralmente com referência ao tamanho das estruturas. Neste trabalho, o termo *clump* será usado para denotar qualquer região numa grande nuvem, enquanto o termo *core* será usado para designar um núcleo pré-estelar denso e auto-gravitante que poderia entrar em colapso para formar uma estrela ou um grupo de estrelas. O termo *cloud* tem sido usado para descrever algumas nuvens densas compactas ou isoladas (Leung, 1985) cuja importância de fomentar os sítios de nascimento estelar foi defendida por Bok (1948, 1971).

1.1.2 Estrutura das nuvens moleculares

Projetos concebidos para *surveys* de gás molecular em galáxias mostram que eles estão normalmente concentrados em grandes segmentos ou braços espirais com tamanhos 1 kpc e $10^7 M_\odot$ (Solomon & Sanders, 1985, Elmegreen, 1993). Estes complexos podem conter várias nuvens moleculares gigantes (NMGs) com tamanhos maiores que 100 pc e massas acima de $10^6 M_\odot$, e estas nuvens por sua vez contém uma estrutura muito menor que pode ser filamentar ou agrupada num grande intervalo de escala (Blitz, 1993, Williams et al., 2000).

Subestruturas encontradas nas NMGs variam de aglomerados massivos com tamanhos de vários parsecs e massas de milhares de massas solares, as quais podem formar grupos de estrelas, pequenos núcleos densos com tamanhos da ordem de 0.1 pc e massa da ordem $1 M_\odot$, os quais podem formar estrelas individuais ou pequenos sistemas múltiplos, que foram apresentados por Myers (1985, 1999), Cernicharo (1991), Lada et al. (1993), Williams et al. (2000), André et al. (2000) e Visser et al.

(2002). A estrutura interna das nuvens moleculares é parcialmente hierárquica, consistindo de pequenas subunidades dentro de maiores, e os modelos fráctais podem aproximadamente representar em alguns aspectos desta estrutura como descrito por Scalo (1985, 1987), Larson (1995), Simon (1997), Elmegreen (1997, 1999, 2000), Stutzki et al. (1998). Em particular, as bordas irregulares das nuvens moleculares têm formas fractais que se assemelham às superfícies turbulentas, o que sugere que estas podem ser criadas pela turbulência segundo Falgarone et al. (1991).

Nuvens moleculares são as partes mais densas do meio interestelar e envoltórios de gás atômico as circundam. A abundância de moléculas aumenta com a densidade porque moléculas de hidrogênio se formam na superfície dos grãos de poeira, e a taxa deste processo tem uma relação direta de proporcionalidade. Além disso, a sobrevivência das moléculas requer que as nuvens tenham uma opacidade suficiente devido à poeira protegê-las da radiação ultravioleta, que é capaz de dissociá-las, e isto significa que nuvens moleculares precisam ter uma densidade colunar ao menos de $20 M_{\odot} pc^{-2}$ equivalente ao sugerido por Elmegreen (1985, 1993). A maioria destas tem densidade colunar muito maiores que a citada acima, são entretanto bastante opacas, da ordem de $100 M_{\odot} pc^{-2}$. Devido às altas densidades das nuvens moleculares, a taxa a qual elas são resfriadas pelos processos de colisão atômica e emissão molecular é alta, e devida a alta opacidade das mesmas, a taxa a qual elas são aquecidas pela radiação externa é baixa; o resultado é que nuvens moleculares são muito frias e têm temperaturas típicas de aproximadamente $10 - 20 K$. Temperaturas acima de $100 K$ ou mais podem existir localmente em regiões aquecidas pela luminosidade das estrelas recém-formadas.

Em nuvens moleculares típicas, o resfriamento é devido principalmente à emissão da radiação infravermelha a partir de moléculas, como o CO, que normalmente é o arrefecedor mais importante segundo McKee et al. (1982), Gilden (1984). No entanto, nos núcleos pré-estelares mais densos da nuvem, o gás torna-se termicamente acoplado a poeira, a qual então controla a temperatura por sua emissão térmica, principalmente a baixa ou quase temperatura constante de aproximadamente $10 K$ sobre um grande intervalo de densidades (Hayashi & Nakano, 1965, Hayashi, 1966, Larson, 1973, 1985, Tohline, 1982, Masunaga & Inutsuka, 2000). Esta baixa e quase constante temperatura é uma importante característica do processo de formação estelar e é o que torna possível o colapso da nuvem protoestelar com massas tão pequenas quanto $1 M_{\odot}$ ou menos.

As densidades de gás em NMGs variam ao longo de muitas ordens de grandeza: a densidade média pode ser da ordem de 20 moléculas de $H_2 \cdot cm^{-3}$, enquanto em

grandes aglomerados podem ter densidades médias de $10^3 H_2 \cdot cm^{-3}$ e pequenos núcleos de nuvens pré-estelares podem ter densidades médias de $10^5 H_2 \cdot cm^{-3}$ ou mais. Em altas densidades e baixas temperaturas, características das nuvens moleculares, a auto-gravidade é importante e domina sobre a pressão térmica por um grande fator, exceto em pequenos *clumps*. Se a pressão térmica fosse a única força oponente à gravidade, nuvens moleculares poderiam então ser esperadas em rápido e eficiente colapso em estrelas. A maioria delas são de fato observadas como sítios de formação estelar, mas fazem isso ineficientemente, transformando apenas uma pequena percentagem da sua massa em estrelas, antes de dispersarem. O fato delas não transformarem rapidamente a maioria de sua massa em estrelas, apesar da forte dinâmica da gravidade sobre a pressão térmica, é considerado problemático, e leva a uma visão generalizada de efeitos adicionais, tais como campo magnético ou turbulência que suportam estas nuvens quase em equilíbrio contra a gravidade e evita um rápido colapso.

No entanto, a estrutura observada das nuvens moleculares não se assemelha a qualquer tipo de configuração em equilíbrio, mas em vez disso, é altamente irregular e filamentar, o que sugere que estas nuvens são estruturas altamente dinâmicas e de rápida mudança, assim como as nuvens terrestres. A complexa estrutura das nuvens moleculares é importante ser entendida porque pode influenciar ou determinar muitas das propriedades das estrelas e sistemas formados. Por exemplo, estrelas frequentemente aparentam se formar numa organização hierárquica constituída por grupos menores dentro dos maiores, e isso pode refletir a hierarquia e talvez a estrutura fractal das nuvens de formação estelar, de acordo com Gomez et al. (1993), Larson (1995), Testi et al. (2000), Elmegreen (2000). Estrelas podem também obter suas massas diretamente dos núcleos de suas nuvens pré-estelares, como é sugerido pela distribuição de massa ou função de massa inicial (IMF), com as quais são formadas e parecem assemelhar-se à distribuição de massas dos núcleos pré-estelares em nuvens moleculares conforme Motte et al. (1998), Testi & Sargent (1998), Luhman & Rieke (1999), André et al. (2000), Motte & André (2001).

1.1.3 O papel da turbulência e do campo magnético

Além de suas formas irregulares, nuvens moleculares têm movimentos internos complexos, como é frequentemente indicado pelos perfis largos das linhas de emissão molecular. Em todos, exceto nos menores *clumps*, estes movimentos são supersônicos, com velocidades que excedem significativamente a velocidade do som de $0.2 Km \cdot s^{-1}$, típica de *dark clouds* segundo Larson (1981), Myers (1983), Dickman (1985). Os

perfis de linha parecem refletir principalmente movimentos aleatórios em pequena escala, em vez de movimentos sistemáticos em larga escala como a rotação da nuvem, uma vez que os movimentos observados são geralmente muito pequenos para contribuir muito para o alargamento das linhas. Os movimentos aleatórios internos nas nuvens moleculares são muitas vezes referidos como turbulência, embora a natureza detalhada permaneça obscura. Não obstante, a existência de algum tipo de hierarquia de movimentos turbulentos é sugerido pelo fato da dispersão de velocidade inferida a partir da largura da linha, aumentar sistematicamente com o tamanho da região e se assemelhar à *lei clássica de Kolmogoroff* (Larson, 1979, 1981, Myers, 1985, Myers & Goodman, 1988, Scalo, 1987, Falgarone et al., 1992). Turbulência supersônica pode ter um papel importante na estruturação das nuvens moleculares, uma vez que os movimentos podem gerar choques que produzem grandes flutuações de densidade. Muito esforço tem sido, portanto, dedicado a estudar movimentos turbulentos em nuvens moleculares, e tem sido encontradas em muitos estudos a relação largura da linha-tamanho, embora com variabilidade e dispersão considerável conforme sugerido por Goodman et al. (1998), Myers (1999).

Estudos que incluem movimentos em escalas maiores sugerem que uma correlação similar entre dispersão de velocidade e tamanho da região se estende até escalas galácticas, e isso sugere que os movimentos de turbulência em nuvens moleculares são parte de uma hierarquia em grande escala de movimentos turbulentos interestelares (Goodman & Rafikov, 2001, Larson, 1979). Nuvens moleculares devem, então, representar condensações em um meio interestelar geralmente turbulento, e sua estrutura dinâmica, deve constituir parte da estrutura e da dinâmica do meio como um todo. A origem dos movimentos interestelares observados em grande escala ainda não é totalmente compreendida, mas muitas fontes diferentes certamente contribuem para eles, e tanto estas quanto as propriedades da turbulência interestelar podem variar de lugar para lugar. Alguns contribuintes incluem movimentos gravitacionais em grande escala, efeitos estelares como a ionização, ventos, explosões de supernovas em escalas menores. Diferentes regiões de formação estelar, de fato, mostram diferentes níveis de turbulência, por exemplo, há um maior nível de turbulência na região de *Orion*, por exemplo, onde as estrelas de todas as massa estão se formando em duas grandes NMGs, do que na menor nuvem *Taurus*, que estão formando apenas estrelas menos massivas (Larson, 1981). Em muitos casos, a auto-gravidade é mais ou menos equilibrada pela turbulência nas nuvens moleculares e isto sugere que a gravidade e turbulência são igualmente importantes no controle da estrutura e evolução dessas nuvens.

Além de serem turbulentas, as NMGs também são magnetizadas de forma significativa, e os campos magnéticos também podem ser importantes para a dinâmica e evolução dessas nuvens (Heiles et al., 1993, McKee et al., 1993). Se as nuvens moleculares são fortemente magnetizadas, seus movimentos internos podem ter comportamento predominantemente como ondas de Alfvén, apenas transversal e com movimentos de não-compressão, que podem dissipar mais lentamente que a turbulência supersônica, fato puramente hidrodinâmico (Arons & Max, 1975).

O movimento MHD (Magneto Hidrodinâmico) ondulatório pode então proporcionar uma fonte de pressão que pode complementar a pressão térmica e ajudar a suportar as nuvens moleculares contra a gravidade num tempo significativo (Myers & Goodman, 1988, McKee et al., 1993, McKee & Zweibel, 1995). Se as nuvens moleculares podem realmente ser suportadas contra a gravidade por um longo tempo pela combinação de campos magnéticos estáticos e da lenta dissipação da turbulência, isso pode dar alguma justificativa para os modelos que tratam estas nuvens como estruturas em quase-equilíbrio (Shu et al., 1987, 1993, 1999, McKee, 1999).

É difícil testar modelos que suportem apoio a nuvem magnética por causa da escassez de medições precisas das forças de campo, afinal medidas diretas usando o efeito Zeeman são difíceis e na maioria dos casos fornecem somente limites superiores (Heiles et al., 1993). Uma compilação de resultados feita por Crutcher (1999) sugere que os campos magnéticos estáticos não são suficientes por si só para contrabalançar com a gravidade, mas que pode haver uma equipartição de energia entre força magnética e energia cinética da turbulência nas nuvens moleculares, ocorrendo uma combinação de campos magnéticos estáticos e turbulência MHD que conjuntamente podem suportar essas nuvens contra a gravidade. Bourke et al. (2001) encontraram, com mais dados, que o campo magnético medido não é suficiente para equilibrar a gravidade se as nuvens estudadas são esféricas, mas poderia ser suficiente se estas nuvens são achatadas e os campos não detectados estejam próximos de seus limites máximos. Se os campos magnéticos estáticos forem importantes no sustento de nuvens moleculares contra a gravidade, todavia, pode-se esperar para ver os alinhamentos entre estruturas das nuvens e direção do campo magnético inferido a partir de estudos de polarização, mas os esforços para encontrar tais alinhamentos tiveram resultados ambíguos e muitas vezes não mostram os alinhamentos separados (Goodman et al., 1990).

O progresso na compreensão do papel da turbulência MHD em nuvens moleculares tem, entretanto, vindo de simulações numéricas segundo Stevens (1993), VazquezSemadeni et al. (2000), Nordlund & Padoan (2003), Mac Low & Klessen

(2004), Ballesteros-Paredes (2004). Estas simulações mostram que, embora campos magnéticos sejam importantes e a turbulência seja predominantemente ondulatória, qualquer movimento MHD decai num tempo comparável ao dinâmico ou *crossing time* da nuvem, definido como o tamanho da nuvem dividido pela velocidade turbulenta típica (Mac Low et al., 1998, Stone et al., 1998). Essa rápida onda de dissipação ocorre, movimentos ao longo das linhas de campo são imediatamente gerados e eles produzem choques que logo dissipam a energia da onda. Assim, a gravidade não pode ser equilibrada por muito tempo e por qualquer tipo de turbulência ao menos que esta seja continuamente regenerada por uma fonte de energia apropriada. Porém o ajuste é então necessário, e a turbulência deve ser gerada em todas as escalas para manter uma nuvem em equilíbrio sem perturbá-la (Mac Low, 2003). Modelos deste tipo são limitados pelo fato que o aquecimento associado com a dissipação da turbulência gerada internamente pode produzir temperaturas mais elevadas do que as observadas (Basu & Murali, 2001).

Se as nuvens moleculares são de fato transitórias, em vez de estruturas em quase-equilíbrio, como é sugerido por Larson (2003), isso remove a maior parte da motivação para postular suporte magnético a longo prazo. Os campos magnéticos podem ainda ter consequências importantes para formação estelar, mas eles podem exercer seus efeitos mais importantes durante as fases iniciais da evolução da nuvem, quando os campos ainda estão fortemente acoplados ao gás e podem amortecer os movimentos de rotação, ajudando assim, a resolver o problema do momento angular da formação estelar como apresentado por Mouschovias (1977, 1991). Durante os estágios posteriores a alta densidade do colapso, é esperado que o gás desacople do campo magnético por difusão ambipolar, e então o campo magnético torna-se dinamicamente insignificante (Basu & Mouschovias, 1994, Mouschovias, 1994).

1.1.4 Evolução da Nuvem e o Tempo de Vida

Evidências sobre o tempo de vida e evolução da nuvem molecular é fornecida pelas idades das estrelas recém-formadas e aglomerados estelares (Blaauw, 1964, 1991, Elmegreen, 2000, André et al., 2000, Hartmann et al., 2001, Hartmann, 2003). Muito poucas NMGs conhecidas não estão formando estrelas. Isto significa que pode não haver tempo morto entre a formação de uma densa e massiva nuvem molecular e o início da formação estelar; em particular, não pode ter qualquer longo período lento de evolução quasi-estática antes das estrelas começarem a se formar. Nuvens moleculares também não podem sobreviver muito tempo depois da formação estelar, uma vez que o intervalo de idade das estrelas e jovens aglomerados nunca é maior que

10 *Myr*, estrelas mais velhas que esta idade não têm mais gás molecular associado (Leisawitz et al., 1989). Menores nuvens ainda têm menores dispersões de idade porque em todos os casos são comparáveis ao seu *crossing time* (Elmegreen, 2000); na nuvem *Taurus*, por exemplo, a maioria das estrelas se formaram há apenas poucos milhões de anos (Hartmann et al., 2001, Hartmann, 2003, Palla & Stahler, 2002). Em escalas menores, os núcleos das nuvens pré-estelares têm ainda menores tempo de vida estimado, que são de algumas centenas de milhares de anos para os menores e mais densos André et al. (2000). Formação estelar é, portanto, um processo rápido, e sempre ocorre num tempo comparável com o *crossing time* da nuvem molecular associada ou do núcleo. Depois disso, uma nuvem de formação estelar deve ser destruída ou tornar-se não reconhecível, talvez sendo destruída por efeitos estelares tais como ionização, ventos (Tenorio Tagle et al., 1979, Franco et al., 1994, Matzner, 2002) ou sendo dispersa, ou ainda re-estruturada por *flows*³ em larga escala.

Estudos sobre a química das nuvens moleculares também sugerem idades jovens e vidas curtas. Como discutido por Stahler (1984), Herbst (1994), Prasad et al. (1987), van Dishoeck & Blake (1998) as nuvens moleculares e os núcleos das mesmas parecem ser quimicamente subdesenvolvidos, uma vez que as abundâncias de várias moléculas observadas estão frequentemente distantes daquelas esperadas para prevalecer em equilíbrio químico. Isto novamente sugere que nuvens moleculares são bastante jovens, ou pelo menos elas tenham recentemente sido submetidas ao reprocessamento químico por algum evento, em último caso, as estruturas observadas ainda devem ter origem recente. Este fato de que a maioria das moléculas nas densas nuvens moleculares não terem ainda esfriado sobre os grãos de poeira, como seria de esperar se estas são objetos estáveis, também sugere que as nuvens moleculares ou núcleos podem ser relativamente jovens, da ordem de 1 *Myr* ou menos. Por conseguinte, a evidência sugere que as NMGs são estruturas transientes que se formam, evoluem, e dispersam-se rapidamente num tempo comparável ao *crossing time* dos movimentos internos de turbulência

1.2 Fragmentação das Nuvens de Formação Estelar

As estrelas mais jovens estão associadas com as partes mais densas das nuvens moleculares e especialmente com os núcleos mais densos que parecem ser os progenitores

³fluxos interestelares

diretos de estrelas e agrupamentos estelares (Myers, 1995, 1999, Cernicharo, 1991, Lada et al., 1993, Williams et al., 2000, André et al., 2000). Quais mecanismos podem ser responsáveis por gerar a estrutura agrupada observada das nuvens moleculares, que consiste de uma hierarquia de *clumps* de vários tamanhos? Dois tipos básicos de processos podem estar envolvidos:

1. Os densos grupos observados e os núcleos das nuvens podem se originar a partir de pequenas flutuações de densidade nas mesmas sendo assim amplificadas pela auto-gravidade; tal processo de fragmentação gravitacional pode, em princípio, gerar progressivamente uma hierarquia de menores e mais densos aglomerados.
2. Alternativamente, a estrutura agrupada observada pode ser gerada por movimentos supersônicos turbulentos que comprimem o gás em choques; uma hierarquia de regiões condensadas ou agrupadas pode então ser produzida por movimentos turbulentos. É quase certo que, tanto a gravidade como a turbulência tem papéis importantes na fragmentação das nuvens moleculares dentro de aglomerados densos, mas será útil e sensato considerar seus efeitos separadamente.

1.2.1 Instabilidade Gravitacional

A visão clássica, que remonta as especulações de Newton e desenvolvido por Jeans (1902, 1929) e Hunter (1964) é que a formação de estrelas se inicia com pequenas flutuações de densidade num meio quase uniforme e estas são amplificadas pela gravidade num processo chamado de *instabilidade gravitacional*. Jeans estudou o crescimento das perturbações chamadas ondas de densidade num meio uniforme que tem pressão finita, mas sem rotação, campos magnéticos ou turbulência, e ele mostrou que perturbações de curto comprimento de onda são dominadas pela pressão e propagam-se como ondas de som, enquanto perturbações cujo comprimento de onda excede um valor crítico chamado *comprimento de Jeans* são dominadas pela gravidade e não propagam, apenas crescem exponencialmente. Para um meio isotérmico, com uma densidade uniforme ρ e uma temperatura constante T que é fixada pelos processos radiativos, o comprimento de Jeans, λ_J , pode ser expresso em termos da densidade ρ e a velocidade do som $c = (kT/m)^{1/2}$ onde m é a média da massa da partícula:

$$\lambda_J = \pi^2 \cdot c \cdot (G \cdot \rho)^{-1/2} \quad (1.1)$$

Supondo que as flutuações de densidade dos grupos nos quais as estrelas formam têm dimensões similares em todas as 3 coordenadas, a massa mínima correspondente para as flutuações gravitacionalmente instáveis pode ser estimada; esta massa de Jeans, M_J , usualmente definida como $\rho \cdot \lambda_J^3$ é:

$$M_J = 5.57 \frac{c^3}{G^{3/2} \rho^{1/2}} \quad (1.2)$$

se, em vez de perturbações com simetrias cilíndricas são assumidas planas, e se a massa de Jeans é definida como massa da região contraída no interior do primeiro mínimo da autofunção esférica $r^{-1} \sin kr$ o resultado difere apenas no coeficiente numérico de 8.53 em vez de 5.57.

Como tem sido frequentemente observado, a relevância da análise de Jeans é obscura porque é matematicamente inconsistente podendo sobrecarregar o colapso das flutuações de densidade individuais. Esta inconsistência tem provocado às vezes a análise de Jeans ser chamada de *fraude de Jeans* por Binney & Tremaine (1987). Análises rigorosas de estabilidade podem, entretanto, ser feitas para uma variedade de condições de equilíbrio que não se submetem a um colapso global como um meio uniforme e infinito, assumido por Jeans. Uma semelhante configuração é um plano infinito-paralelo em equilíbrio hidrostático vertical; perturbações na densidade superficial deste plano crescem exponencialmente se seus comprimentos de onda excedem um valor crítico análogo ao comprimento de Jeans. Para uma camada isotérmica a velocidade do som fixada, c , este comprimento de onda crítico é :

$$\lambda_{crit} = 2\pi H = \frac{2 \cdot c^2}{G \cdot \mu} \quad (1.3)$$

(Spitzer, 1942, 1978) onde μ é a densidade superficial da camada e $H = \frac{c^2}{\pi G \mu}$ que é a escala de altura. Se perturbações com simetria cilíndricas em vez de planares forem consideradas, a massa mínima crítica (massa da região contraída) será uma função de Bessel :

$$M_{crit} = 4.67 \frac{c^4}{G^2 \mu} \quad (1.4)$$

(Larson, 1985). Este resultado pode também ser expresso em termos da densidade ρ , no plano médio da camada, e este valor seria:

$$M_{crit} = 5.86 \frac{c^3}{G^{3/2} \mu^{1/2}} \quad (1.5)$$

a qual é quase idêntica a massa de Jeans como dada. No caso de uma simetria plana,

a taxa de crescimento é máxima para perturbações cujo comprimento de onda é quase duas vezes o valor crítico e diminui para comprimentos de onda maiores (Simon, 1965, Elmegreen, 1978), permitindo que as flutuações desse tamanho entrem em colapso mais rápido que as regiões de maiores dimensões. Estes resultados podem ser generalizados para equações de estado não isotérmicas e são apenas moderadamente sensíveis à equação do estado adotada (Larson, 1985); mesmo uma camada densa é instável para o crescimento de perturbações na densidade superficial (Goldreich & Lynden-Bell, 1965), e a massa mínima instável crítica neste caso expressa em termos de densidade e velocidade do som é de 2.4 vezes maior que no caso isotérmico.

Outro tipo de configuração estudada é o equilíbrio em simetria cilíndrica ou filamentar. Tais configurações poderiam ser mais realísticas que as camadas, dada a aparência frequentemente filamentária das nuvens moleculares (Schneider & Elmegreen, 1979, Hartmann, 2002), das simulações numéricas do colapso da nuvem e da fragmentação para desenvolver a estrutura filamentária (Larson, 1972a, Monaghan & Lattanzio, 1991, Miyama et al., 1987, Bodenheimer et al., 2000, Klessen & Burkert, 2001, Bonnell & Bate, 2002, Bate et al., 2003). A estabilidade de simetrias cilíndricas foi estudada pela primeira vez por Chandrasekhar & Fermi (1953) e os filamentos isotérmicos mais realistas por Stodólkiewicz (1963). Os resultados disponíveis, incluindo um caso intermediário com uma proporção de calores específicos $Y = 2$, são novamente não muito sensíveis à equação do estado : se a massa mínima instável é expressa em termos da densidade e velocidade do som no eixo central do filamento, que difere da massa de Jeans dada anteriormente tendo um coeficiente numérico que varia entre 3.32 e 6.28 para $1 \leq Y \leq \infty$, em vez de ser igual a 5.57 (Larson, 1985). Assim, a massa de Jeans parece proporcionar uma aproximação útil para a massa mínima da fragmentação, que é válida de uma maneira geral, independentemente da geometria e equação do estado e da configuração da fragmentação.

A análise de estabilidade pode também ser feita para uma esfera em equilíbrio isotérmico, tamanho finito, temperatura fixa e pressão limite; tal configuração pode ser relevante para formação estelar se os núcleos pré-estelares das nuvens quando formados estão em equilíbrio com a pressão do meio circundante. Para uma velocidade do som, c , fixada e a pressão limite, P , uma esfera isotérmica é instável para entrar em colapso se o seu raio e massa excederem os valores críticos (Spitzer, 1968):

$$R_{BE} = 0.48 \frac{c^2}{G^{1/2} P^{1/2}}; M_{BE} = 1.18 \frac{c^4}{G^{3/2} P^{1/2}} \quad (1.6)$$

Estes resultados foram obtidos, independentemente, por Bonnor (1956) e Ebert (1955), para uma esfera isotérmica com tais propriedades críticas, e portanto, pos-

teriormente chamada de *esfera de Bonnor-Ebert*. Isso pode estar relacionado com o comprimento e massa de Jeans discutidos, observando que num meio isotérmico a pressão e densidade estão relacionados por $P = p \cdot c^2$, assim R_{BE} e M_{BE} tem a mesma forma dimensional como o comprimento e massa de Jeans, determinados nas equações acima, entretanto, com menores coeficientes que refletem o fato da *esfera de Bonnor-Ebert* conter apenas matéria cuja densidade é maior que a densidade de *background*, enquanto uma região do comprimento de Jeans também inclui material de densidade mais baixa que pode ou não entra em colapso com o material mais denso. Configurações de equilíbrio em simetrias não-esféricas podem ser produzidas por fragmentação de um filamento isotérmico e foram estudadas por Curry (2000). Ele demonstrou a existência de uma sequência de equilíbrio variando de um filamento com pequenas variações de densidade longitudinal para uma cadeia de *clumps* alongados; estes *clumps* não-esféricos tem as propriedades de estabilidade semelhantes àsquelas das *esferas de Bonnor-Ebert* (Lombardi & Bertin, 2001, Curry, 2002).

1.2.2 Efeitos de rotação e campos magnéticos

Muitos autores tem estudado a estabilidade de várias configurações rotantes, incluindo os discos que podem fragmentar-se em anéis ou *clumps*; neste caso, a hipótese de que um disco fino frequentemente fornece uma boa aproximação. As propriedades de estabilidade dos discos finos são basicamente similares àsquelas camadas do plano infinito com uma modificação devido a rotação, e os resultados podem ser generalizados de modo semelhante com as equações de estado não-isotérmicas (Larson, 1985). Em dois casos especiais, aquele de um disco rígido rotativo e aquele de modelos axissimétricos de curto comprimento de onda, é possível de se fazer uma análise rigorosa da estabilidade e mostrar que o efeito de rotação está sempre estabilizando com a taxa de crescimento dos modos instáveis e a gama de comprimento s de onda instáveis são um tanto reduzidas; no entanto, o comprimento de onda de crescimento rápido permanece inalterado, e é de novo quase exatamente o dobro do comprimento mínimo ou comprimento de Jeans, como no caso não-rotativo. A instabilidade pode ser completamente suprimida se a estabilidade de Toomre cujo parâmetro $Q = \frac{cK}{\pi G \mu}$ excede o valor crítico da ordem de uma unidade, onde K é a frequência epicyclica (Binney & Tremaine, 1987). Para disco fino isotérmico infinitamente, o valor de Q é exatamente unitário, enquanto para discos de espessura finita o valor de Q é um pouco menor do que a unidade, o valor exato depende da equação do estado; o caso limite é um disco incompressível, para o qual o valor crítico de Q é 0.526 dado por

Larson (1985).

Para um disco diferencialmente rotativo, flutuações de densidade são continuamente encerradas pela rotação diferencial, mas flutuações concluídas podem ainda ser amplificadas por possivelmente um grande fator no processo de *amplificação swing* estudada por Goldreich & Lynden-Bell (1965) e Toomre (1981). Não há critério de estabilidade preciso para um disco em rotação diferencial, mas simulações numéricas mostram que o critério de aproximação $Q < 1$ ainda serve como um bom indicador de estabilidade; por exemplo, Miyama et al. (1984) constatam que a rotação diferencial dos discos é instável para a fragmentação dentro dos *clumps* se $Q \lesssim 0.75$. Se a fragmentação ocorre, os tamanhos e massas dos clumps que formam são similares aqueles que formam em casos não-rotativos, uma vez que a rotação afeta somente a taxa de crescimento mas não a escala de tamanho e massa das crescentes flutuações de densidade.

A estabilidade de vários tipos de configurações magnéticas incluindo camadas, filamentos e discos tem sido estudadas por diversos autores (Chandrasekhar & Fermi, 1953, Pacholczyk, 1963, Stodólkiewicz, 1963, Nakano & Nakamura, 1978, Nakamura et al., 1993). Nakamura (1984), além disso, mostrou a estabilidade dos discos com rotação e campos magnético e que os efeitos destes sob a taxa de crescimento das perturbações são aditivos numa aproximação linear (pequena amplitude). Todos estes estudos mostram que um campo magnético, com rotação, sempre tem efeito estabilizador, e aquelas perturbações nos comprimentos de onda curtos, são mais fortemente estabilizados. O efeito mais forte pode ocorrer para um disco roscado ou uma camada circundada por um campo magnético perpendicular, e este caso de instabilidade, pode ser suprimido se a pressão magnética exceder a pressão do gás no plano médio. Entretanto, tão logo que a instabilidade não seja completamente suprimida, o comprimento e a massa de Jeans são ainda válidos para configurações que são parcialmente suportadas pela rotação e campos magnéticos. Assim, se a gravidade é forte o suficiente para causar o colapso, a escala mínima na qual ele pode ocorrer é sempre aproximadamente a escala de Jeans, e a estrutura está prevista para crescer mais rapidamente em escala sobre 2 vezes a escala de Jeans.

1.2.3 O papel da turbulência

Como foi observado na seção anterior, as nuvens de formação estelar tem internas movimentações turbulentas que são supersônica, e estes movimentos devem desempenhar algum papel na estruturação dessas nuvens. Movimentos turbulentos em escalas maiores podem até mesmo ser responsáveis pela formação das nuvens molecu-

lares. Simulações de turbulência supersônica mostram que se os campos magnéticos são importantes e significativamente restringe os movimentos turbulentos, choques são ainda inevitavelmente produzidos pelas movimentações ao longo das linhas de campo, e estes choques comprimem o gás dentro das estruturas que podem estar em camadas, filamentos ou *clumpy* (Ostriker et al., 1999, 2001, VazquezSemadeni et al., 2000, Klessen et al., 2000, Padoan et al., 2001, Gammie et al., 2003, Mac Low, 2003). Se o resfriamento eficiente mantém a temperatura aproximadamente constante e os choques são isotérmicos, como é frequentemente assumido, a densidade do gás por detrás do choque é aumentada por um fator igual ao quadrado do *número de Mach*⁴. Os números de Mach dos movimentos observados em nuvens moleculares são tipicamente da ordem de 5 – 10, então os choques podem comprimir o gás até duas ordens de grandeza na densidade.

Os movimentos de turbulência observados em nuvens moleculares torna-se subsônico em menores escalas, e isto sugere que pode haver um limite inferior para o tamanho das estruturas comprimidas que podem ser criadas pela turbulência. O menor núcleo de uma nuvem pré-estelar, de fato, tem movimentos subsônicos internos, e eles também parecem ter relativamente estruturas planas e regulares, possivelmente reflete o fato de que a turbulência subsônica pode não produzir grandes flutuações de densidade (Larson, 1981, Myers, 1983, 1985, Goodman et al., 1998, Padoan et al., 2001). Os tamanhos das menores unidades da formação estelar poderiam então ser determinados por escala na qual a turbulência da nuvem torna-se subsônica; a transição de movimento supersônico para subsônico ocorre na escala de ordem de $0.05-0.1pc$, o qual é aproximadamente a escala de tamanho dos núcleos pré-estelares observados.

A escala mínima para fragmentação turbulenta, assim determinada, pode ser essencialmente idêntica a escala de Jeans em regiões comprimidas e criadas pela turbulência. As correlações empíricas entre o tamanho da região, velocidade de dispersão e densidade que tem sido encontradas em muitas nuvens moleculares e *clumps* (Larson, 1981, Myers, 1985, Myers & Goodman, 1988, Falgarone et al., 1992) sugerem que pode ter uma pressão térmica típica $p \cdot v^2$ da ordem de $4 \times 10^{-11} \text{ dina scm}^{-2}$ que é independente do tamanho da região. Se regiões comprimidas são criadas com pressões térmicas desta ordem, o comprimento de Jeans em tais regiões é da ordem de $0.1 pc$; a *esfera de Bonnor-Ebert* com esta pressão limite e temperatura de $10 K$ tem um diâmetro de $0.06 pc$ e uma massa de $0.7 M_{\odot}$, similar aos tamanhos observados e massas de núcleos pré-estelares em nuvens moleculares. Assim, a compressão

⁴Quantas vezes o corpo atingiu a velocidade do som numa determinada temperatura.

turbulenta com uma pressão da ordem acima poderia explicar grande parte da estrutura em pequena escala observada nas nuvens moleculares. VazquezSemadeni et al. (2000) e Ballesteros-Paredes (2004) enfatizaram que estruturas criadas pela turbulência são geralmente transitórias e longe do equilíbrio, mas se algumas estruturas comprimidas tem aproximadamente o comprimento de Jeans, elas deveriam sobreviver mais tempo que as outras e mostram equilíbrio rigoroso entre a gravidade e a pressão antes do colapso ou da dispersão.

A visão dos núcleos das nuvens de formação estelar são criados pela turbulência parece assim fornecer uma base atraente para a compreensão de como a formação de estrelas é iniciada nas nuvens moleculares (Mac Low, 2003) especialmente se tem característica de pressão turbulenta determinada pelas propriedades em grande escala do meio interestelar, como sugerido por Larson (1996). Entretanto, se permanecer obscuro até que ponto os movimentos turbulentos observados em nuvens moleculares podem ser uma causa e em que extensão eles podem ser uma consequência do colapso gravitacional e fragmentação, os quais podem envolver complexos e até mesmo movimentos caóticos. Os resultados das simulações do colapso e da fragmentação das nuvens não parece ser sensível a forma pela qual a turbulência é introduzida, ou mesmo se a turbulência está inicialmente presente em tudo, a escala de fragmentação sempre parece ser semelhante a massa inicial de Jeans, embora massas fragmentadas podem ser um pouco reduzidas pela compressão que ocorre durante o colapso (Larson & Tinsley, 1978, Klessen & Burkert, 2001, Bate et al., 2002, 2003, Bonnell & Bate, 2002). Assim poderia ser que aquela turbulência, como rotação e campos magnéticos, tenha um papel mais de modulação que controle da formação estelar, talvez influenciando as propriedades estatísticas e a distribuição espacial de jovens estrelas e sistemas estelares.

1.3 Colapso dos núcleos das nuvens pré-estelares

1.3.1 Condições iniciais

O resultado do colapso do núcleo de uma nuvem pré-estelar depende das condições iniciais e de como o colapso é iniciado. Vimos que os núcleos de formação estelar são criados por processos complexos da dinâmica da nuvem que ainda não é completamente entendida, então nós não podemos especificar precisamente como elas iniciam o colapso. Entretanto, há dois tipos de modelos amplamente estudados que ilustram duas possibilidades limitantes para o colapso do núcleo esférico da nu-

vem iniciar. Uma possibilidade sugerida pelas análises de estabilidade e simulações de fragmentação já discutidas acima, é que o colapso inicia com um *clupm* de gás instável ou marginalmente estável no qual a gravidade ganha sobre a pressão térmica e provoca um colapso gravitacional (Hayashi, 1966). Muitos cálculos de colapso da nuvem, por exemplo, assumiu que seu estado inicial é similar a *esfera de Bonnor-Ebert* que excede ligeiramente a estabilidade limiar, mas o modelo apresenta uma teoria plausível que parece aproximar as estruturas observadas de muitos núcleos das nuvens pré-estelares (Ward-Thompson, 2002).

Um outro tipo de modelo baseia-se na hipótese de que núcleos pré-estelares são inicialmente suportados magneticamente e condensados gradualmente pela difusão ambipolar, segundo o gás contrai lentamente através das linhas de campo (Shu, 1977, Shu et al., 1987). Shu (1977) argumentaram que tal processo de contração faz com que o núcleo se torne cada vez mais centralmente condensado e suportado pela pressão térmica, eventualmente tornando-se uma esfera singular isotérmica (*SIS*) sem suporte magnético e com uma distribuição de densidade dada por $\rho = \frac{c^2}{2\pi Gr^2}$. Tal configuração é instável e provavelmente inatingíveis por qualquer processo físico real Whitworth et al. (1996) e na verdade, os cálculos detalhados da difusão ambipolar mostra que nunca foi realizado, visto que um colapso dinâmico inicia antes do singular estado ser alcançado (Basu & Mouschovias, 1994, Mouschovias & Ciolek, 1999). No entanto, a simplicidade e elegância do modelo *SIS* e a facilidade com que ele pode ser usado para gerar previsões levaram a sua ampla utilização como um *modelo padrão* para a formação estelar e fornece um modelo de referência útil e limitado.

1.3.2 Colapso esférico

Em adição as condições iniciais, a dinâmica do colapso depende do comportamento térmico do gás. Em baixas densidades, a temperatura tende a diminuir com o aumento da densidade do gás, por causa do aumento da eficiência do resfriamento atômico e da linha molecular, enquanto a maior parte do gás torna-se termicamente acoplada a poeira, a qual então controla a temperatura pela sua emissão térmica; a temperatura em seguida começa a subir lentamente com o aumento da densidade (Hayashi, 1966, Larson, 1973, 1985, Tohline, 1982, Masunaga & Inutsuka, 2000). O efeito líquido é que a temperatura não varia muito, enquanto a densidade aumenta em muitas ordens de grandeza; a temperatura no núcleo colapsante tende a permanecer no intervalo entre 6 – 12 *K* enquanto o núcleo permanece opticamente fino para emissão térmica, o que é verdadeiro para densidades abaixo $10^{10} H_2 cm^{-3}$. A

maioria dos cálculos de colapso presume, para simplificar, que os primeiros estágios do colapso são isotérmicos com a temperatura constante de 10 K . Esta suposição é, no entanto, um pouco bruta e nem sempre pode ser adequada, por exemplo, a mudança do resfriamento molecular para poeira deveria ter significantes consequências para os detalhes da fragmentação (Whitworth et al., 1998).

Os cálculos tem adotado um limite fixo para o núcleo colapsante da nuvem, mas também outras possibilidades, como a pressão constante na borda. Isso não muda a natureza qualitativa do colapso, e um resultado universal de cálculos de colapso isotérmicos, independente das condições iniciais ou de contorno, é sempre altamente não-uniforme e caracterizado pelo crescimento desordenado do pico central da densidade (Penston, 1969, Bodenheimer & Sweigart, 1968, Larson, 1969). Essa natureza não-uniforme do colapso é de fundamental importância para os estágios subsequentes de evolução, e isso ocorre porque o colapso das camadas externas é sempre retardado por um gradiente de pressão externa que desenvolve quando a pressão interna eleva mas a pressão limite não. Mesmo se a densidade e a pressão são inicialmente uniformes, um gradiente de pressão externa é criado no limite quando o colapso inicia, e este gradiente propaga na direção interna, com uma onda de rarefação na velocidade do som. Se a gravidade e a pressão inicialmente são balanceadas, a onda de rarefação atinge o centro antes do colapso ter progredido para o meio externo, e tanto a densidade quanto a pressão diminui uniformemente depois disso.

Na ausência do gradiente de pressão, o colapso de uma esfera de gás uniforme ocorre no tempo *free-fall*:

$$t_{free-fall} = \frac{3\pi}{32G\rho}^{1/2} \quad (1.7)$$

definido como o tempo necessário para colapsar a partir de um estado de repouso (Spitzer, 1978). Na presença de um gradiente de pressão finito e externo, o colapso é ligeiramente desacelerado de uma queda livre, mas o tempo necessário para cada casca da massa radial colapsar a parte central é ainda aproximadamente o tempo *free-fall* calculado a partir da densidade média, tendo como um resultado as regiões mais internas e mais densas sempre colapsando mais rápido que as outras, e o pico de distribuição de densidade se tornando cada vez mais central (Larson, 1973, Tohline, 1982).

Cálculos numéricos mostram que a distribuição de densidade de um colapso de uma esfera isotérmica se aproxima da forma assintótica $\rho \propto r^{-2}$ progressivamente a raio menores desde que a aproximação isotérmica matenha-se (Larson, 1973, Ogino et al., 1999). A distribuição de densidade desta forma, a qual é válida para uma

esfera em equilíbrio isotérmico, é também aproximada na esfera em colapso dinâmico porque o gradiente de pressão nunca se torna insignificante próximo a região central e evita que o pico de densidade torne-se demasiado estreito em qualquer estágio; a largura do pico em qualquer estágio é sempre da ordem do comprimento de Jeans, e por conseguinte, é sempre proporcional a $\rho^{-1/2}$. O crescimento do pico de densidade central procede de uma maneira similar a solução encontrada por Penston (1969) e Larson (1969), a qual é assintoticamente válida no limite das altas densidades centrais e pequenos raios, onde as condições iniciais e de contorno não são relevantes, ou simplesmente, esquecidas.

No limite finito da densidade central esta similaridade de solução LP (*Larson-Penston*) tem uma distribuição de densidade dada por $\rho = \frac{0.705c^2}{Gr^2}$ a qual é em todos os lugares igual 4.43 vezes a densidade de equilíbrio do modelo *SIS*, e que também tem uma velocidade *infall* assintoticamente constante igual a 3.8 vezes a velocidade do som. Cálculos numéricos mostram que a distribuição de densidade aproxima da forma predita r^{-2} após a densidade central aumentar por várias ordens de grandeza, entretanto a velocidade do colapso converge mais lentamente que o valor assintótico da solução LP e atinge apenas 2 vezes a velocidade do som antes que a aproximação isotérmica inicie o colapso.

Se a equação do estado não é isotérmica, mas pode ainda ser aproximada pela forma politrópica $P = p^\gamma$, resultados qualitativamente similares são encontrados por uma solução similar com a forma assintótica $\rho = r^{\frac{-2}{2-\gamma}}$ (Larson1969, Ogino1999). O efeito dos pequenos desvios da simetria esférica no colapso foi estudado por Larson (1972a), Hanawa & Matsumoto (1999, 2000) e Lai (2000) com a conclusão de que pequenos desvios da simetria esférica deve crescer um pouco durante o colapso térmico mas provavelmente não o suficiente para alterar significativamente os resultados qualitativos descritos acima. Em particular, Larson (1972a) encontraram que pequenos desvios da simetria tendem a oscilar entre prolato (alongado) e oblato (achatado/redondo) durante o colapso, enquanto a forma prolata pode tornar-se mais alongada progressivamente e colapsar sobre um fino eixo (Lin et al., 1965). Segundo Hanawa & Matsumoto (1999, 2000) a análise feita sobre a estabilidade da solução LP para perturbações não-esféricas, existe uma fraca instabilidade na qual distorções prolatas e oblatas crescem lentamente com o aumento da densidade central, mas a amplitude da distorção aumenta apenas 0.177 a força da densidade central, e isto pode não ser o suficiente para produzir grandes desvios da simetria esférica durante a fase isotérmica do colapso.

A grande implicação de todos esses resultados é que apenas uma fração muito

pequena da massa da nuvem colapsante atinge primeiro densidades elevadas para formar uma estrela, enquanto a maior parte da massa permanece por trás de um envelope *infall*. Isto também é verdadeiro para o modelo SIS (Shu, 1977), no qual o ápice central da distribuição de densidade é concebido quase-estático; a essencial diferença é que neste modelo o envelope está em repouso, em vez de *falling inward* aproximadamente duas vezes a velocidade do som como nos modelos dinâmicos de colapso. Em ambos casos, o objeto estelar central ou protoestrela com uma pequena massa inicial tende a formar no centro e continuar crescendo em massa por acreção do envelope circundante. Assim, a estrela que eventualmente forma no núcleo de uma nuvem colapsante esférica adquire quase toda massa final por acreção.

1.3.3 Colapso com rotação

A maioria dos núcleos das nuvens de formação estelar observados está em rotação (Goodman et al., 1993), como seria de se esperar, devido à turbulência das nuvens moleculares (Burkert & Bodenheimer, 2000), e esta rotação deve fortemente influenciar os estágios posteriores do colapso se o momento angular é conservado. O momento angular de um núcleo típico da nuvem pré-estelar é ordens de magnitude maior do que pode estar contido numa simples estrela, mesmo se girar a velocidade do colapso, e isto implica que alguma perda ou redistribuição do momento angular é necessária se uma estrela está para se formar; este é o clássico problema do momento angular da formação estelar. As recentes discussões deste problema assumiram que as nuvens adquirem seus momentos angulares da rotação galáctica e isso levou a uma disparidade de muitas ordens de grandeza do seu valor (Mestel & Spitzer, 1956, Mestel, 1965, Spitzer, 1968). As taxas de rotação dos núcleos pré-estelares são consideravelmente menor que o previsto para esta base, plausivelmente, porque os campos magnéticos levam a maior parte do momento angular inicial durante as fases de baixa-densidade da nuvem, quando os campos permanecem acoplados fortemente ao gás (Mestel, 1965, Mouschovias, 1977, 1991). No entanto, o momento angular observado nos núcleos pré-estelares é ainda 3 ordens de grandeza a mais que do que pode estar contido numa estrela e os campos magnéticos não podem dispor de todo esse momento angular porque eles dissociam do gás e tornam-se dinamicamente sem importância durante os estágios posteriores do colapso. Na maioria dos casos, colapso com rotação provavelmente resulta na formação de sistemas binários ou múltiplos cujos movimentos orbitais podem ser responsáveis por grande parte do momento angular inicial.

Vários esforços iniciais para calcular o colapso de uma nuvem com rotação as-

simétrica mostrou a formação de um anel com um mínimo de densidade central (Larson, 1972a, Black & Bodenheimer, 1976, Tohline, 1980). Este tipo de configuração era hipoteticamente instável para a fragmentação num sistema binário ou múltiplo (Bodenheimer, 1978). Entretanto, os cálculos posteriores com mais fina resolução espacial não resultaram em um anel, mas em vez disso, um disco central condensado no qual se desenvolve de uma maneira auto-semelhante, qualitativamente, como um caso não-rotativo (Norman et al., 1980, Narita et al., 1984). Hayashi et al. (1982) e Toomre (1982) obtiveram uma solução analítica para um disco isotérmico que tem a mesma distribuição de momento angular como uma nuvem uniformemente rotativa, entretanto, Hayashi et al. (1982) sugeriram que este disco singular aproxima o fim do estado de colapso de uma nuvem isotérmica uniformemente rotativa. Cálculos de colapso detalhados por Matsumoto et al. (1997) mostraram que tal disco singular é efetivamente abordado, e que embora a dinâmica seja complexa em detalhes e envolva formação de choques recorrentes, a evolução pode ser descrita em termos de oscilação ao redor de uma solução assintótica similar que se assemelha, qualitativamente, com a solução LP acrescida de um achatamento rotacional (Saigo & Hanawa, 1998). Já os cálculos do colapso não-isotérmico com rotação assumem várias equações de estado politrópicas que também mostram um desenvolvimento auto-similar da singularidade central (Saigo et al., 2000).

Uma importante conclusão é que a rotação não impede a formação da singularidade central, a qual se desenvolve qualitativamente de mesmo modo que no caso não-rotativo, enquanto o colapso permanece isotérmico. Como foi enfatizado por Narita et al. (1984), este comportamento resulta essencialmente da competição entre a pressão e a gravidade próxima ao centro, e a força centrífuga nunca torna-se forte o suficiente para deter o aumento da condensação central. A principal diferença é que no caso da rotação, a maior parte da massa acaba no disco sustentada pela força centrífuga em torno da densidade central. Este disco tende eventualmente tornar-se instável ou ligeiramente estável de acordo com o parâmetro Q , já abordado anteriormente, desde que $Q < 1$ em todos os casos e $Q < 0.4$ em casos mais relevantes (Hayashi et al., 1982, Larson, 1984). Um possível resultado de estabilidade de tal disco provem das flutuações de densidade que produzem torques que transportam momento angular para o meio externo e conduz um *inflow* sobre o objeto central (Larson, 1984), como ocorre na simulação 3D do colapso rotacional (Bate, 1998). Outra possibilidade é que eventualmente os fragmentos do disco formam um sistema binário ou múltiplo de estrelas (Matsumoto & Hanawa, 2003). Segundo Narita et al. (1984) o resultado do colapso rotacional é sensível a desvios isotérmicos,

e a equação de estado mais realística pode algumas vezes nos levar à formação de um anel e conseqüentemente uma fragmentação em vez do desenvolvimento do pico central de densidade.

Quando a rotação é adicionada ao modelo SIS (Shu et al., 1987), o resultado é que a maioria da matéria do envoltório não cai diretamente sobre a protoestrela, mas assenta no disco ao redor dela (Terebey et al., 1984, Shu et al., 1987, 1993). O crescimento em massa e raio do disco circumstelar pode envolver numerosos estágios e processos, supondo plausivelmente que tenha um disco gravitacionalmente instável ou ligeiramente estável (Stahler, 1994, 2000). Mais uma vez, é possível que as flutuações espirais de densidade produzam torques gravitacionais que conduzam uma transferência interna de massa (Stahler, 2000), mas isso requer que o crescimento das flutuações de densidade deva saturar antes de se tornarem suficientemente grandes para causar a fragmentação do disco, e não é claro se o estado estacionário como este pode ser mantido. Caso contrário, o resultado pode ser finalmente a fragmentação do disco e a formação de um sistema binário ou múltiplo. Modelos de discos assimétricos podem então ser relevantes em situações que o disco nunca adquire massa suficiente para se tornar auto-gravitante.

1.3.4 Colapso com campos magnéticos

Como os campos magnéticos têm sido considerados importantes no suporte as nuvens moleculares contra a gravidade, muito esforço tem sido dedicado para modelar magneticamente a evolução dos núcleos das nuvens que inicialmente, condensam-se lentamente por difusão ambipolar (Nakano, 1984, Shu, 1977, Mouschovias, 1991, Mouschovias & Ciolek, 1999, McKee et al., 1993, McKee & Ostriker, 2007). A escala de tempo para este processo de difusão ambipolar é estimada ser da ordem de 10^7 anos; uma vez que esta é uma ordem de grandeza maior que o tempo *free-fall*, e espera-se que a evolução seja quase-estática. À medida que magneticamente a parte central do tal núcleo da nuvem contrai lentamente, a sua autogravidade se torna cada vez mais importante e progressivamente mais achatada ao longo das linhas de campo. Eventualmente a gravidade torna-se forte o suficiente para submergir o suporte magnético próximo ao centro, resultando num colapso descontrolado. Cálculos detalhados da evolução do núcleo da nuvem magnetizada e rotante (Basu & Mouschovias, 1994, 1995a,b) têm mostrado que este colapso dinâmico se inicia antes da densidade central ter aumentado por um grande fator e, normalmente antes que tenha alcançado 10^{-5} cm^{-3} ; logo o colapso predito se inicia com densidades não muito diferentes das observadas nas nuvens pré-estelares (Ciolek & Basu, 2000). O co-

lapso acelera a difusão ambipolar e continua a remover o fluxo magnético da região colapsante, e em seguida, procede qualitativamente como no caso não-magnético, com um desenvolvimento descontrolado da densidade central. Como a região em colapso é achatada e retém algum suporte magnético, a velocidade do colapso é um pouco menor e atinge um valor máximo quase igual à velocidade do som. Nakano (1998) questionou tais modelos de difusão ambipolar, argumentando que os núcleos das nuvens moleculares observados não podem ser fortemente magnetizados porque eles então não mostrariam grande aumento na densidade colunar, e porque, seria difícil explicar o nível de turbulência observada. Também sugeriu que a turbulência pudesse desempenhar um papel mais importante que as forças magnéticas nas nuvens contra a gravidade, e que o colapso dinâmico poderia ser iniciado mais pela dissipação da turbulência que pela difusão ambipolar (Goodman et al., 1998, Myers & Lazarian, 1998, Williams et al., 2000). Forças magnéticas irão então permanecer menos importantes que a gravidade durante todo o colapso, servindo principalmente para retardar um pouco o colapso comparado ao caso não-magnético (Indebetouw & Zweibel, 2000, Heitsch et al., 2001). Em defesa de um colapso relativamente rápido que não seja retardado pelos campos magnéticos, Aikawa et al. (2003) encontraram abundâncias observadas de várias moléculas nos núcleos das nuvens de formação estelar que são consistentes com aquelas previstas para os núcleos de colapso rápido, e que a concordância torna-se pior se o colapso é consideravelmente retardado pelos efeitos magnéticos entre outros.

Uma vez que o rápido colapso dinâmico se inicia, a singularidade da densidade central desenvolve-se de uma maneira similar até mesmo na presença do campo magnético. Basu (1997, 1998) mostraram que os detalhados resultados para estágios tardios do colapso do núcleo da nuvem magnetizada e rotante pode ser aproximado por uma solução assintótica que se assemelha à solução LP, exceto por uma geometria achatada e algum retardo contínuo do suporte magnético; esta solução novamente prevê um perfil de densidade assintótico da forma $\rho \propto r^{-2}$, com uma constante da velocidade do colapso de ~ 2 vezes a velocidade do som. Tomisaka (1996), Nakamura et al. (1995, 1999) calcularam o colapso dos núcleos magnetizados das nuvens que foram formados pela fragmentação de um filamento magnetizado e também mostra a formação de uma estrutura achatada que desenvolve uma singularidade da densidade central de uma maneira auto-similar; assim no caso do colapso rotacional, a dinâmica é complexa e envolve a formação recorrente de choques, mas eles podem ser descritos em termos de oscilações ao redor de uma solução assintótica similar àquela de Basu (1997). Nakamura et al. (1999) sugeriram que este tipo de colapso

auto-similar é universal e é aproximado por essencialmente ter a mesma solução encontrada por Saigo & Hanawa (1998) para o colapso gravitacional, com suporte magnético aqui tomando o lugar da força centrífuga. Cálculos do colapso magnético que continuam até a fase de acreção mostram que a difusão ambipolar pode ser responsável pela remoção da maior parte do fluxo magnético inicial da matéria que vai para a formação estelar e portanto, soluciona o *problema do fluxo magnético* na formação de estrelas (Ciolek & Koenigl, 1998, Contopoulos et al., 1998).

Desta forma, um campo magnético com rotação não impede a formação da densidade central, quando a gravidade ganha vantagem e provoca um colapso dinâmico. Mesmo se os núcleos das nuvens pré-estelares fossem formados como resultado da difusão ambipolar, eles prevêm o colapso dinâmico do seu estado observado, e sua evolução tardia é então moderadamente retardada pelo campo magnético residual. A distribuição de densidade que resulta tem a mesma forma assintótica r^{-2} como no modelo SIS, mas no caso do colapso dinâmico, o envoltório é achatado em vez de esférico e estático. Algumas características destes resultados foram incorporadas na generalização do modelo SIS por Li & Shu (1996) que incluíram o achatamento e suporte magnético; estes autores encontraram uma solução para o disco isotérmico magnetizado que é similar ao disco de Hayashi-Toomre, com a força magnética tomando o lugar da centrífuga. Posteriormente o sistema pode envolver acreção deste disco sobre a protoestrela.

1.4 Fase opticamente espessa

Os resultados descritos acima para o colapso esférico e para o colapso com rotação ou campos magnéticos mostram que a pressão térmica nunca se torna insignificante perto do centro, e aquele pico de densidade central sempre se desenvolve qualitativamente da mesma maneira, controlado pela competição entre pressão térmica e gravidade no centro. A suposição de simetria esférica pode, então, fornecer uma aproximação adequada para estágios tardios da evolução do pico central de densidade quando à profundidade óptica torna-se grande e o resfriamento radiativo torna-se sem importância, fazendo com que a temperatura central aumente substancialmente. A aplicabilidade dessa hipótese recebe algum apoio do cálculo tridimensional do colapso gravitacional (Bate, 1998); apesar do achatamento rotacional eventualmente tornar-se importante e características espirais transitórias aparecerem, torques gravitacionais transferem momento angular suficiente para o meio externo, permitindo o crescimento contínuo de concentração de massa central que envolve da mesma

maneira como no caso esférico.

Os cálculos de Larson (1969, 1972b), Appenzeller & Tscharnuter (1975), Winkler & Newman (1980a,b) e Masunaga & Inutsuka (2000) para estágios posteriores ao colapso esférico apresentaram resultados semelhantes para um objeto estelar central ou protoestrela, e um resultado um pouco similar foi obtido por Wuchterl & Tscharnuter (2003). O pico de densidade central se torna opaco a radiação térmica dos grãos de poeira quando a densidade central atinge cerca de $10^{-13} g \cdot cm^{-3}$ ou $2 \times 10^{10} H_2 \cdot cm^{-3}$, e a temperatura central em seguida inicia-se um aumento da temperatura central acima do seu valor inicial $\sim 10 K$. Um tratamento de transferência radiativa se torna então necessário, e várias aproximações têm sido usadas pelos autores acima, mas eles produziram resultados similares para a transição da fase inicial isotérmica para uma fase adiabática da evolução. O gás se tornou completamente adiabático em densidades acima de $10^{-12} g \cdot cm^{-3}$, com uma taxa de calor específico de $\gamma \cong \frac{7}{5}$ que é apropriado para um gás de hidrogênio molecular. Como a densidade continua aumentando, então a pressão aumenta mais rapidamente que a gravidade e o colapso desacelera, essencialmente, chegando a um impasse quando a densidade central atinge $\sim 2 \times 10^{-10} g \cdot cm^{-3}$. Uma região central que quase está em equilíbrio hidrostático, então se forma, e continua a crescer em massa assim como matéria cai para a região central por meio do choque de acreção que se estabelece na superfície.

Este primeiro núcleo hidrostático tem uma massa de $\sim 0.01 M_{\odot}$ e mais um raio com várias UA (unidades astronômicas), e as suas propriedades são quase independentes das condições iniciais ou limite, devido à convergência do comportamento auto-similar que ocorre na fase isotérmica do colapso; isso significa que as propriedades da região central dependem somente da física térmica do gás. Já que pouca ou nenhuma fragmentação para massas menores seja provável que ocorra após o núcleo hidrostático tenha se formado. A massa desse primeiro núcleo é esperada ser a massa mínima que possa ser atingida pela fragmentação, e é essencialmente o mesmo para o *limite de opacidade* de $\sim 0.07 M_{\odot}$ que foi encontrado pela primeira vez por Low & Lynden-Bell (1976). O primeiro núcleo hidrostático é no entanto uma característica transitória e a segunda fase do colapso inicia-se quando a temperatura sobe acima $2000 K$, ocasionando a dissociação das moléculas de hidrogênio e reduzindo o valor de γ abaixo do valor crítico de $\frac{4}{3}$ necessário para o equilíbrio. Esta segunda fase do colapso central avança qualitativamente o mesmo caminho que a fase isotérmica anterior, e é novamente caracterizada pelo crescimento descontrolado do pico de densidade central. O rápido colapso continua até o hidrogênio no centro ficar mais ionizado e o valor γ subir para um valor próximo de $\frac{5}{3}$ que é característico do inte-

rior de uma estrela ionizada. O colapso é então permanentemente interrompido no centro um segundo núcleo se forma, delimitado de novo por um choque de acreção o qual a matéria continua a declinar. Este segundo núcleo estelar inicialmente tem uma pequena massa de apenas $0.01 M_{\odot}$ e um raio aproximado $1 R_{\odot}$, mas ele cresce rapidamente em massa e também em tamanho, e como um resultado, as suas propriedades iniciais são logo esquecidas e têm pouco efeito nos estágios posteriores de sua evolução. Dentro de um curto período de tempo, aproximadamente 10 anos, toda a massa do primeiro núcleo é transferida para o segundo ou nasce uma protoestrela, mas a maioria da massa do colapso inicial ainda permanece atrás de um extenso envoltório *infall* que continua a depositar matéria na protoestrela central.

Conclui-se que uma estrela começa sua vida como um pequeno embrião, cuja massa é inferior a $10^{-2} M_{\odot}$. Esta protoestrela continua a crescer em massa conforme a matéria continua a cair sobre ela através do choque de acreção na sua superfície. Logo neste início, a matéria *infall* externa ao choque de acreção é ainda opticamente espessa e o choque é entretanto adiabático, como um resultado, as camadas externas da protoestrela são fortemente aquecidas e expandem rapidamente. Depois que o material do núcleo hidrostático foi acretado a opacidade da matéria externa ao choque cessa rapidamente e a radiação começa a escapar livremente do choque. Porque esta perda de energia radiativa da protoestrela para a expansão subsequentemente mantém o raio quase constante $\sim 4 R_{\odot}$ durante o processo de acreção. Eventualmente a acreção protoestelar torna-se uma estrela normal da pré-sequência principal (PMS), a qual então adquiriu quase a totalidade da sua massa por acreção do envoltório. Acreção é uma parte essencial do processo de formação estelar e a ideia é de que as estrelas podem adquirir a maior parte de sua massa pela acreção do meio interestelar, sendo isso sugerido pela primeira vez por Hoyle & Lyttleton (1939).

1.5 Objetivos do trabalho

O complexo IC 5146 e os 5 novos objetos estelares encontrados no presente estudo (Capítulo 4) são aglomerados imersos numa região de transição, emissão para HII, na Constelação de Cygnus.

Como esses tipos de regiões estão geralmente ligadas a regiões de formação estelar, consideramos o complexo IC 5146 e sua vizinhança um excelente alvo de estudo. Tal estudo é pioneiro no que diz respeito à análise da formação estelar utilizando 3 gerações de dados (2MASS, WISE e Spitzer), e tende a consolidar o Spitzer como

ferramenta na investigação de aglomerados ainda imersos nas nuvens moleculares. Não há trabalhos relacionados a descobertas de aglomerados estelares com o survey Spitzer. Na realização desta tese pretende-se: (i) descontaminar e detectar o campo, comparar os resultados do 2MASS com WISE e Spitzer, além de investigar como o estado dinâmico destes aglomerados pode ser inferido de tais dados, e com que precisão; (ii) analisar os novos candidatos a aglomerados estelares; (ii) estudar aglomerados imersos em nuvens moleculares, classificar os estágios evolutivos das estrelas PMS (Pre Main-Sequence) e estimar os parâmetros fundamentais (idade, distância e avermelhamento).

A organização deste trabalho dá-se em cinco capítulos como segue: No capítulo 2 é feito um levantamento das questões abertas sobre as estrelas PMS. No capítulo 3 é feita uma descrição dos dados fotométricos utilizados e a lei de extinção interestelar adotada. No capítulo 4 são apresentadas a região analisada, o método de análise empregado e as discussões dos resultados. Por fim, no capítulo 5 temos as conclusões e perspectivas. O apêndice A apresenta os modelos teóricos (trajetórias evolutivas) para estrelas PMS. O artigo publicado até o momento está no Anexo B.

Capítulo 2

Questões Abertas na Evolução de Estrelas PMS de Baixa Massa

Definimos estrelas de baixa massa todos os objetos com massa ($M \leq 1.5 M_{\odot}$). Neste capítulo examinarei algumas das questões sobre o porquê que a evolução das estrelas PMS é interessante no contexto geral da formação estelar. Discutirei também os principais pontos que influenciam a evolução desta fase, isto é, fase protoestelar, o papel da convecção, opacidade, atmosfera não-cinza, rotação e campo magnético.

Todas essas partes afetam as idades (e a história da formação estelar), a determinação de massas (IMF) e a localização destes objetos no diagrama HR nas regiões de formação estelar, que deve ser levada em conta para uma correta interpretação dos resultados observacionais. De acordo com as escolhas, as idades jovens podem ser facilmente diferenciadas por um fator 2, e a massa por um fator de 3. Estudos de binárias PMS ajudarão na melhora da modelagem.

D’Antona & Mazzitelli (1994) usaram as suas isócronas como “teste de modelagem computacional” da convecção e opacidade. Logo depois vieram outros tantos modelos e a necessidade de melhoria dos mesmos.

O estudo da evolução das PMS é importante para:

- traçar modelos de formação estelar no espaço e no tempo;
- ter traçadores de idade (baixa e muito baixa massa) os quais não sofram problemas de incerteza da física das estrelas acima da MS;
- deduzir a função de massa inicial (IMF);
- compreender as modalidades da evolução da rotação estelar e as depleções dos elementos leves (ex: Li)

Estes problemas são investigados pelos meios de comparação entre o conjunto de isócronas e a localização observacional das estrelas nos diagramas cor-magnitude e cor-cor.

2.1 Alguns problemas interessantes

2.1.1 Estrelas de baixa massa como traçadoras da formação estelar

Preibisch & Zinnecker (1999) obtiveram a história da formação estelar em *Upper Sco OB*, terminando com uma imagem do nascimento de estrelas da associação *Sco-Cen*: formação estelar iniciou alguns 5 Myr atrás na Upper Cen Lupus, então, as explosões de supernova nesta região desencadearam a formação em *Upper Sco*, alguns 4 Myr atrás. A explosão da primeira supernova nesta região ocasionou a formação estelar em *ρ Oph*, aproximadamente há 1 Myr.

Testi et al. (2000) e Habart et al. (2003) estudaram a aglomeração de estrelas de baixa massa em torno das estrelas jovens mais massivas, encontrando que jovens Be's tendem a ser cercadas por densos aglomerados com companheiras de baixa massa, enquanto estrelas Ae não. Massi et al. (2000) estudaram a vizinhança de jovens objetos estelares, progenitores de estrelas de massa intermediária, na associação Vela, encontrando que elas estão imersas nos jovens aglomerados estelares de baixa massa.

2.1.2 Estrelas de baixa massa como traçadoras de idade

A determinação da idade dos aglomerados estelares jovens ($< 1 - 2 \times 10^8 yr$) é geralmente feita através do ajuste da isócrona no turn-off (TO). Este ajuste é incerto por muitas razões: primeira de todas é que a região do TO é pouco povoada de estrelas, e também a binariedade afeta a localização delas; segunda, o tempo de evolução fora da MS depende da rotação, *overshooting* e perda de massa de aproximadamente 30%. Esta aproximação de idade também requer um bom conhecimento da composição química do aglomerado. Em princípio, a idade das estrelas de baixa massa pode ser muito menos dependente do modelo, embora os problemas de calibração das cores a baixa T_{eff} é ainda um problema. Contudo, no intervalo entre $30 \leq t \leq 150 Myr$, nos últimos anos o estudo de Li levou-nos a considerá-lo um indicador sensível a temperatura da estrutura e da extensa região mista (convectiva)

nas estrelas, e valendo assim ressaltar que os modelos reconhecem que tem uma escala de tempo de pura contração térmica nas PMS. Isto é importante para qualquer explicação do problema do lítio (Molaro et al., 2012) e pode ajudar na calibração das idades obtidas a partir do método tradicional do TO.

2.1.3 Obtenção da IMF e distribuição de idade

Regiões de formação estelar são os melhores lugares para obter IMF, entretanto, a IMF requer um conhecimento muito bom da localização das estrelas no diagrama HR e assim entra o problema das trajetórias de calibração. Desejamos que as trajetórias evolutivas sejam uma boa, auto-consistente calibração de massas e idades no diagrama HR para um grande intervalo de massas de estrelas (massa intermediária até anãs marrons).

Uma visão geral nós temos que manter em mente é que o problema da idade está num simples princípio: uma vez que levamos em conta a “evolução protoestelar” tendo como ponto zero o momento no qual a *T Tauri* torna-se visível, e a parada temporária da queima de deutério na fase visível (a qual afeta a possibilidade de detectar a evolução das VLMs -Very Low Mass Stars- e anãs-marrons) os tempos evolutivos são simplesmente os tempos de contração da massa considerada. Entretanto, esses tempos não são variáveis dependentes nos modelos. Por outro lado, a localização das trajetórias no diagrama HR é muito mais dependente nos modelos, por isso, a massa atribuída a um dado ponto observacional pode divergir por um fator de 3 de acordo com a trajetória adotada. Mas se atribuímos a massa maior para um objeto observado, nós acabamos dando uma idade mais velha com o tempo de contração de Kelvin-Helmholtz numa dada escala de luminosidade como M^2/R .

Os principais parâmetros que entram na determinação da trajetória de localização para uma dada massa são:

- opacidade e equação do estado;
- rotação e campos magnéticos;
- atmosfera cinza e não-cinza;
- modelo de convecção.

O papel da opacidade tem sido discutido em vários modelos de evolução. Estruturalmente a rotação não influencia as trajetórias de localização, ao menos se pensarmos sobre a típica taxa de rotação para *T Tauri* (Mendes, 1999). Diferente é

o caso da rotação com a decomposição da velocidade, contudo ainda não há modelos disponíveis para tal. O campo magnético (a rotação produz um dínamo) constitui um problema diferente e seu papel será discutido posteriormente.

Um recente progresso na modelagem é a consideração da atmosfera não-cinza como condições de contorno também na evolução das PMS. Este é um ingrediente necessário para T_{eff} baixa já que as moléculas tornam-se estáveis na atmosfera e uma importante fonte de absorção num determinado comprimento de onda, a aproximação para uma atmosfera cinza se torna inválida. É importante não esquecer que a principal questão ainda aberta considera o tratamento de convecção super adiabático.

2.1.4 Fase protoestelar e “*birthline*” (linha do nascimento)

Na modelagem hidrostática, os modelos iniciam com luminosidade completamente convectiva (trajetória de Hayashi) e contraem numa escala de tempo térmica. A geração de energia nuclear (queima de D, mas não, queima do Li) desacelera a evolução. É bem sabido que as protoestrelas não iniciam a evolução de uma fase com alta luminosidade. Contudo, modelos hidrostático seguram (ou podem ser usados) somente se as condições de contorno em algum estágio não sejam diferentes daquelas vindas da evolução hidrodinâmica protoestelar.

A introdução do conceito de *birthline* deu uma nova vitalidade para os modelos computacionais hidrostáticos. Stahler (1988) mostrou que o começo da queima de D torna as estrelas de baixa massa completamente convectiva e durante a fase de acreção, a contração é interrompida no estágio da queima de D. A estrela torna-se visível em algum estágio desta queima, quando a fase principal de acreção finaliza e deste ponto a evolução segue a trajetória de Hayashi. Se a evolução protoestelar segue este caminho, o modelo hidrostático de objetos de baixa massa então mantém sua significância, iniciando assim a fase de queima de D.

2.1.5 Localização das Trajetórias

Nós temos visto que a principal diferença entre os conjuntos de isócronas é devida às diferentes localizações das trajetórias. Isto confirma que o melhor caminho para entender se um dado conjunto de trajetórias produz resultados realísticos é compará-lo à localização das jovens binárias no diagrama HR. Até agora, infelizmente, temos falta de binárias PMS, mas o número de binárias espectroscópicas está aumentando (Melo et al., 2000).

Embora a frequência binária para as estrelas PMS em Taurus seja duas vezes maior que a medida para estrelas da vizinhança solar, isso não significa necessariamente que as populações sejam diferentes. A discrepância entre as frequências pode ser devida à diferença na sensibilidade para companheiras de baixa massa. Em particular, é possível que *surveys* de estrelas PMS estejam detectando muitas estrelas de baixa massa que relativamente são mais luminosas quando jovens (Burrows,1993; Malkov,1998). *Surveys* de estrelas da MS geralmente tem bem definidos a razão de massa limite (q).

Os limites dos *surveys* para estrelas PMS, tem geralmente carregado um único comprimento de onda (tipicamente $2.2\mu m$), são mais difíceis de caracterizar em termos de massa e desta forma são descritos em termos do fluxo limite e da densidade. Estimativas das massas da estrela secundária a partir destas medições de comprimentos de onda individuais envolvem uma série de suposições. Em particular, deve-se supor que as duas estrelas têm a mesma idade, a mesma extinção, estejam na mesma linha de visada, e sem excessos infravermelhos (Robberto et al. 1999). Estudos espectroscópicos, que resolvem as estrelas binárias em vários comprimentos de onda, mostram que a maioria dos sistemas tem $q > 0.3$ (Hartigan et al., 1994, Brandner, 1997, Ghez et al., 1997), sugerindo que há pouca probabilidade de que as jovens estrelas surjam a partir de uma multiplicidade de sistemas binários de estrelas com $q < 0.3$. Ainda assim, há falta de compreensão dos verdadeiros limites de massa e da profundidade dos *surveys*.

Se a frequência de binárias PMS e MS diferem, uma possível explicação é o rompimento primordial dos múltiplos sistemas estelares ao longo do tempo (Ghez et al., 1993). Isso tem levado muitos grupos observar a frequência de binárias em aglomerados abertos com diferentes idades. Quatro aglomerados tem sido estudados intensivamente por Bouvier et al.(2001) usando óptica adaptativa e por Patience et al. (2010) usando imageamento de manchas, uma técnica bem estabelecida para a obtenção de limitadas imagens de difração de estrelas binárias e múltiplas com baixo contraste: α Per ($\sim 50 - 70$ Myr), Pleiades ($\sim 80 - 120$ Myr), Hyades (~ 600 Myr) e Praesepe (~ 600 Myr).

2.1.6 Atmosfera não-cinza e convecção

As condições de bordo atmosféricas para cálculos da evolução estelar são frequentemente obtidas a partir de cálculos de aproximação da atmosfera cinza. Quando a atmosfera exige ter temperatura efetiva muito baixa, os desvios para o não-cinza podem ser importantes. Por duas principais questões : primeiro, os modelos que

têm como condições a atmosfera não-cinza são certamente melhores que os modelos que empregam a cinza, e eles dão melhores concordância para as componentes de baixa T_{eff} .

Por causa das baixas temperaturas e altas densidades nas camadas mais externas da estrelas de massa muito baixas, a absorção da radiação é dominada por moléculas (H_2 , H_2O , TiO , VO , etc). O fluxo resultante é muito diferente da distribuição média de frequência fornecida por modelos cinzas (Saumon et al., 1994). Além disso, a recombinação H_2 reduz o valor de ∇_{ad} , melhorando a penetração da convecção nas camadas atmosféricas (Auman, 1969, Dorman et al., 1989, Saumon et al., 1994, Baraffe et al., 1995). Ainda que a relação $T(\tau)$ seja "corrigida" para levar em conta a contrapartida cinza e para a eficiência da convecção camadas ópticas. Brett (1995), Saumon et al. (1994) mostraram que o fluxo convectivo em regiões opticamente finas é superestimado, rendendo gradientes de temperatura na atmosfera mais constante e, conseqüentemente, maiores valores de T_{eff} .

De modo mais geral, de acordo com Saumon et al. (1994) e Cha (1996) qualquer tratamento para atmosfera cinza parece produzir perfis atmosféricos mais frios e mais densos, subestimando a T_{eff} . Esse desacordo, onde a Sequência Principal observada é mais fria do que o previsto a partir dos modelos, é encontrado em quase todos os tipos de comparação, (Burrows & Liebert, 1993) independentemente da base de dados ou dos modelos usados na comparação. Tornando claro que as conversões entre cores fotométricas e T_{eff} , que até pouco tempo eram todas baseadas no ajuste de um corpo negro subestima sistematicamente a T_{eff} para estrelas VLM. Na primeira tentativa para resolver esta situação insatisfatória, Kirkpatrick et al. (1993) determinaram T_{eff} ajustando espectros no infravermelhos próximos com espectros sintéticos de Allard (1990). Eles obtiveram luminosidades e temperaturas que concordam bem com as previsões teóricas, confirmando a suspeita de que temperaturas das cores subestimam T_{eff} . Jones et al. (1994) chegaram a mesma conclusão.

Os efeitos desta condição de contorno, atmosfera não-cinza, na evolução de uma estrela PMS de baixa-massa ($M = 0.2 M_{\odot}$) indicam que tem uma diferença considerável na trajetória evolutiva, no diagrama H-R.

2.1.7 O papel do campo magnético

Os campos magnéticos são conhecidos por desempenhar um papel chave no processo de evolução estelar, mas a magnitude deste papel permanece indeterminada. É essencial, portanto, que a pesquisa no sentido de caracterizar campos magnéticos

estelares através de uma gama de idades na pré-sequência principal. É somente desta forma que poderemos entender a evolução destas estruturas e mecanismos complexos e colocá-los em contexto com outras observações.

Desde os anos 1980, os indicadores de atividade de campo magnético têm sido observados em jovens objetos estelares (YSOs) e sistemas YSO. Esses indicadores incluem manchas estelares detectáveis pela fotometria, emissão de partículas keV e MeV, reconexão das linhas de campo, efeitos Zeeman em espectros ópticos e UV, e erupções não térmicas de rádio Feigelson & Montmerle (1999). Processos de alta energia que são atualmente monitorados no Sol com resolução temporal e espacial são observados em YSOs também, e os modelos de atividade magnética das jovens estrelas pode ser, com muito cuidado e sem nenhuma dificuldade, criado com base nos traçadores de atividade e análogos ao caso solar (Haisch, 1995, Reale et al., 1997, Peres et al., 2001).

Técnicas de extrapolação do mapa superficial do campo estão atualmente na vanguarda da estrutura da modelagem do campo magnético em estrelas da pré-sequência principal. Imageamento Zeeman-Doppler é, atualmente, a melhor maneira de determinar a força campo de superfície e sua orientação. A técnica utiliza séries temporais de espectros polarizados circularmente para obter a intensidade de campo devido à ampliação das linhas de Zeeman e às medidas de orientação do campo de polarização dos parâmetros de Stokes. Informação sobre a orientação espacial pode ser determinada a partir dos desvios centrais das linhas de Doppler e um pouco de conhecimento de rotação diferencial na superfície do objeto. Um exemplo da técnica, tal como aplicada para a estrela próxima AB Doradus (AB Dor) é mostrado na figura 2.1 a partir de Hussain et al. (2007). A uma distância de 40 pc e uma idade de ~ 30 Myr, AB Dor é particularmente interessante porque ainda é bastante ativa e está se aproximando da sequência principal. O primeiro painel da figura 2.1 é um mapa estelar local, criado por análise espectral de séries temporais. Uma ilustração dos desenhos animados de como o efeito Doppler funciona é mostrado na figura 2.2. Ao analisar manchas estelares com características de absorção na linha estreita, a distribuição espacial dos pontos pode ser determinada, bem como uma alteração da intensidade associada a cada local.

Na última década, houve um enorme progresso na caracterização das propriedades de rotação das estrelas em vários estágios de evolução e ao longo de toda a faixa de massa de anãs marrons até os objetos de maior massa. Novos resultados observacionais trazem grandes limitações para o desenvolvimento de modelos evolutivos para o momento angular. Enquanto os processos dominantes que ditam a

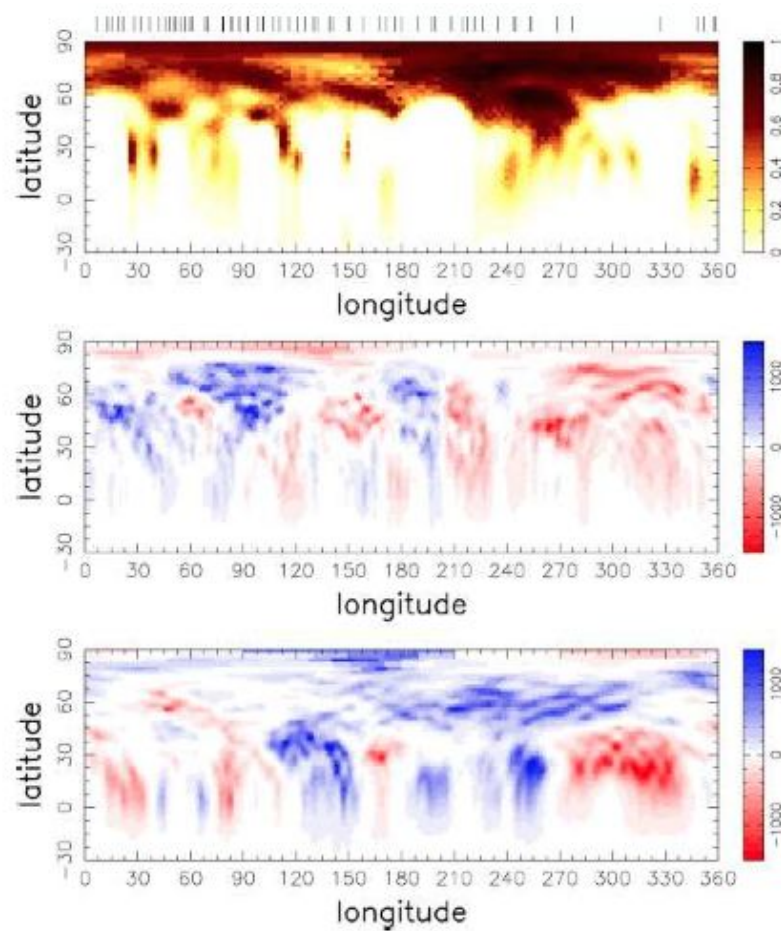


Figura 2.1: Imagem do efeito Zeeman-Doppler por Hussain et al., 2007. O painel superior é um mapa local, com o preto indicando a presença da mancha solar e o branco, a fotosfera nua. O painel do meio e inferior são mapas dos campos radial e azimutal, respectivamente; azul e vermelho indicam $\pm 1300G$, e representam a estrutura do campo característico da AB Dor.

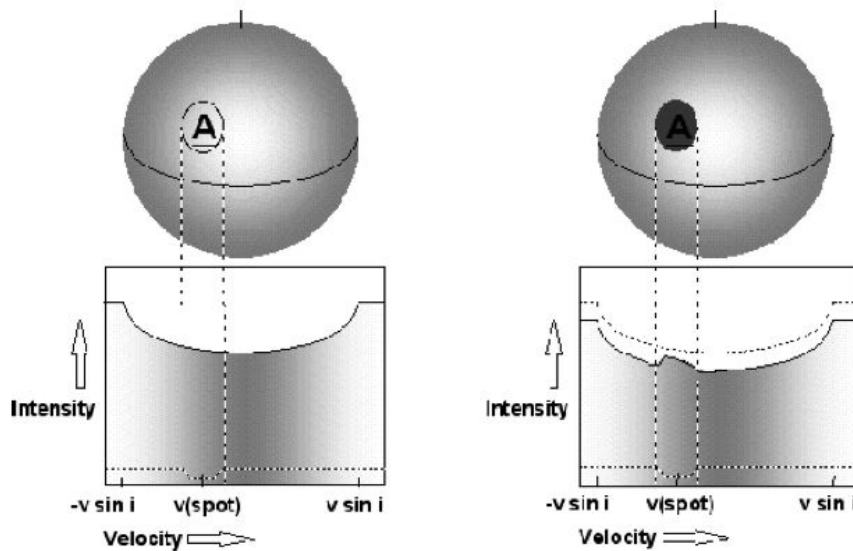


Figura 2.2: Este desenho ilustra como o imageamento Doppler funciona. Quando uma mancha cruza a superfície estelar numa dada latitude, há um decréscimo no fluxo contínuo observado, contribuindo para a permanência em toda absorção que é o deslocamento Doppler. Tomando uma série temporal do espectro a movimentação e localização das manchas pode ser determinada pela modelagem destas contribuições das linhas de absorção estelares. Crédito da imagem : A. Collier Cameron.

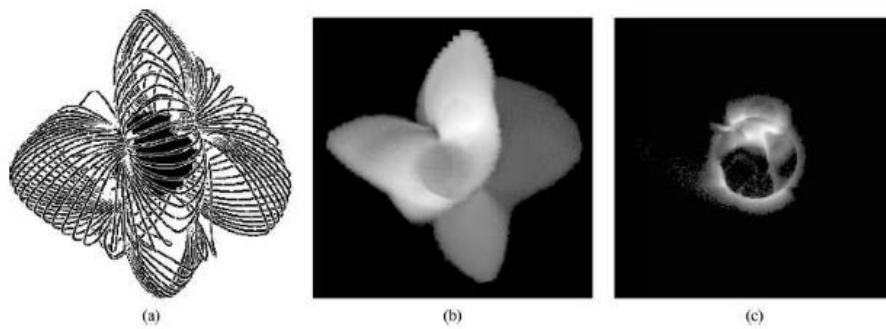


Figura 2.3: Este modelo para a estrela AB Dor da Jardine et al.,(2002) ilustra o efeito da temperatura coronal a partir da emissão raio X. A figura a esquerda é o campo magnético extrapolado em larga escala pelo imageamento superficial Zeeman-Doppler. Ao centro, uma imagem da emissão de raio X é gerada usando uma temperatura de $10^7 K$ e uma densidade de $4 \times 10^8 cm^{-3}$. A direita, a mesma imagem mas com temperatura de $10^6 K$ e densidade coronal $2 \times 10^8 cm^{-1}$.

evolução de rotação de estrelas são identificados, ainda há muito a ser feito para compreender a sua física detalhada e seus respectivos papéis. O confronto entre os modelos e observações, embora muito melhor nos últimos anos, ainda indicam uma série de deficiências relacionadas com processos de transporte radiativos, a física dos ventos estelares, e da interação entre a estrela e seu ambiente. Grandes avanços são esperados nas simulações numéricas multi-dimensionais para o interior das estrelas e atmosferas estelares, e esperamos que eles forneçam novas pistas para os processos físicos indescritíveis que governam a evolução da rotação de estrelas desde o seu nascimento até os últimos estágios de sua evolução.

2.1.8 Depleção do lítio

No âmbito da física da depleção do lítio em PMS, estrelas completamente convectivas são simples e podem ser tratadas quase que analiticamente Bildsten et al (1997). Entretanto, estrelas mais pesadas que $0.5 M_{\odot}$ desenvolvem um núcleo radiativo durante a depleção de lítio na fase PMS, e a física se torna mais complexa. Quando a região radiativa estende-se além do raio onde a queima termonuclear de lítio é eficiente, modelos padrões predizem que a depleção de lítio na superfície estelar deveria parar. Alguns efeitos não-padrões como perda de massa (Swenson & Faulkner, 1992) ou *overshooting* (Vandenberg & Poll, 1989) induziriam mais depleção de lítio que o modelo padrão, mas outros poderiam ir em direção oposta de inibição da depleção do lítio durante a PMS. Particularmente importante dentro das limitações dos modelos PMS são dados relevantes para iniciar a depleção de lítio. Martin & Claret (1994) tentou estimar a luminosidade na qual as estrelas WTTs mostram significativa depleção de lítio ($\log N(Li) \leq 2.8$). Entretanto, eles não tem muitas estrelas de baixa massa na amostra e muitas delas vem de observações no raio X. Não é comprovado que estrelas pobres em lítio estão relacionadas com as nuvens moleculares, e daí a distância e as posições no diagrama HR seriam um erro. A luminosidade e massa das estrelas PMS quando a depleção de lítio inicia ainda estão indeterminadas. O catálogo Hipparcos poderia ser útil, mas provavelmente não é suficiente para estrelas PMS de baixa massa incluídas nele. Futuras missões especiais, como Gaia, para medir as paralaxes trigonométricas de estrelas fracas seriam mais úteis.

É importante comparar as previsões de depleção de lítio nas estrelas PMS de $1 M_{\odot}$ com os dados dos grupos I e II de aglomerados com idade (30 – 110 Myrs) já que as observações mostram que estrelas PMS com $T_{eff} \geq 5500K$ tem pouca depleção de lítio (< 0.5 dex). Isto necessita talvez uma revisão sobre o tratamento do *mixing* convectivo.

A dispersão das abundâncias de lítio entre membros dos aglomerados com T_{eff} similar é mais alimento para o pensamento. É muito intrigante que tenha uma T_{eff} média onde a abundância de lítio tende ser maior para a rotação. Nas Pleiades, isto acontece, para 5500 – 4500K, como notado pela primeira vez por Butler et al (1987). Todos os outros trabalhos confirmaram a relação Li-rotação.

Para $T_{eff} < 4500K$ a conexão Li-rotação quebra, como sugerido por Martin et al. (1993) e Garcia Lopez, Rebolo & Martin (1994), e mais tarde confirmado com mais estrelas analisadas por Jones et al (1996). A dispersão de abundância de lítio nestas estrelas mais frias foi menor. Qual, outro fator pode causar a dispersão de lítio que não esteja ligada com a rotação destas estrelas? Modelos padrões tem somente uma alternativa: disseminação da idade. Portanto, é improvável que um espalhamento na idade seja responsável pela dispersão do lítio. O único agente que parece ser capaz de desempenhar um papel importante é a rotação, apesar do fato que não vemos uma conexão direta lítio-rotação. A compreensão teórica da evolução da rotação nas PMS recebeu um impulso considerável nos últimos anos Bouvier et al. (2007). Modelos padrões com composição solar predizem que na ZAMS o Sol tem $T_{eff} \sim 5600K$. A predita depleção de lítio nas PMS com $1 M_{\odot}$ depende da opacidade e convecção. Alguns modelos padrões sugerem mais depleção de lítio na PMS com valor igual a 0.5 dex para $1 M_{\odot}$ (Vandenberg & Poll, 1989, D’Antona & Mazzitelli, 1994). Tais modelos estão com problemas dadas as restrições impostas pelos aglomerados. Para massas mais baixas que o Sol, os modelos padrões tendem a prever muito mais depleção de lítio considerando as observações dos aglomerados (Garcia Lopez et al., 1994, Randich et al., 1997).

A tendência em aumentar a opacidade ao longo dos últimos anos, também contribuiu para maior depleção de lítio na PMS. Uma possibilidade para achar acordo entre observações e teoria foi proposto por Martin & Claret (1996). Eles mostraram que modelos de rotação de corpo rígido preveem menos depleção de lítio na PMS que os modelos padrões sem rotação. Recentes modelos de rotação também sugerem que a rotação decresce a temperatura interna da estrela, mas Mendes, D’Antona & Mazzitelli, (1997) apresentam diferentes resultados. Rotação de corpo rígido é uma simples aproximação que pode não ser realística. Cálculos de transferência de momento angular no interior estelar prevê maior depleção de lítio para uma rotação mais rápida (Chaboyer, Demarque & Pinsonneault, 1995a) o que é inconsistente com as observações. É claro que modelos padrões (incluindo o modelo solar) necessitam de melhorias substanciais para explicar quantitativamente a abundância de lítio em jovens aglomerados abertos. Um grande desafio para os modelos parece encontrar

uma solução para reduzir a taxa de depleção na PMS. Contudo, os modelos permanecem parcialmente fenomenológicos porque eles não levam em conta a rotação da estrutura estelar e a queima dos elementos leves. Não é claro, por exemplo, se a forte dissociação do envoltório convectivo/núcleo radiativo é necessária para explicar os dados da rotação ou não. É visto que modelos com rotação do corpo rígido (Martin & Claret, 1996) fazem diferentes prognósticos sobre a depleção do lítio que os modelos de transferência interna de momento angular. Modelos evolutivos deveriam levar em conta o lítio e a rotação para restringir os parâmetros ajustáveis. Futuros trabalhos não deveriam somente dedicar-se aos aspectos teóricos fascinantes do problema do lítio na PMS. Observações de mais jovens aglomerados para medir a abundância de lítio e os períodos de rotação irão aumentar a significância estatística de restrições empíricas dos modelos.

Diante de todas as questões apresentadas adotamos o modelo de trajetória evolutiva denominada PARSEC (Bressan et al., 2012), que é baseado em uma nova composição solar ($Z = 0.015$) segundo Caffau et al. (2011). O presente código no entanto permite: (1) o cálculo rápido de faixas com as distribuições de metais modificadas, levando em conta as mudanças implícitas às tabelas de opacidades e equação de estado; (2) Considera a evolução ao longo da fase de PMS; (3) Algumas mudanças foram introduzidas na forma como a convecção é tratada. A partir dessas faixas obtemos isócronas preliminares até ao início do ramo TP-AGB. O objetivo é apenas chamar a atenção para a reprodução correta das principais características dos CMDs, incluindo a forma do *turn-off*, o ramo subgiante, a inclinação RGB, e *red clumps* dos aglomerados estelares. Além de uma análise quantitativa detalhada para calibrar eficientemente este intervalo de massa (Rubele et al., Em prep.).

Capítulo 3

Dados Fotométricos e a Lei de Extinção Interestelar

3.1 Importância das observações no IR (infravermelho)

Nos últimos 35 anos, as observações no infravermelho revolucionaram nossa compreensão da formação estelar. Entretanto, é sabido a mais tempo que há excesso de emissão no infravermelho nas estrelas jovens (Mendoza V., 1966, 1968). O excesso de emissão é bem superior ao esperado de fotosferas estelares avermelhadas e se origina dos discos circunstelares de poeira e envoltórios circundantes das jovens estrelas. Por essas razões, diagramas cor-cor provam ser excelentes ferramentas para identificar e classificar jovens objetos estelares. Com base nos dados do Catálogo 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*), as estrelas jovens são encontradas em três regiões nos diagramas do infravermelho próximo (JHK_s). Objetos com disco de acreção (Classe II) se referem as CTT (Clássicas T Tauri), e os objetos dominados por envoltórios *infall* (Classe I) se remetem as CTTs. Estrelas com discos de grandes cavidades internas se encontram na região correspondente às estrelas da Classe III mais próximas a Sequência Principal (Meyer et al.;1997). Um exaustivo estudo da formação de estrelas na nuvem molecular *Taurus-Auriga* (Kenyon & Hartmann, 1995) combinado com a fotometria no infravermelho próximo mostra que há um avermelhamento suave nas cores IR da Classe II que é dominada pelo disco e da Classe I dominada pelo envoltório. Além disso, uma medida do excesso no infravermelho próximo é melhor para distinguir as duas classes I e II.

Desta forma, apresentamos os catálogos 2MASS, WISE e Spitzer, infravermelho

próximo e médio), os quais nos forneceram os dados fotométricos para a análise do complexo IC 5146 e sua vizinhança, além da lei de extinção interestelar adotada.

3.2 2MASS - The Two Micron All Sky Survey

Entre junho de 1997 e fevereiro de 2001 o 2MASS (Fig. 3.1) coletou 25.4 Tbytes de dados cobrindo 99.998% da esfera celeste no infravermelho próximo, nas bandas fotométricas $J(1.25\mu m)$, $H(1.65\mu m)$ e $K_s(2.16\mu m)$ (Fig. 3.2). Diferentemente de outros *surveys*, as observações foram conduzidas a partir de dois telescópios de tempo dedicado com 1.3m de diâmetro localizado no Monte Hopkins, no Arizona e Cerro Tololo, no Chile.

O maior objetivo deste *survey* foi permitir o estudo de estruturas em grandes escalas explorando uma gama de comprimento de onda que é relativamente insensível à poeira interestelar, já sensível a larga variedade de massas estelares.

O segundo objetivo foi procurar por certa classe de objetos indefinidos que emitem fortemente no infravermelho próximo. Uma óbvia classe de objetos esperados que tenham essa característica são chamados de *anãs marrons*, estrelas de baixas massas que são incapazes de sustentar a queima de hidrogênio. A maioria das anãs marrons da vizinhança solar deveriam ter temperatura $T \leq 1000K$ e não deveriam ter significativo excesso de emissão no infravermelho médio.

E o terceiro objetivo e nosso foco é empregar o contexto acima no estudo da região selecionada.

Estudos das regiões de formação estelar ilustram tal ponto. Estes estudos frequentemente focam nas profundas regiões de ativa formação estelar. A extração das funções de luminosidade para estes aglomerados em formação requerem um meio de distinguir membros do aglomerado e estrelas de *background*, as quais na maioria dos casos são altamente avermelhadas pelo material *foreground* da nuvem e não são fáceis de distinguir das estrelas ainda revestidas em seus envoltórios circumstelares. Sem sensibilidade e alta resolução espectroscópica torna-se necessário o uso de técnicas estatísticas para determinar a fração de fontes que pertencem ao *background*. Confiável determinação da população de *background* requer uma estimativa de estrelas que excedam a área circundante do aglomerado de interesse. 2MASS forneceu uma caracterização da população estelar galáctica ao longo de qualquer linha de visada particular, fornecendo meios de modelar a contagem de estrelas galácticas no infravermelho.

Talvez o aspecto mais importante foi fornecer um contexto para a interpretação

de descobertas casuais. Analogias podem ser feitas à descoberta do cirrus infravermelho feita pelo IRAS, o *fenômeno Vega* e a ubiquidade das galáxias com luminosidades opostas à dos quasares, a descoberta de estrelas de muitas massas solares (8-25) circundadas por envoltórios de poeira.

3.3 WISE - Wide field Infrared Survey Explorer

O WISE concluiu o mapeamento de todo o céu no infravermelho médio em 2010 com maior sensibilidade que as missões anteriores. A missão anterior, IRAS ¹ (Neugebauer et al., 1984, Beichman et al., 1998), foi lançada em 1983 e mapeou todo o céu em 4 bandas com 62 detectores individualmente conectados. WISE possui 4 bandas no IR (W_1 , W_2 , W_3 e W_4) centradas a $3.4\mu m$, $4.6\mu m$, $12\mu m$ e $22\mu m$ (Fig. 3.2) usando um telescópio de $40cm$ com um detector de 4 milhões de pixels. O aumento do número de detectores leva-nos à maior sensibilidade, entretanto, o WISE conseguiu uma sensibilidade 100 vezes melhor que o IRAS em $12\mu m$. Enquanto o IRAS tinha 2 bandas no IR distante $60\mu m$ e $100\mu m$, WISE tinha 2 no IR médio $3.4\mu m$ e $4.6\mu m$.

Os objetivos mais específicos do WISE (Fig. 3.1) estavam voltados para anãs marrons, galáxias ultra-luminosas no IR, caracterizar e investigar a população de AGNs ² e QSOs ³, o tamanho dos asteróides. Entretanto, todo o *all sky survey* pode ser usado para direcionar várias questões, possibilitando estes projetos tanto quanto outros, dentre eles, jovens estrelas e discos *debris*.

WISE forneceu uma base de dados estatísticos robustos para estudar a formação de estrelas, a evolução dos discos circumstelares, e a dissipação das nuvens em torno das estrelas de todas as massas, estendendo-se à massa de anãs-marrons. Detectou pequeno excesso de IR nas fases posteriores à dissipação do disco com habilidade precisa de prever a emissão fotosférica em comprimentos de onda longos. A simultaneidade das quatro bandas fotométricas tornou possível a detecção da emissão opticamente espessa para estrelas do tipo solar acima de $1kpc$ de distância e abaixo do limite de queima de hidrogênio nas regiões de formação estelar (e.g Taurus e Ophiucus). Visto que jovens estrelas são variáveis, a cobertura simultânea das 4 bandas do *survey* forneceu medidas precisas da temperatura dos discos circumstelares.

¹The Infrared Astronomical Satellite - Satélite Astronômico no Infravermelho

²Active galactic Nucleus - Núcleo Ativo de Galáxia

³Quasi-Stellar Objects - Objetos quase estelares

3.4 Spitzer Space Telescope

O telescópio espacial Spitzer (2003-2014) prometeu revolucionar ainda mais o estudo da formação de estrelas, pela obtenção das potenciais imagens de jovens grupos estelares e aglomerados no infravermelho médio com sensibilidade de detectar jovens estrelas até o limite da queima de hidrogênio. Com este novo recurso, podemos expandir os legados do IRAS e ISO ⁴, e dos telescópios de base terrestre em observações no infravermelho próximo, pela investigação das SEDs ⁵ das estrelas anãs marrons, e protoestrelas em jovens aglomerados estelares a distâncias de 1 *kpc* ou superior.

Como parte das observações, o Spitzer (Fig. 3.1) apresenta três instrumentos: o IRAC ⁶, MIPS ⁷ e IRS ⁸, entretanto, neste trabalho utilizaremos dados apenas do primeiro.

O IRAC é um dos instrumentos do plano focal do telescópio espacial Spitzer. Ele é uma câmera de quatro canais que obtém imagens simultâneas em $3.6\mu m$, $4.5\mu m$, $5.8\mu m$ e $8.0\mu m$ (Fig. 3.2). Dois campos de visão adjacentes de 5.2×5.2 arcmin são vistos pelos quatro canais em pares. Todos os 4 detectores tem 256×256 pixels de tamanho, com os dois comprimentos de onda mais curtos usando InSb e dois canais de comprimentos de onda mais longos usando Si.

A matriz da câmera infravermelha (IRAC) no Spitzer (Werner et al., 2004, Fazio et al., 2004) tem o potencial de estender nossa compreensão da evolução do disco e formação estelar, detectando o obscurecimento óptico das jovens estrelas profundamente imersas e protoestrelas, a emissão dos discos e as fases iniciais com envoltórios *infall*. A vantagem do IRAC é a sua sensibilidade nas bandas $3 - 8\mu m$ que contêm relativamente pouca contribuição das fotosferas estelares quando comparadas com os discos e envoltórios. É importante entendermos que este novo espaço de cor e como usá-lo para identificar jovens estrelas de várias classes evolutivas.

O diagrama Cor-Cor neste caso será uma ferramenta importantíssima para identificação de jovens estrelas, embora haja algum *overlap* entre baixa densidade e luminosidade das fontes das Classes *I* e *II*, contudo, os grupos se apresentarão bem segregados e consistentes com a distribuição dos modelos de cor (Megeath et al., 2004, Allen et al., 2004, Cieza et al., 2007). Veremos de forma detalhada no próximo

⁴The Infrared Space Observatory - Observatório Espacial Infravermelho

⁵Spectral Energy Distribution- Distribuição Espectral de Energia

⁶Infrared Array Camera - Matriz da Câmera Infravermelha

⁷Multiband Photometer for Spitzer - Fotômetro com diversos comprimentos de onda para o Spitzer

⁸Infrared Spectrograph - Espectrógrafo Infravermelho

capítulo.

2MASS	WISE	Spitzer
JHKs	W1, W2, W3 e W4	IRAC e MIPS
1997 - 2001	2009 - ?	2003 - 2014
J = $1.25\mu\text{m}$ H = $1.65\mu\text{m}$ Ks = $2.16\mu\text{m}$	W1 = $3.4\mu\text{m}$ W2 = $4.6\mu\text{m}$ W3 = $12\mu\text{m}$ W4 = $22\mu\text{m}$	Ir 1 = $3.6\mu\text{m}$ Ir2 = $4.5\mu\text{m}$ Ir3 = $5.8\mu\text{m}$ Ir4 = $8.0\mu\text{m}$

Figura 3.2: Filtros no NIR e MIR utilizados pelos telescópios 2MASS, WISE e Spitzer. Crédito: Galeria de imagens dos respectivos telescópios.

3.5 A lei de extinção interestelar

A extinção interestelar é o fenômeno que indica a presença de matéria escura difusa na Galáxia. A primeira observação documentada sobre os efeitos de extinção, aparecendo na forma de regiões escuras, é a de Sir William Herschel, que em 1784. Ele

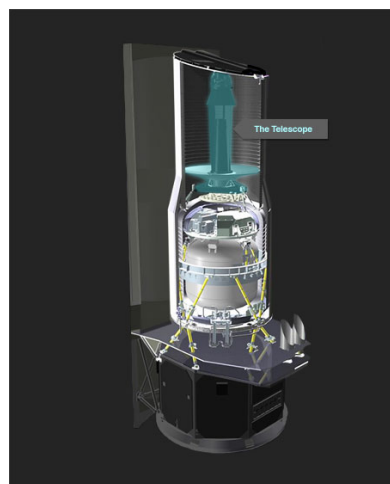
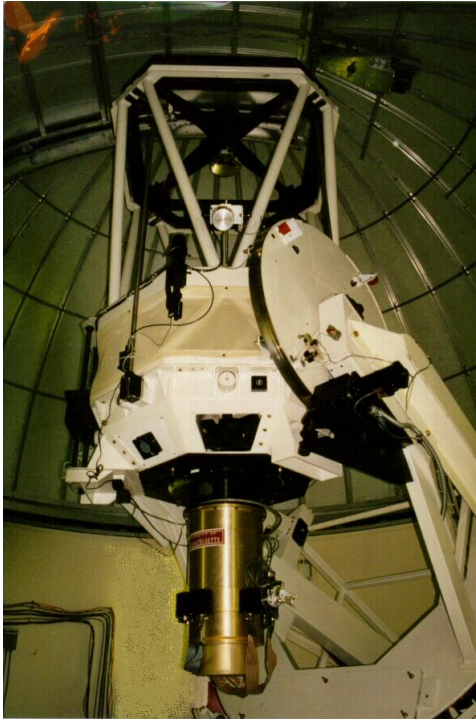


Figura 3.1: Telescópios: à esquerda e direita superior temos o 2MASS e o WISE, respectivamente. Na parte inferior central: Spitzer.

observou que uma região do céu não continha estrelas. A natureza de tais manchas escuras permaneceu um mistério por muitos anos, mesmo tão tarde quanto a publicação do famoso Atlas das regiões selecionadas da Via Láctea por E. Barnard em 1919 e 1927, o que provou a existência de muitas regiões escuras no céu diferindo em tamanho (de alguns graus a apenas um arco minuto) e forma (quase circular a completamente irregular). Astrônomos da década de 1920 e 1930, finalmente, concluíram que os "vazios" observados no fundo estelar são devido à presença de alguma matéria difusa irregularmente distribuída que causa a extinção, impedindo fótons estelares de atingir o observador (Trumpler 1930a).

A extinção é a soma dos dois processos físicos: absorção e dispersão. A absorção é eficaz para as partículas (isto é, grãos de poeira do meio interestelar) com um tamanho físico maior do que o comprimento de onda da radiação incidente (λ). Porque o número de densidade de grãos de poeira no meio interestelar (ISM) é uma função decrescente de tamanho, $N(a) \propto a^{-3.5}$, sendo geralmente maior em comprimentos de onda mais curtos. Trumpler (1930b) demonstrou que a extinção depende do comprimento de onda de, aproximadamente, λ^{-1} . Mais recentemente, foi demonstrado que, toda suposição e resultado obtido por Trumpler são corretos, e a lei de extinção dependerá do local (por exemplo, Gordon et al. 2003).

Por exemplo, a poeira interestelar na Via Láctea tem diferentes propriedades de extinção em função do comprimento de onda dos satélites: a Pequena e Grande Nuvem de Magalhães (Fig. 3.3).

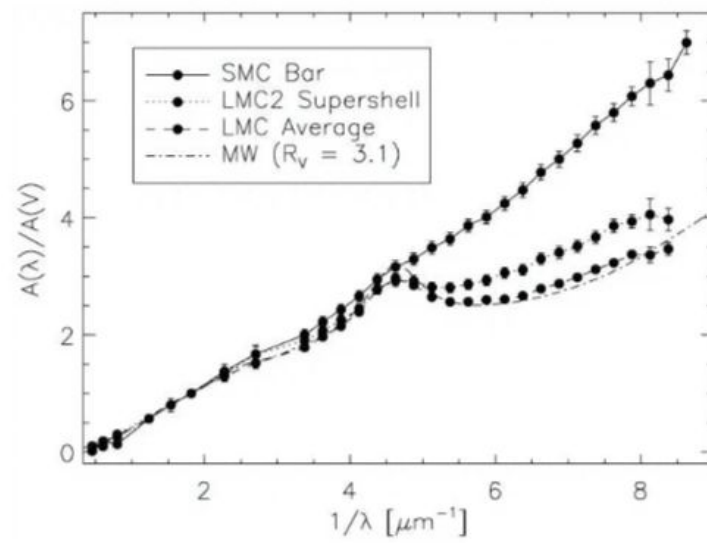


Figura 3.3: Comparação das leis de extinção na Via Láctea, a Grande e a Pequena Nuvem de Magalhães. Figura extraída de Gordon et al. (2013)

O aumento geral na absorção para comprimentos de onda mais curtos dá origem ao efeito de avermelhamento. Isso pode ser facilmente observado a partir de imagens em vários comprimentos de onda em direção a regiões de poeira interestelar (Fig. 3.4). A medida mais comum de avermelhamento é o excesso de cor:

$$E_{B-V} = A_B - A_V = (B - V) - (B - V)_0 \quad (3.1)$$

onde $(B - V)_0$ denota o valor intrínseco da cor de uma estrela. A_B e A_V são a

extinção total nas bandas fotométricas B (450nm) e V(550nm).

Conforme a fórmula acima, o excesso de cor pode ser determinado quando a extinção total não é conhecido em qualquer uma das bandas fotométricas.

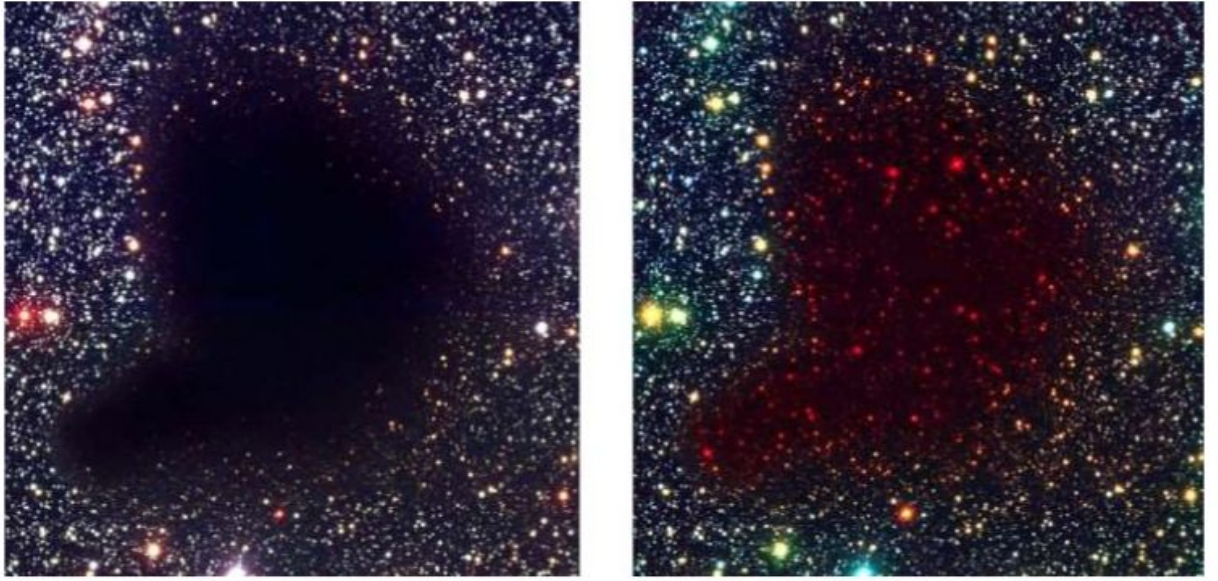


Figura 3.4: Composição de imagens da nuvem de poeira em Barnard 68: BVI (450 nm, 550 nm, 800 nm; esquerda) e BIK (550 nm, 800 nm, 2200 nm; direita). Crédito da imagem: ESO

A Tabela 3.1 apresenta a dependência do comprimento de onda com base na lei da extinção da Via Láctea empiricamente obtida.

A extinção total pode, então, ser determinada a partir do excesso de cor, como segue:

$$E_{B-V} = A_B - A_V = \left(\frac{A_B}{A_V} - 1\right) \times A_V = 0.324 \times A_V A_V = 3.086 \times E_{B-V} \approx 3.1 E_{B-V} \quad (3.2)$$

A proporção $\frac{A_V}{E_{B-V}}$ é algumas denotada como R_V .

As medidas do avermelhamento interestelar é uma ferramenta importante para estimar a extinção em direção populações estelares homogêneas (por exemplo, os

Tabela 3.1: Relação comprimento de onda e a Extinção

Filtro	λ (nm)	A_λ/A_V
U	360	1.531
B	450	1324
V	550	1
R	660	0.748
I	800	0.482
J	1250	0.282
H	1650	0.175
K	2200	0.112
L	3500	0.058
M	4800	0.023

aglomerados abertos ou globulares), e, portanto, corrigir os seus diagramas cor-magnitude do efeito de extinção (Fig. 3.5). Uma vez que o diagrama cor-magnitude tenha sido obtido levando em conta a extinção, a distância e a idade da população estelar podem ser estimadas através sequência principal e ajuste de isócrona.

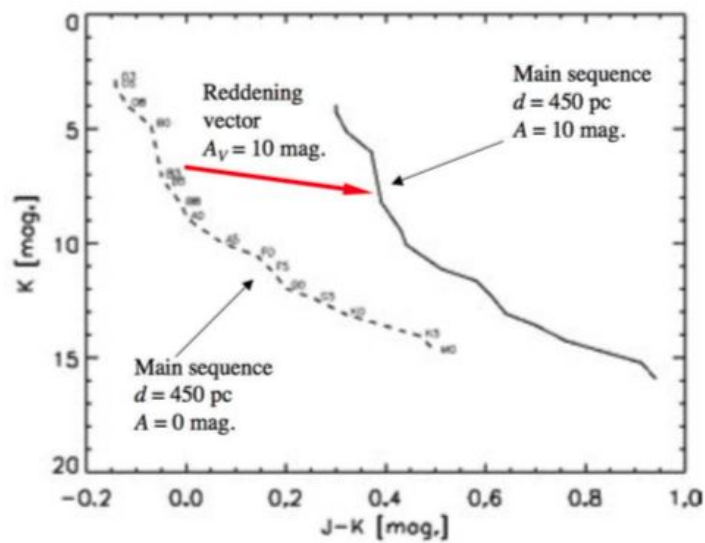


Figura 3.5: O efeito do $A_V = 10\text{mag}$ no diagrama cor-magnitude de uma população obscurecida pela poeira a 450 pc.

O avermelhamento pode ser estimado de uma forma independente da distância a partir de um diagrama de cor cor-de uma população de estrelas, comparando-o com a localização das estrelas da sequência principal mais avermelhadas. O resultado é visto mais claramente no diagrama cor-cor de um jovem aglomerado aberto obscurecido pela poeira (< 500 Myr) com estrelas massivas early-type (B e A), as quais têm quase zero as diferenças de cores ($B - V$), ($V - R$) e ($R - I$). Aglomerados globulares tendem a ser muito mais velhos (> 10.000 Myr), e todas as estrelas do

tipo early-type evoluíram fora da sequência principal.

Capítulo 4

Resultados e Discussão

IC 5146 é uma nebulosa de reflexão e emissão encontrada na constelação de Cygnus. Essa região foi identificada por Wolf (1904), que também observou a presença do *Streamer*. Hubble (1922) classificou-a como nebulosa de emissão contínua, enquanto Minkowski (1947) listou a nebulosa como tendo emissão $H\alpha$. Ambos estão certos, já que IC5146 é um caso de transição entre uma nebulosa de reflexão e uma região HII.

Um grande número de estudos e *surveys* em diferentes comprimentos de onda tem sido realizado com essa região e as nuvens associadas a ela, a qual será discutida posteriormente (Harvey et al., 2008, Arzoumanian & Hill, 2011, Herbig & Dahm, 2002, Herbig & Reipurth, 2008, Kramer et al., 2003).

Fig. 4.1 mostra a nebulosa IC 5146 e o *Streamer* ($\sim 1.7^\circ \times 0.8^\circ$) estendido a oeste. Marcamos os 5 ECs descobertos nesta região. Dados básicos desta amostra são apresentados na Tabela 4.1.

A partir do VizieR extraímos dados fotométricos do 2MASS e WISE, enquanto os dados do Spitzer foram pelo C2D Spitzer Legacy Team (Harvey et al., 2008), contudo, todos coexistem num campo circular de raio $R_{anel} = 60'$ (Fig. 4.2) sendo um anel de raio interno $R_{cluster} = 7'$ centrado em $\alpha = 21h53'28.64''$ e $\delta = 47^\circ 16' 0.49''$, identificado como o centro do aglomerado, conforme o RDP (*radial density profile*). Como regra geral, a estrutura de um aglomerado de estrelas é estudada pelo perfil de densidade radial (RDP).

O RDP fornece uma visão geral da estrutura do aglomerado ao assumirmos, por simplicidade, simetria esférica na distribuição radial de estrelas. Normalmente, o raio do aglomerado (RDP) é a distância do centro do aglomerado até onde o RDP e o campo se tornam estatisticamente indistinguíveis. Os RDPs também podem fornecer informações importantes sobre a estrutura do aglomerado estudado a partir



Figura 4.1: NOAO/AURA/NSF imagem óptica do telescópio Kitt Peak (Campo é $\sim 2^\circ \times 1.5^\circ$) do IC 5146 (esquerda) e as posições dos 5 novos ECs (quadrados) ao longo do Streamer. Norte para cima e o leste para a esquerda. Crédito da imagem: Adam Block.

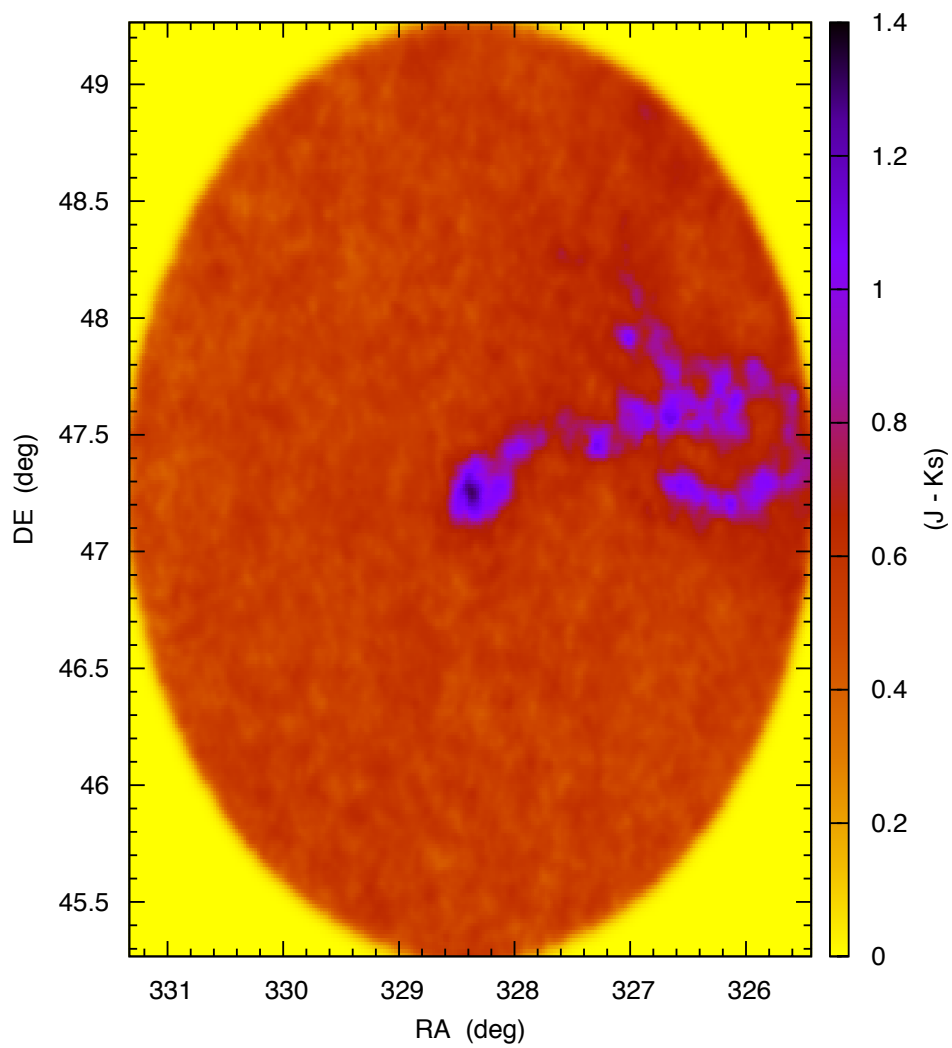


Figura 4.2: Distribuição das fontes pontuais do complexo IC 5146 e sua vizinhança. Extração do Catálogo 2MASS para $R = 60'$.

de curvas previstas por modelos (King, 1962, 1966b).

Tratando-se de aglomerados imersos, seu RDP geralmente apresenta múltiplos picos distribuídos espacialmente ou centralmente concentrados, e pode ser ajustado uma lei de King (Lada & Lada, 2003; Camargo, Bonatto & Bica, 2011, 2012; Camargo, Bica & Bonatto, 2013). Já para os aglomerados imersos de baixa massa e/ou em fase inicial de evolução o RDP não ajusta um perfil de King, apresentando picos e depressões que se confundem com o perfil de distribuição das estrelas de campo. Essas depressões são consequência da absorção diferencial por poeira, ou efeitos de baixa estatística. Algumas RDPs irregulares parecem estar intrínsecas ao estágio evolutivo embrionário e relacionado a uma estrutura fractal. Os perfis radiais do IC 5146 e dos ECs juntamente com os CMDs (Figs. 4.4 e 4.7) determinados neste estudo apresentam características similares dos RDPs de trabalhos anteriores (por exemplo: Bonatto & Bica de 2009, Bonatto & Bica, 2010).

Os RDPs são construídos na primeira extração dos dados fotométricos do aglomerado ainda contaminado pelas estrelas de campo, e após a aplicação do algoritmo de descontaminação é feita a aplicação de um filtro cor-magnitude (FCM) nos dados fotométricos observados. Tal procedimento descarta estrelas com cores compatíveis com aquelas apresentadas pelas estrelas do fundo do céu, selecionando as regiões do CMD que contém as sequências evolutivas do aglomerado levando em consideração os efeitos de evolução dinâmica.

A análise emprega fotometria 2MASS, WISE e Spitzer, descontaminação das estrelas (para realçar a morfologia intrínseca do diagrama cor-magnitude) (Fig. 4.3). A fotometria 2MASS tem sido bastante utilizada no estudo de aglomerados abertos (Bica et al., 2006b; Bonatto and Bica, 2007a), e tem-se mostrado bastante confiável, porém no estudo de aglomerados muito jovens e ainda imersos nas nuvens moleculares que os gerarem faz-se necessária uma maior profundidade observacional para que as estrelas menos brilhantes (que ocupam a região da PMS que é o nosso maior) possam ser utilizadas nas análises dos CMDs, por isso agregamos os outros dois catálogos.

Para obtermos CMDs mais completos realizamos a junção dos dados do catálogo 2MASS e das fotometrias do WISE e Spitzer para cada alvo, desta forma as magnitudes das estrelas Spitzer e WISE são convertidas para magnitudes esperadas no sistema 2MASS. Ao localizar uma estrela no WISE e Spitzer busca-se a estrela 2MASS mais próxima (sendo $d = 0.5''$ a mais distância) e então são feitas as substituições banda a banda. Consequentemente temos um CMD mais completo que abrange desde as estrelas PMS até as MS.

Tabela 4.1: O aglomerado embebido IC 5146 e os 5 novos ECS encontrados no Streamer

Nome	l (deg)	b (deg)	α (h:m:s)	δ ($^{\circ}$: ' : ")	Raio ($'$)	Número de Estrelas (estrelas)
IC 5146 Cl	94.38	-5.49	21 : 53 : 22	47 : 16 : 1.0	7	162
NBB 1 [†]	93.49	-4.72	21 : 46 : 25	47 : 17 : 34	2	47
NBB 2 [†]	93.53	-4.26	21 : 44 : 45	47 : 40 : 10	5	24
NBB 3 [†]	93.60	-4.10	21 : 44 : 32	47 : 50 : 32	5	31
NBB 4 [†]	93.76	-4.64	21 : 47 : 19	47 : 32 : 10	8	45
NBB 5 ^{†*}	94.24	-5.43	21 : 52 : 28	47 : 13 : 28	3	23

* próximo ao IC 5146

O método de descontaminação aplicado é o mesmo descrito em Bonatto & Bica (2007, 2010). Este método trabalha com bases estatísticas fazendo a contagem de estrelas por área na região do aglomerado e no campo de comparação, dividindo o CMD observado em uma grade de 3 dimensões, a magnitude J e as cores ($J - H$) e ($J - K_s$), considerando uma incerteza de 1σ em cada banda (σJ , σH e σK_s) da fotometria. Em seguida computa-se a densidade de estrelas de campo esperada para cada célula da grade, baseando-se na densidade de estrelas do campo de comparação que apresentam magnitude e cores compatíveis com as da célula, e subtraem-se estrelas numa fração consistente com a densidade de estrelas de campo esperada para cada célula. Por simplicidade, vamos redefinir os eixos $\chi = J$, $\xi = (J - H)$ e $\zeta = (J - K_s)$. As dimensões típicas das células são $\Delta\chi = 1.0\text{mag}$ e $\Delta\xi = \Delta\zeta = 0.2\text{mag}$. Esses valores garantem uma contagem estatística significativa de estrelas nas células individuais e ao mesmo tempo preservam a morfologia das diferentes sequências evolutivas no CMD.

A partir disto, começamos por definir as regiões do aglomerado e do campo de comparação, tomadas dentro das extrações circulares. As extrações de campo de área igual são usados apenas para comparações visuais qualitativas, uma vez que o algoritmo utiliza toda área circundante (como definido acima) em alta representatividade estatística (Fig. 4.3). Nossa abordagem assume que a distribuição de estrelas de campo no diagrama cor-magnitude seja:

1. estatisticamente representativa da contaminação do *cluster*
2. apresenta um certo grau de uniformidade espacial

A região IC 5146 apresenta uma boa população de estrelas da pré-sequência principal. Fontes embebidas, algumas vezes conhecidas como protoestrelas, são jovens

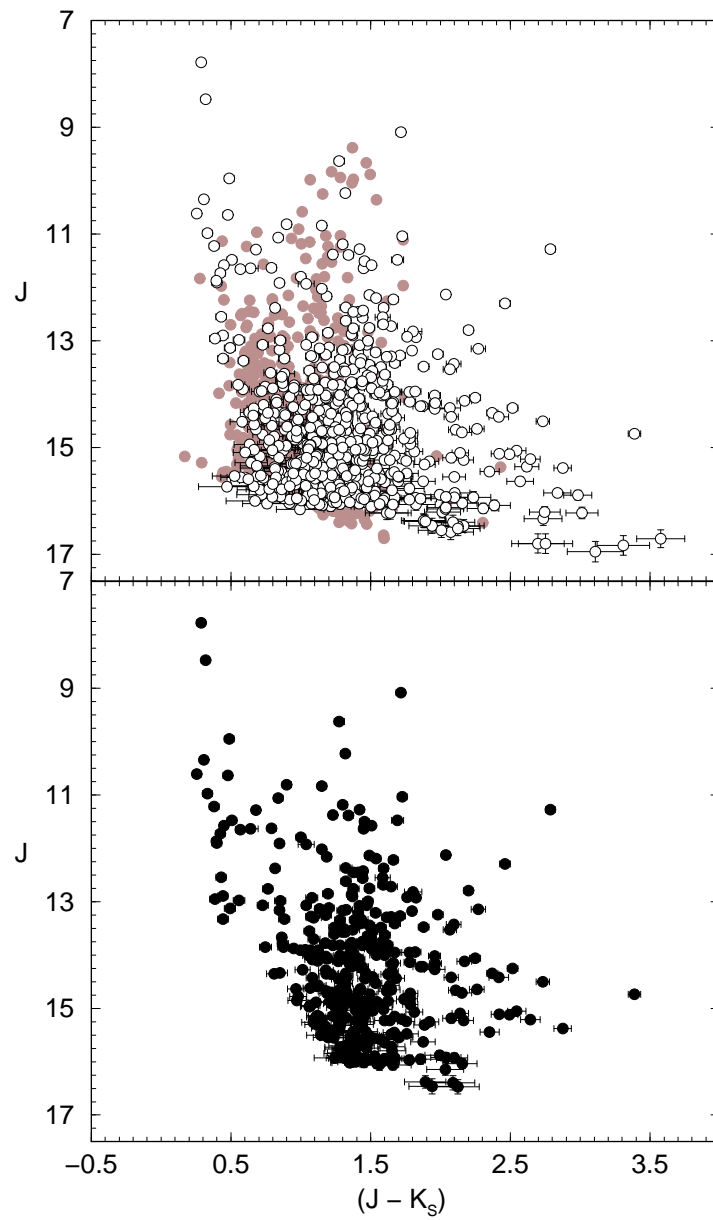


Figura 4.3: Exemplo de descontaminação para o aglomerado estelar IC 5146. Painel superior: CMD observado para $R=7'$ (círculos abertos) é superposta na mesma área do céu (cinza). Painel inferior: CMD descontaminado.

estrelas opticamente invisíveis, entretanto, no IR são evidenciadas de maneira peculiar, tendo ainda sua grande maioria associada a nuvem, ou seja, excesso de emissão acima do esperado vindo das fotosferas estelares avermelhadas, dos discos de poeira e envelope *infall* ao redor das estrelas jovens.

Walker (1959) sugeriu uma distância para IC 5146 de 1.0kpc baseado na fotometria UBV e espectroscopia de 4 estrelas B ($W35, W62, W64, W76$). Elias (1978) adicionou fotometria no infravermelho e assumindo distribuição normal de energia obteve uma distância de 900 ± 100 pc. Crampton & Fisher (1974) encontrou uma distância de 960 pc. Usando modernas calibrações e magnitudes absolutas, Herbig & Dahm (2002) re-determinaram a distância para estrelas *early-type* associadas com IC 5146, e as encontrou numa média entre 1.0 a 1.4 kpc. Herbig & Dahm (2002) sugeriram uma distância de 1.2 kpc, com uma incerteza de ± 180 pc com uma intrínseca dispersão entre a magnitude absoluta e luminosidade, sem levar em conta outros erros. Harvey et al. (2008) deduziram uma distância fotométrica de 950 ± 80 pc usando o Aglomerado da Nebulosa de Órion como um calibrador. E nós encontramos, a partir da fotometria no infravermelho, 1200 ± 100 pc, está em bom acordo com os valores da literatura, contudo, percebemos que há grandes variações de valores determinados como pode ser visto na Tabela 4.2.

Medidas de distância do Streamer não existem na literatura. Usualmente a distância nesta região é a mesma obtida para estrelas B no óptico para IC 5146 (Elias, 1978, Dobashi et al., 1993, Lada et al., 1999). Entretanto, baseado na relativa ausência de estrelas de *foreground*, Lada et al. (1994) estimou a distância somente em 460 pc da nuvem, se comparado ao nosso valor estimado de 1190 pc, mais próximo de IC 5146.

Nós encontramos 5 novos ECs (*embedded clusters*) ou *protoclusters* usando o imageamento WISE no *Streamer* do IC 5146. WISE é um *survey* que cobre o céu inteiro utilizando das bandas fotométricas no infravermelho W1, W2, W3 e W4 centrada em 3.4, 4.6, 12 e $22\mu m$. Ele fornece uma eficiente detecção de regiões de formação estelar (Majaess et al.2013, Camargo et al. 2015). Imagens do WISE para uma amostra representativa dos novos *clusters* são mostrados nas Figuras 4.5 e 4.6. Eles estão localizados na região do *Streamer*. O *Streamer* está localizado a oeste da região central do IC 5146 e tem uma estrutura filamentária alongada e uma distribuição estelar provavelmente como uma consequência da dinâmica do gás e assim uma potencial região de *protoclusters*. Fig. 4.1 mostra que 4 ECs são vistos ao longo do *Streamer*, enquanto NBB 5 está perto do IC 5146. A análise destes ECs foi feita usando dados do 2MASS (Figs. 4.7 e 4.8).

Tabela 4.2: Distância IC 5146 e a Nuvem Molecular

Referências	Distância (pc)	Notas
Walker (1959)	1000	[1]
Crampton & Fisher(1974)	960	[2]
Elias (1978)	900 ± 100	[3]
Forte & Orsatti (1984)	1000	[4]
Lada et al.,(1999)	460 ± 40	[5]
Herbig & Dahm (2002)	1400 ± 180	[6]
Herbig & Dahm (2002)	1100 ± 180	[7]
Harvey et al.,(2008)	950 ± 80	[8]
Este trabalho	1190 ± 70	[9]

Informações da Tabela - Os métodos adotados e as referências são: [1] Johnson & Hilter (1956)-ZAMS; [2] Walborn (1972)-ZAMS; [3]Blaauw (1963)-ZAMS; [4] Balona & Feast (1975)-ZAMS; [5] Star counts; [6] Allen et al.(1982)-ZAMS; [7] Jaschek & Gomez (1998)-MS; [8] Harvey et al.(2008)-ONC ZAMS; [9] PMS and MS.

Historicamente, diferentes aproximações têm sido usadas para extrair parâmetros astrofísicos a partir de ajustes de isócronas. As mais simples são baseadas na comparação direta do conjunto de isócronas com a morfologia do CMD e dos digramas Cor-cor (Figs. 4.7 e 4.8, respectivamente), enquanto as mais sofisticadas incluem diferenças fotométricas, binariedade e variações na metalicidade. Alertamos que, por causa das incertezas fotométricas do 2MASS para as sequências evolutivas mais baixas, uma abordagem mais sofisticada pode levar a uma má interpretação no ajuste de isócronas. No entanto, alguns efeitos como o *flattening* do envoltório ou a presença do *outflow* pode mudar as cores das PMS, especialmente em baixas densidades (Whitney et al., 2003).

Parâmetros fundamentais são obtidos usando o CMD do campo descontaminado ajustado com as isócronas PMS de PADOVA (Bressan et al., 2012) (Ver Fig. 4.7). Existem variados conjuntos de trajetórias evolutivas disponíveis na literatura (Ver Apêndice A), entretanto, escolhemos Bressan et al. (2012) devido as tabelas de opacidades precisas para baixa temperatura e para qualquer combinação de elementos químicos de H-U, largo intervalo de massas que varia de $0.1 - 12 M_{\odot}$, trajetórias evolutivas que se estendem desde a PMS até o aparecimento da fase AGB (Asymptotic Giant Branch)/TP-AGB ou da ignição do carbono. Além disso, as mudanças mais importantes incluem a atualização dos parâmetros físicos de entrada (equação de estado, opacidade e taxa de reação nuclear), a implementação da difusão microscópica

Tabela 4.3: Avermelhamento, módulo de distância, extinção visual, idade e distância para IC 5146, o Streamer e os 5 ECs

Protocluster	$E(J - K_s)$ (mag)	$(m - M)_J$ (pc)	A_v (mag)	Idade (Myr)	Distância (kpc)
IC 5146	0.42 ± 0.05	11.40 ± 0.13	2.43 ± 0.29	5 ± 3	1.3 ± 0.1
NBB 1 [†]	0.42 ± 0.05	10.94 ± 0.13	2.44 ± 0.29	5 ± 3	1.1 ± 0.1
NBB 2 [†]	0.50 ± 0.05	12.42 ± 0.13	2.91 ± 0.29	5 ± 3	2.1 ± 0.2
NBB 3 [†]	0.45 ± 0.05	11.94 ± 0.13	2.62 ± 0.29	5 ± 3	1.7 ± 0.1
NBB 4 [†]	0.40 ± 0.05	11.95 ± 0.13	2.33 ± 0.29	5 ± 3	1.8 ± 0.1
NBB 5 [†]	0.34 ± 0.05	11.23 ± 0.13	1.98 ± 0.29	5 ± 3	1.4 ± 0.1
Streamer	0.49 ± 0.05	11.27 ± 0.13	2.85 ± 0.29	5 ± 3	1.2 ± 0.1

Informações da Tabela † ECs centradas de acordo com a Tabela 4.1.

e a extensão dos cálculos das trajetórias evolutivas.

Estes parâmetros na Tabela (4.3) são o módulo de distância observado $(m - M)_J$ e avermelhamento $E(J - H)$, o qual converte para $E(B - V)$ e A_V com as relações $A_J/A_V = 0.276$, $A_H/A_V = 0.176$, $A_{K_s}/A_V = 0.118$, $A_J = 2.76 \times E(J - H)$ e $E(J - H) = 0.33 \times E(B - V)$ (Dutra et al., 2002). Os ajustes são feitos por inspeção visual, tomando as distribuições estelares da MS e PMS como restrições, permitindo o avermelhamento diferencial e as incertezas fotométricas. Tais ajustes são tradicionalmente utilizados nas análises de CMDs de aglomerados abertos e globulares (por exemplo: Bonatto et al. 2010 e Barbuy et al., 2007). *Fits* automáticos (por exemplo, Naylor et al. 2006) também são uma ferramenta importante, mas podem se tornar incertos na presença de CMDs contaminados com estrelas atípicas fora das principais trajetórias evolutivas e/ou efeitos do avermelhamento diferencial. Isócronas de Bressan et al. (2012), com idades na faixa de 1 – 20 Myr são usadas para caracterizar PMS. Dada uma MS pouco povoada, ajustes aceitáveis para a morfologia da MS descontaminada são obtidos com qualquer isócrona num intervalo de idade entre 1 – 10 Myr. As estrelas PMS estão basicamente contidas dentro deste intervalo, o que implica uma faixa de idade semelhante a MS. Assim, tomamos 5 Myr como uma solução representativa e um desvio padrão de 3 Myr. Além disso, consideramos o ajuste do envelope ao longo da MS como PMS (Mayne et al., 2007), pouco antes do início da queima de hidrogênio quando ele entra em um estado de quase-equilíbrio. Este atraso na chegada a MS, permite variações devido às incertezas fotométricas e avermelhamento diferencial (Bonatto & Bica, 2010). Adotamos uma relação de absorção total $R_V = 3,1$ (Cardelli, Clayton & Mathis, 1989). Os parâmetros obtidos são dados na Tabela 4.3.

A maioria dos aglomerados estelares embebidos não sobrevivem aos primeiros 10 Myr, especialmente os de baixa massa, dada a interação entre condições ambientais, a eficiência da formação estelar, o estado inicial da dinâmica estelar e a fração de massa convertida em estrelas ou ejetada. É importante investigar as propriedades estrutural e fotométrica nesta fase inicial. Nós relatamos a descoberta dos 5 ECs no *Streamer* a oeste do IC 5146 e comparamos seus CMDs e diagramas Cor-cor, o que sugere uma similaridade de propriedades entre eles.

As características dos diagramas Cor-cor do *Streamer* e dos ECs são compatíveis a uma idade de ~ 5 Myr (Fig. 4.8 e Tabela 4.3). Em princípio, a distribuição de estrelas na região PMS no plano do CMD reflete a história da formação estelar de uma população embebida. As médias relativas das idades de aglomerados jovens podem ser estabelecida com maior precisão usando um único ou um conjunto consistente de modelos PMS para extrair as idades de aglomerados (Haisch et al., 2001, Bressan et al., 2012, e.g.).

Em todos os 5 ECs (Tabela 4.3), as estrelas jovens identificadas pelo seu excesso de emissão no IR médio estão distribuídas em distâncias variadas. Ao contrário, os diâmetros dos aglomerados pela contagem de estrelas são tipicamente 4 pc ou menos (Lada & Lada, 2003). Isto confirma que uma significativa fração de gás em cada região de formação estelar produz estrelas fora e ao redor da região do aglomerado. As distâncias e as incertezas fotométricas sugerem que os NBBs estão associados fisicamente. Talvez somente o NBB2 esteja mais longe.

Os diagramas Cor-cor (Fig. 4.8) mostram que o IC 5146 é mais populoso do que os novos ECs, NBB 1 a NBB 5. Além disso, sugerimos que a formação de estrelas no IC 5146 continua no halo, enquanto o gás molecular dispersou em torno do núcleo do aglomerado e do *Streamer*. Este, apesar de ser considerado uma nebulosa, surpreendentemente apresentou uma quantidade expressiva de estrelas (Fig. 4.11) muito similar ao IC 5146. O que nos leva a sugerir uma análise futura mais rigorosa para melhor compreensão da região.

A maioria das fontes nos ECs e IC 5146 residem no envelope *infall*. Mesmo nesta fase inicial do colapso, estas fontes podem exibir *bipolar outflows*. A Classe I (Fig. 4.9) é o estágio mais tardio do colapso protoestelar, os jovens objetos estão dominados pelos envoltórios *infall*. Na parte mais extrema estão os filamentos de alta opacidade consistente com o grande A_V .

A Classe II (Figs. 4.8 e 4.10) é caracterizada pela presença do excesso de emissão no IR acima do esperado para uma fotosfera estelar. Estas estrelas podem estar dentro ou ficar ao longo do vetor de extinção e, portanto, estarem mais avermelhadas.

Esta é uma clássica assinatura de uma T Tauri circundada por um disco de acreção. A Classe II pode durar $\sim 10^7$ Myr finalizando na sequência principal de idade zero (ZAMS) (Palla & Stahler, 1999) (Figs. 4.9 e 4.10). E a Classe III, as estrelas apresentam discos de grandes internas e estão na região mais avermelhada da Sequência Principal.

Muitos fatores podem nos levar a classificação incorreta das fontes. Primeiro, modelos mostram algum *overlap* entre as fontes da Classe I e Classe II. Segundo, a dispersão fotométrica pode alterar a classificação de umas poucas fontes. Terceiro, algumas das fontes que identificamos como Classe I pode ser de fato avermelhada Classe II. Finalmente, binárias não resolvidas podem resultar uma correta classificação das fontes.

As distribuições das fontes em cada EC é muito semelhante, mas algumas concentrações distintas de estrelas no diagrama cor-cor também são evidentes ao olho (Figs. 4.7 a 4.11).

Verificamos que a maior parte dos RDPs mostra excessos centrais, mas NBB 2 e NBB 3 têm uma diminuição estelar na região central. Os últimos ECs parecem estar mais envolvidos na nuvem de gás e poeira que os geraram, possivelmente com uma idade mais jovem. Por outro lado, IC 5146 tem um proeminente núcleo (Ver Fig. 4.4).

A maioria dos objetos associados parecem ser potenciais YSOs; entretanto, não é prudente nesse caso confiar apenas nas magnitudes do IR próximo e diagramas cor-cor para a identificação destas fontes, já que outros objetos altamente avermelhados são encontrados na região também. Dados adicionais são necessários a fim de separar os atuais objetos YSOs de objetos extragalácticos e estrelas avermelhadas *late-type*.

O uso de ambos IR próximo e médio pode aliviar algumas das dificuldades mencionadas acima. Por isso, usamos modelos e dados do IRAC no Spitzer (Allen et al., 2004, Robitaille et al., 2008, Gutermuth et al., 2009) que nos possibilita usar diagramas cor-cor (Figs. 4.8 e 4.10) no IR médio para distinguir YSOs e objetos (extra)galácticos avermelhados, e os YSOs podem ser separados em diferentes estágios evolutivos.

Nebulosa Planetária, estrelas AGB e galáxias podem também ser identificadas incorretamente como jovens estrelas ou protoestrelas (Whitney et al., 2003). Apesar de tudo, o diagrama cor-cor nos provou que é uma poderosa ferramenta de diagnóstico.

Neste contexto, é importante investigar as propriedades estruturais e fotométricas nesta recente fase. Nós informamos a descoberta destes 5 ECs (Figs. 4.5 e 4.6) no

Streamer que fica a oeste do IC 5146 e seus respectivos CMDs e diagramas cor-cor para a amostra do aglomerado sugerem-nos uma concordância morfológica associada com o processo de formação (Figs. 4.7 e 4.8). Nós fornecemos informações importantes dos ECs que podem colaborar para um melhor entendimento da evolução aglomerados estelares imersos.

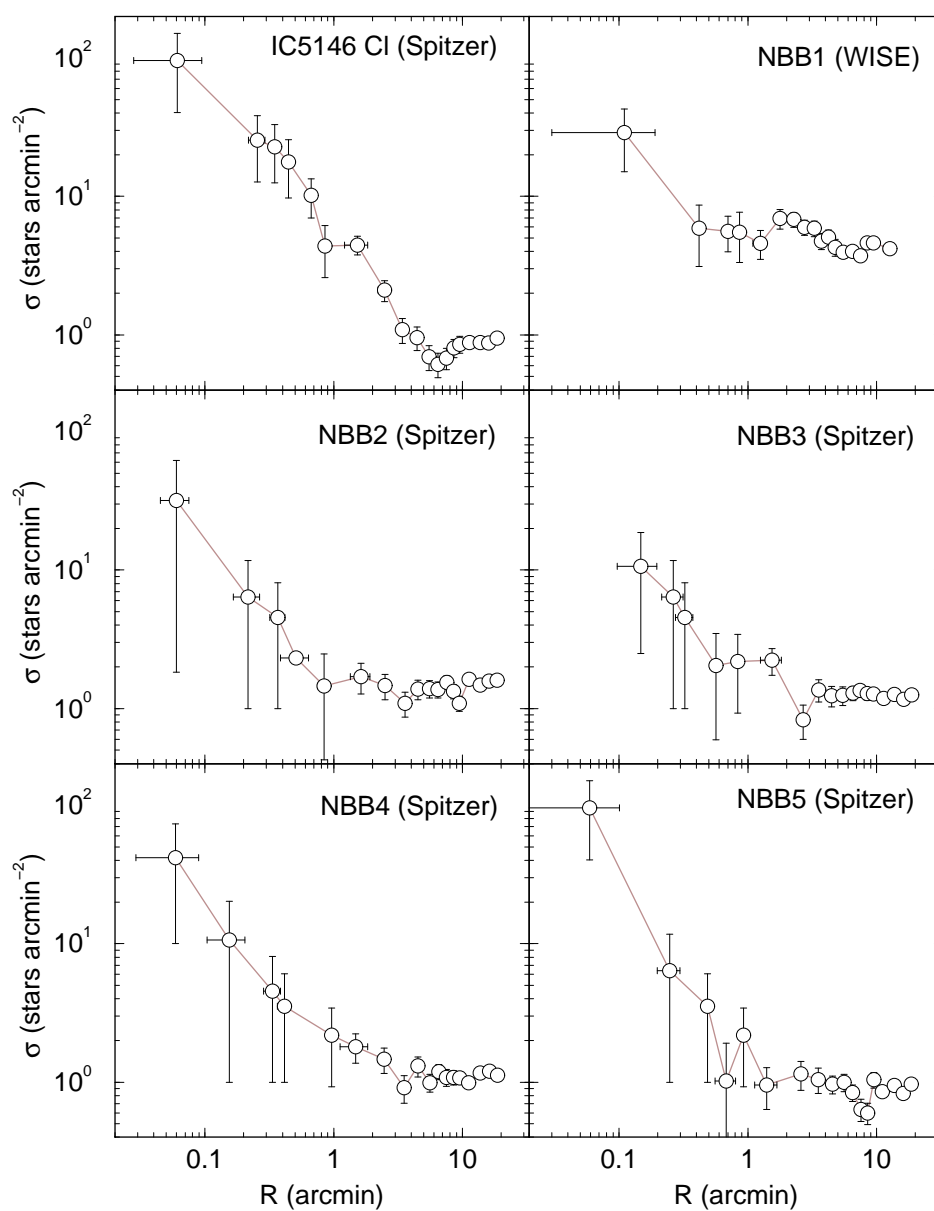


Figura 4.4: Os perfis de densidade radial IC 5146 e dos ECs.

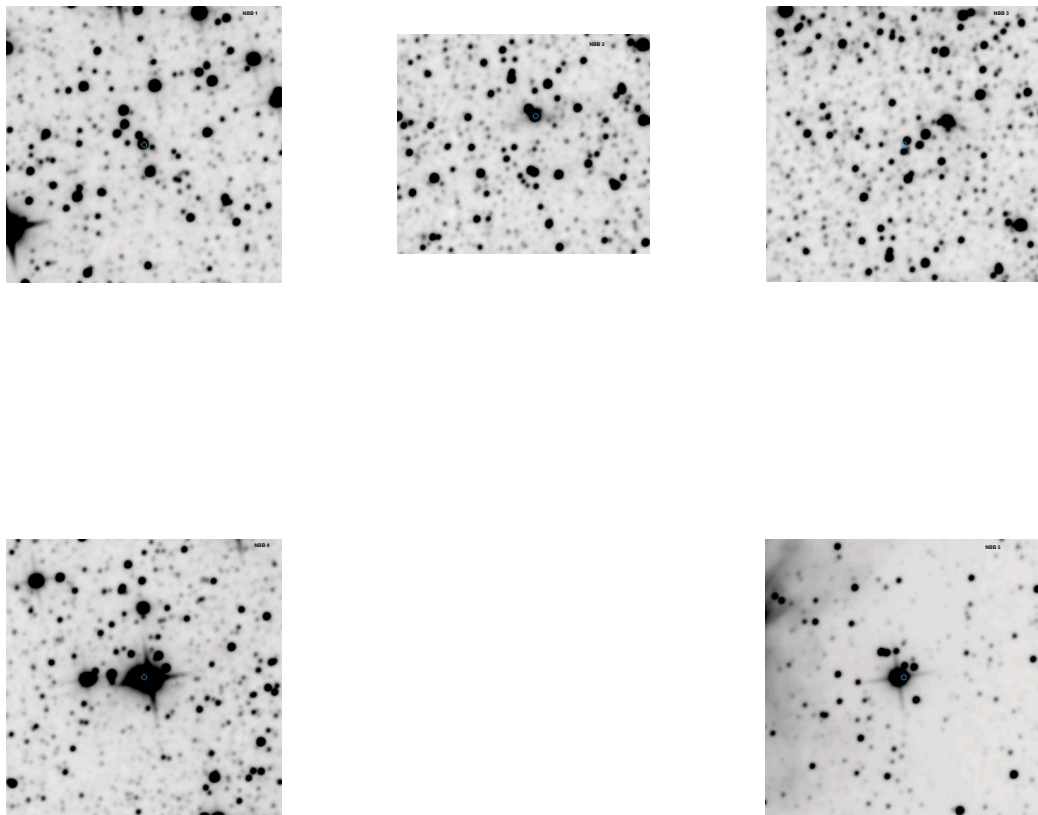


Figura 4.5: Extrações na banda W2 do WISE ($10' \times 10'$) dos 5 novos ECs encontrados. Painéis superiores da esquerda para direita: NBB 1, NBB 2 e NBB 3. Painéis inferiores a partir da esquerda: NBB 4 and NBB 5. Norte para cima e leste à direita.

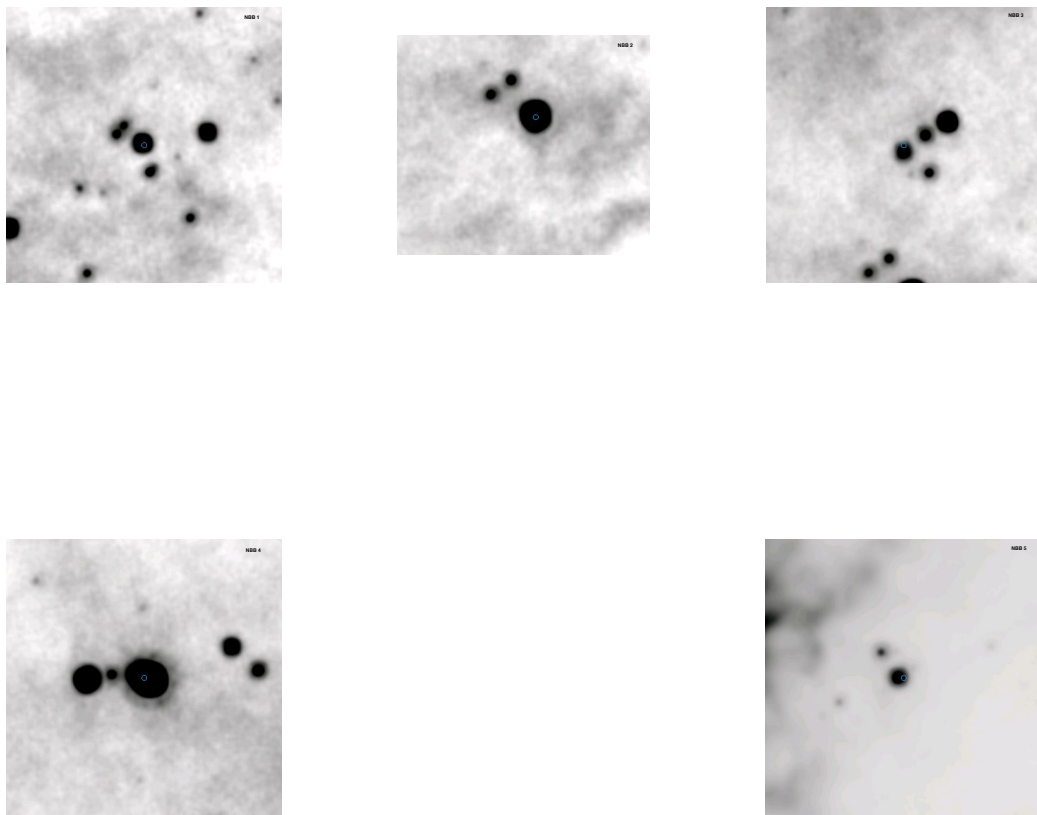


Figura 4.6: Extração banda W4 ($10' \times 10'$) dos 5 novos ECs encontrados mostrando os efeitos da poeira. Painéis superiores da esquerda para direita: NBB 1, NBB 2 e NBB 3. Painéis inferiores da esquerda para direita: NBB 4 e NBB 5. Norte para cima e leste à direita.

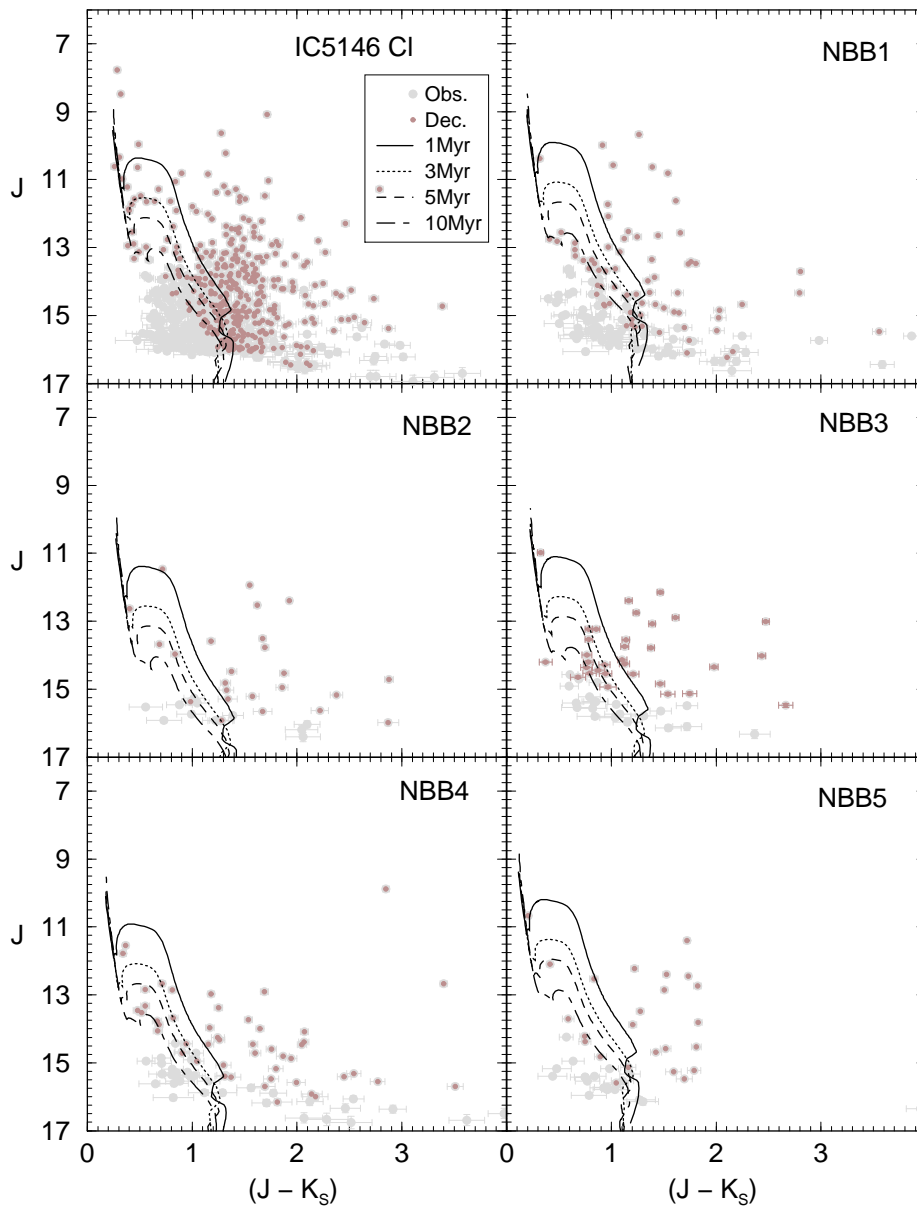


Figura 4.7: CMDs descontaminados dos 5 ECs e IC 5146 ajustados MS e PMS com isócronas de PADOVA. Pontos cinzas correspondem as estrelas de campo. Pontos marrons são estrelas subtraídas estatisticamente do aglomerado.

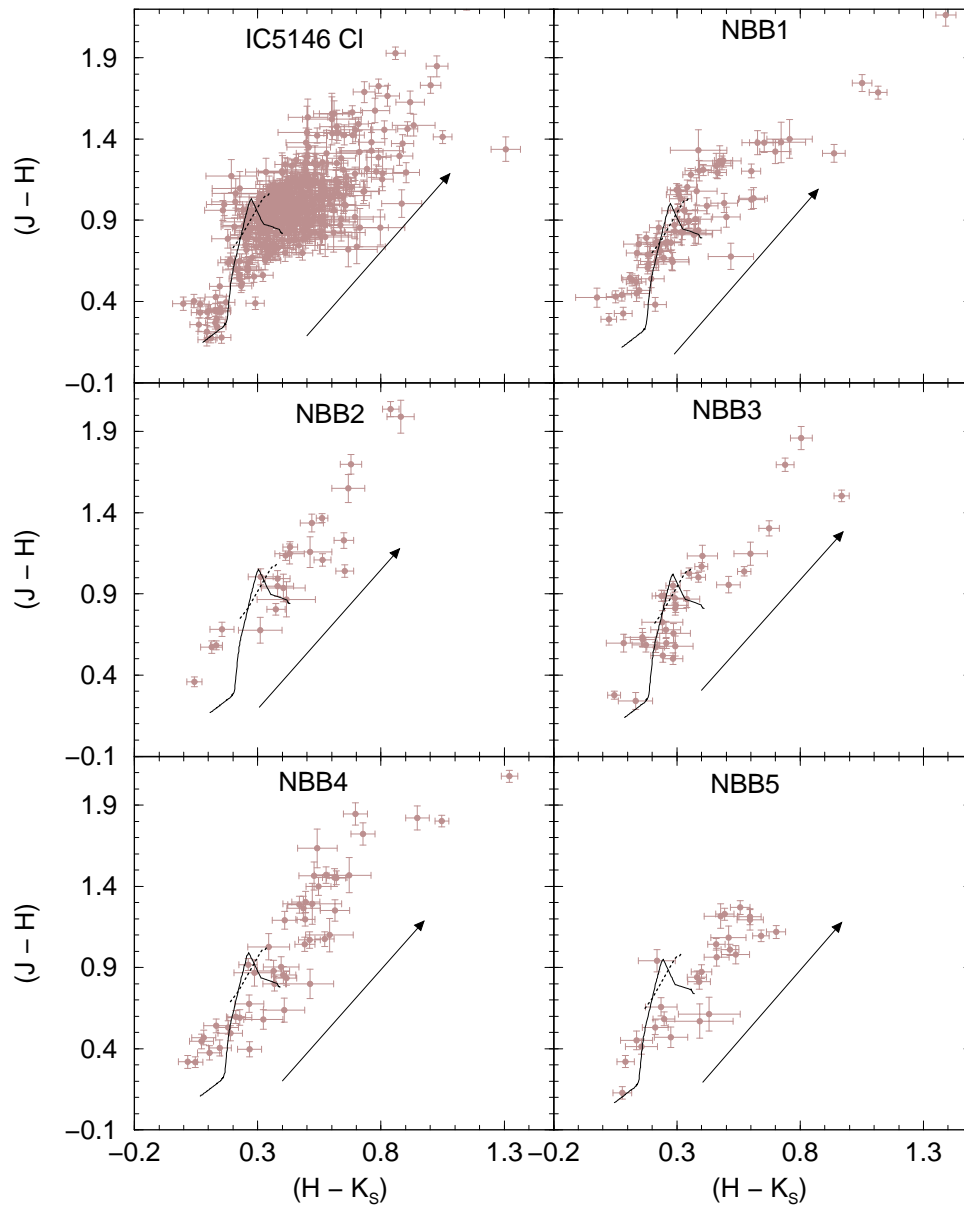


Figura 4.8: Diagramas Cor-cor ajustados com isócronas de PADOVA para o aglomerado IC 5146 e os 5 ECs. $A_V = 10$ mag.

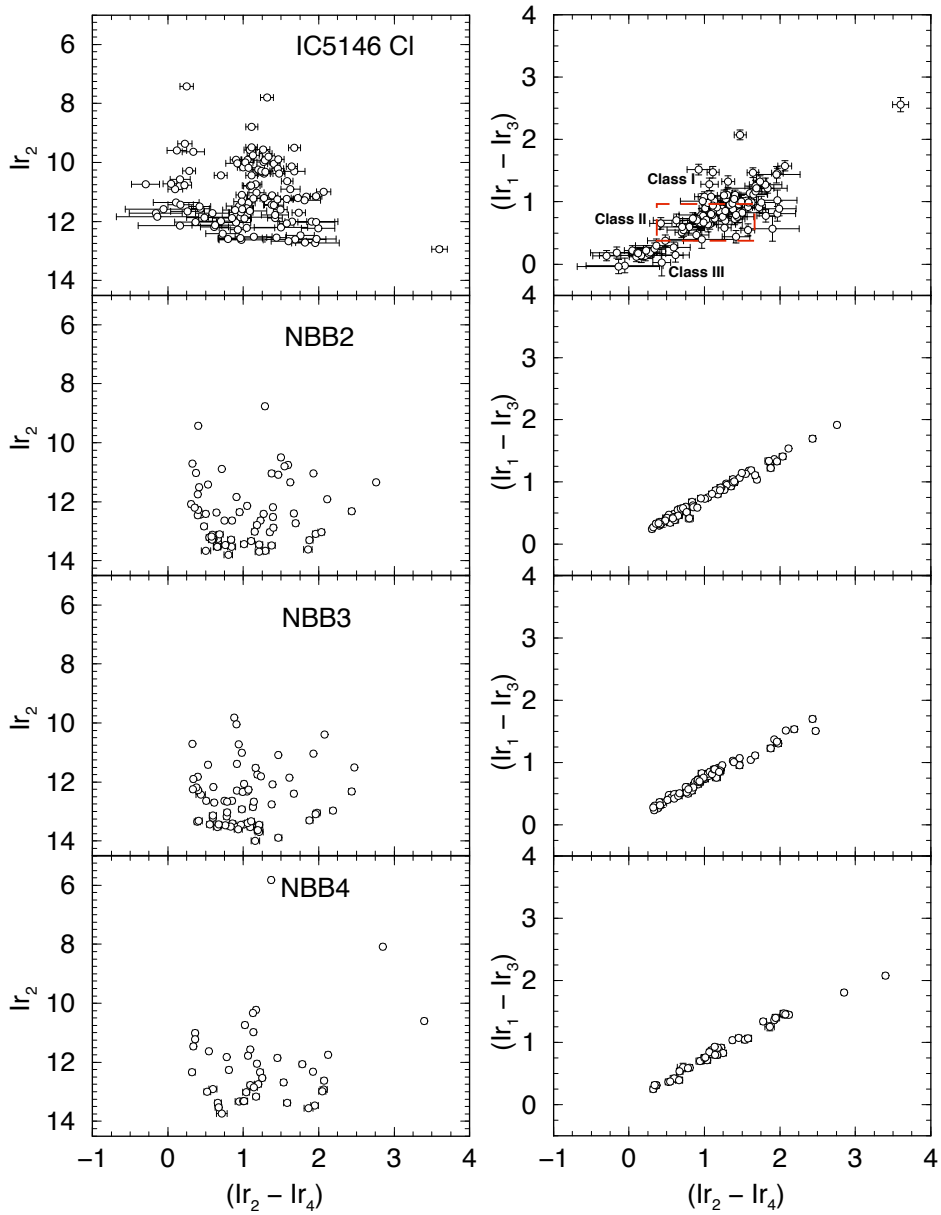


Figura 4.9: IC5146 e os 3 ECs : $Ir_2 \times (Ir_2 - Ir_4)$ e $(Ir_1 - Ir_3) \times (Ir_2 - Ir_4)$. Pontos são estrelas estatisticamente correspondentes com as do 2MASS.

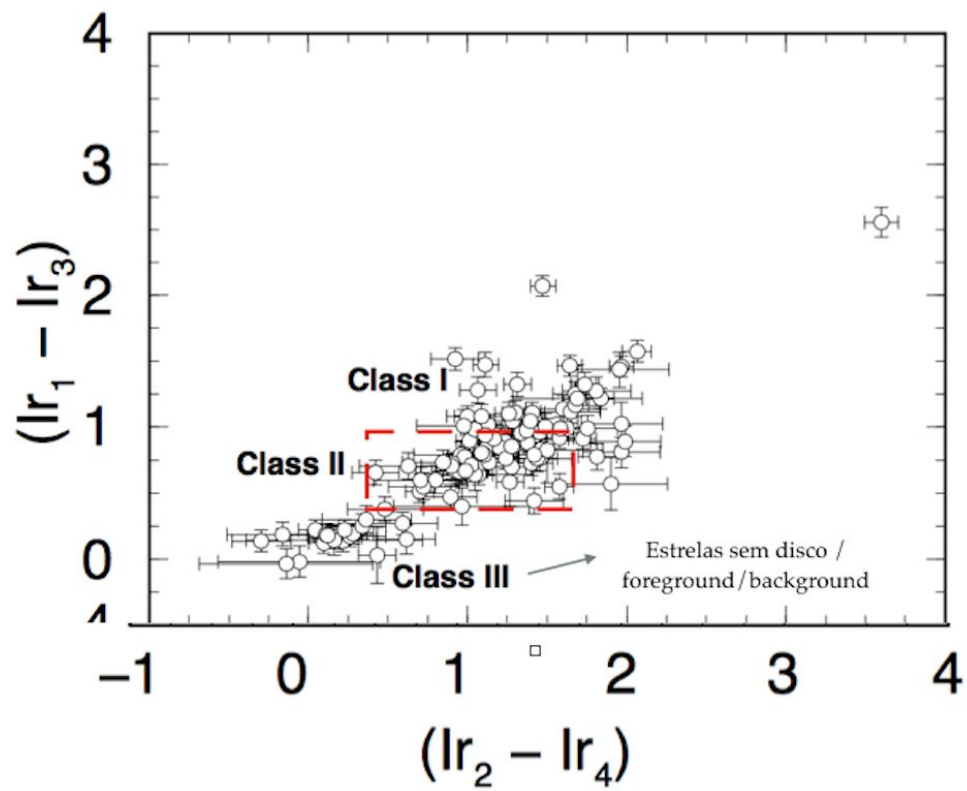


Figura 4.10: Diagrama cor-cor do IC 5146 classificando os estágios evolutivos das estrelas PMS.

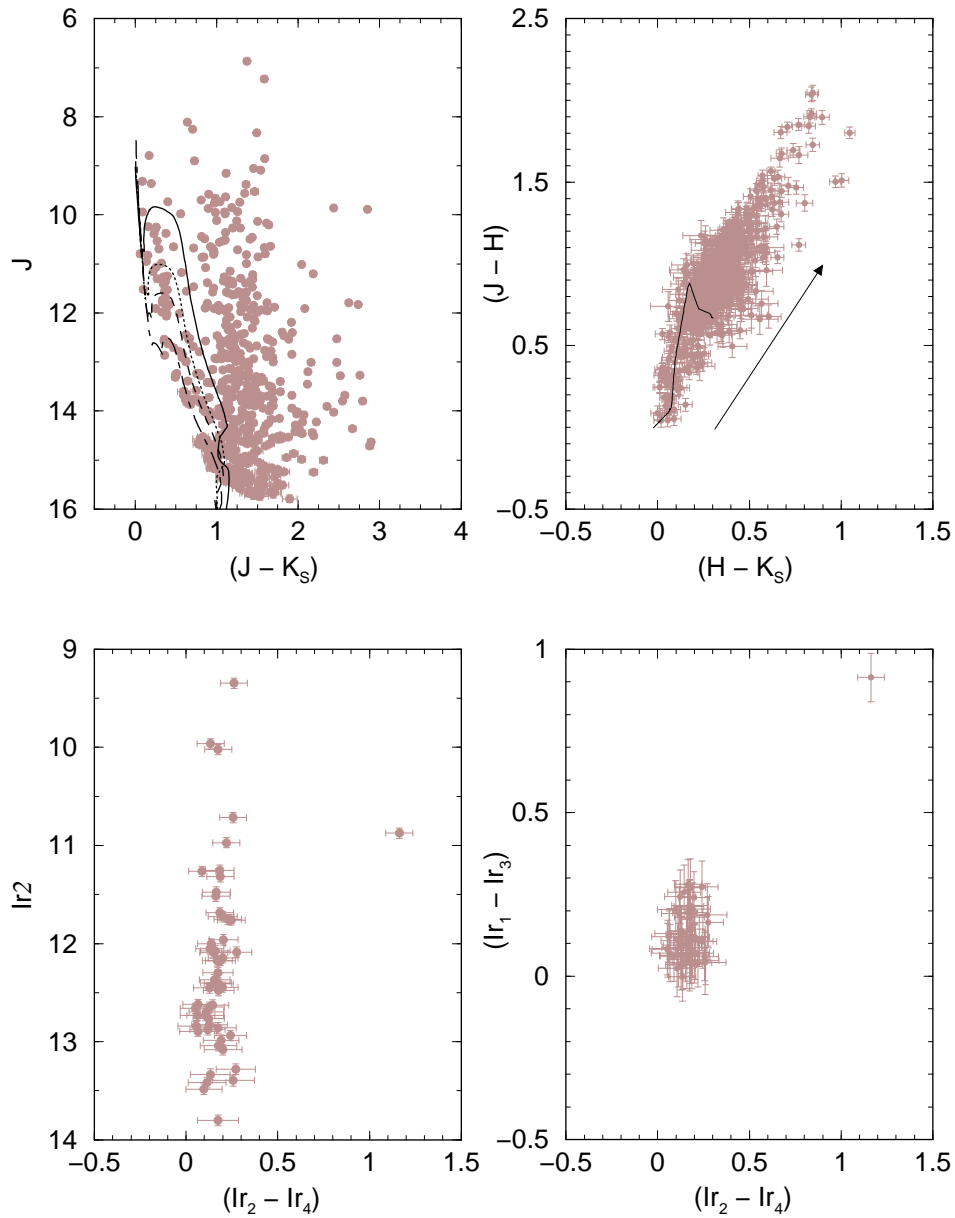


Figura 4.11: IC 5146 Streamer: CMDs descontaminados e ajustados com isócronas PADOVA. Painel Superior: 2MASS - $J \times (J - K_s)$ e $(J - H) \times (H - K_s)$. Painel Inferior: Spitzer - $Ir_2 \times (Ir_2 - Ir_4)$ e $(Ir_1 - Ir_3) \times (Ir_2 - Ir_4)$

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Os aglomerados imersos são importantes ferramentas de estudo das regiões de formação estelar, pois estes ainda encontram-se associados ao gás em que foram gerados. Nesse contexto, no presente trabalho analisamos a complexa região IC 5146 a fim de mapear a região e determinar seus parâmetros.

Utilizando a fotometria nas bandas NIR e MIR do 2MASS, WISE e Spitzer analisamos a natureza da região composta por 1 aglomerado estelar imerso, o *Streamer* e os 5 novos objetos considerados possíveis aglomerados estelares.

Como ferramenta de análise utilizamos um algoritmo de descontaminação das estrelas de campo e derivamos os parâmetros fundamentais da amostra a partir dos diagramas cor-magnitude e cor-cor ajustando isócronas de Bressan et al. (2012) de metalicidade ($Z = 0.0152$) de Caffau et al. (2011). Este conjunto de trajetórias evolutivas foi o mais robusto aos dados analisados, conseguindo assim dar melhores respostas às questões citadas no Cap. 2, exceto para depleção do Li.

Ao utilizar o catálogo 2MASS estávamos limitados a diagramas cor-magnitude pouco profundos, ou seja, sem a presença das estrelas mais fracas da PMS. No entanto, estas estrelas são as que mais povoam o diagram cor-magnitude. Logo, com a utilização dos dados fotométricos do WISE e Spitzer, abrimos novo caminho no que diz respeito ao estudo de aglomerados jovens e/ou ainda imersos.

Idades em todo o complexo do IC 5146 são aproximadamente constantes $\sim 5\text{Myr}$ (Tabela 4.3). Absorções na banda V são fortes e podem variar por mais de um fator de 2. IC 5146, *Streamer*, NBB 2, NBB 3 e NBB 4 parecem estar ligeiramente no primeiro plano do sistema.

O *Streamer* é a uma nebulosa escura óptica como mostrado na figura 4.1, mas, adicionalmente tem uma estrutura filamentar composta por estrelas, em outras palavras é uma região complexa. De acordo com Roy et al. (2011), o *Streamer* é uma

região pré-estelar (Kramer et al., 2003), sem essencialmente emissão de grãos de poeira quentes. Isto indica uma diferença nos estágios evolutivos das nuvens. Há uma mistura de fases quentes e frias nesta região.

Além disso, Dobashi et al. (2003) sugeriram que os *outflows* têm um papel importante no suporte da nuvem durante o colapso. Desta forma, nós consideramos o *Streamer* uma caixa de Pandora e que deve ser mais explorado.

As análises do trabalho sugerem que o IC 5146, *Streamer* e os 5 novos exemplos primordiais de uma estendida região de formação estelar são cruciais para estudos futuros de toda região.

5.1 Perspectivas

Em estudos futuros, pretendemos examinar mais detalhadamente as imagens e dados do WISE e Spitzer, além de dar continuidade ao estudo de outros aglomerados e/ou candidatos que podem estar presentes nesta e outras tantas regiões similares, como LDN 1774.

Buscaremos explorar mais o *Streamer* por nós denominado "caixa de Pandora".

Por fim, agregaremos dados do GAIA para melhor precisão na determinação das paralaxes trigonométricas de estrelas PMS.

Apêndice A: Evolução das estrelas

PMS- Modelos Teóricos

Disponíveis

Ao contrário da fase protoestelar altamente dinâmica, a evolução de uma estrela PMS pode ser seguida pelos modelos de equilíbrio hidrostático e térmico. Estes modelos são muito mais fáceis de construir e menos sujeitos a imprecisões numéricas. Vários grupos têm modelos de variadas complexidades com atenção especial para implementação de parâmetros físicos (equação do estado, opacidade, tratamento da convecção, etc) usando as melhores prescrições disponíveis. A localização das estrelas opticalmente visíveis no diagrama H-R combinado com o uso das trajetórias teóricas evolutivas as isócronas permite aos pesquisadores obter quantidades de aglomerados estelares e associações, tais como a distribuição das massas e idades de estrelas para construir a IMF (*Initial Mass Function*) e história da formação estelar, respectivamente. A maioria dos atuais modelos foram desenvolvidos no final do anos 90 e início de 2000 (Baraffe et al., 1998, D’Antona & Mazzitelli, 1997, Palla & Stahler, 1999, Siess et al., 2000). Outros modelos disponíveis são aqueles do grupo de YALE (**YREC**)- Demarque & Robinson (2003)), grupo de Pisa (**FRANEC**) - (Degl’Innocenti et al., 2008), grupo de Paris (**CESAM**)- (Lebreton & Michel, 2008), grupo de Dartmouth (**DSEP08**)- Dotter et al. (2008) e **PASERC** de Bressan et al. (2012). Assim, tem-se uma ampla escolha para comparação com os dados observacionais. Entretanto, visto que os modelos são computados usando diferentes prescrições para os parâmetros físicos de entrada, discrepâncias estão presentes entre as predições teóricas. Uma das mais significantivas diferenças vêm das condições de borda adotadas. Essas variam de uma simplificada relação $T(\tau)$ para condições de superfície a modelos realísticos atmosféricos os quais são particularmente importantes para estrelas de baixa massa (Baraffe et al., 1998). Outro importante ingrediente é o tratamento da convecção a qual é usualmente responsável pelo uso

do MLT ¹, contudo o **FRANEC** adota o tratamento da convecção turbulenta de Canuto-Mazzitelli (1991).

Muitos modelos também incluem os efeitos da rotação e campos magnéticos, embora ainda de forma aproximada. D'Antona et al. (2000) apresentaram uma primeira análise dos efeitos dos campos magnéticos na superfície das estrelas PMS tipicamente solares, com ênfase particular no efeito sob o raio estelar e na quantidade de lítio depletado. Assumindo que o campo magnético B é gerado pela rotação e o efeito térmico é válido para $B^2 \ll P$, onde P é a pressão, o efeito fenomenológico do campo magnético é expresso através de uma modificação no critério de Schwarzschild para instabilidade da convecção de forma :

$$\nabla_{rad} > \nabla_{ad} + \gamma\gamma = \frac{B^2}{B^2 + \gamma \cdot P} \quad (5.1)$$

onde γ é a taxa do calor específico.

De fato, no interior das estrelas de baixa massa e BD (Brown Dwarfs - anãs marrons) a pressão magnética ($\leq 10^{-7} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$) de ordens de grandeza menor que a pressão do gás ($10^{12} - 10^{16} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$) (Chabrier & Baraffe, 2000). Esta prescrição segue o critério de Gough & Tayler (1966) para instabilidade convectiva. O parâmetro de inibição magnética γ é uma variável local cujo valor muda em função da posição radial dentro da estrela. Um pressuposto habitual é tomar $\gamma(R) = \text{constante}$ de acordo com Mullan & MacDonald (2001).

A conseqüente evolução torna-se bem sensível a valores do campo magnético superficial, produzindo modelos mais frios e depleções mais baixas de lítio que no caso de um campo magnético ausente. Resultados similares obtidos mais recentemente por Macdonald & Mullan (2010) que construíram trajetórias evolutivas para estrelas de baixa massa incluindo os efeitos de inibição da convecção no núcleo de uma estrela de baixa massa devida à presença do campo magnético. Entretanto, Chabrier et al. (2007) criticaram tal aproximação argumentando que a força necessária do campo magnético para inibir a convecção no núcleo de uma estrela de baixa massa seria altamente improvável e provavelmente instável. Como uma alternativa, eles têm simulado efeitos globais do campo magnético pela redução do valor do parâmetro MLT, $\alpha = \frac{l}{H_p}$ de um valor canônico 1.5 – 1.9, necessário para ajustar os dados do Sol, para o menor valor de $\alpha < 1$. Entretanto, a fim de obter o mesmo efeito quantitativo sob a temperatura efetiva e o raio, Chabrier et al. (2007) de fato introduz um segundo parâmetro relacionado à presença de grandes manchas na superfície estelar.

¹Mixing Length Approximation Theory

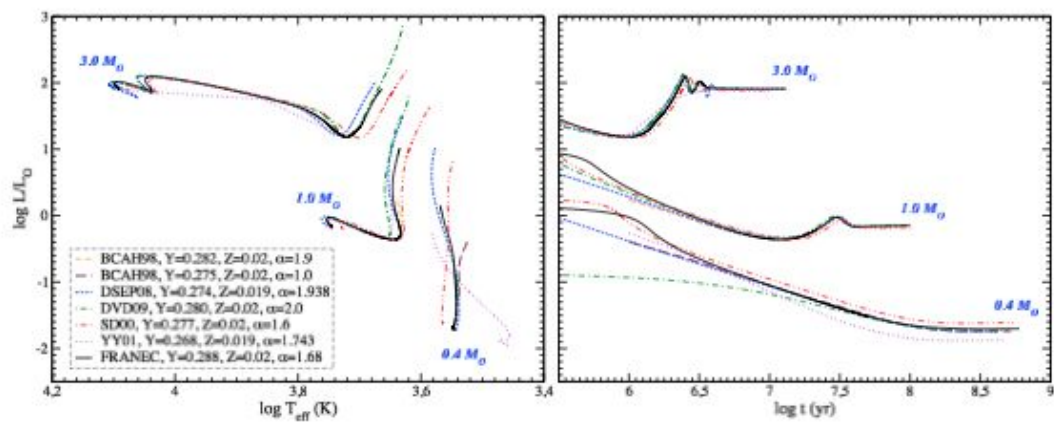


Figura 5.1: Comparação de modelos teóricos para PMS. Figura extraída do Tognelli et al. (2011)

5.2 Testes Observacionais para estrelas PMS

Já que a evolução da PMS inicia-se quando a precedente fase de acreção principal é excedente (quando a escala de tempo de acreção torna-se muito longa comparada ao tempo de contração $t_k h$), torna-se importante discutir brevemente os resultados principais da evolução protoestelar como determinar a condição inicial para a contração de estrelas PMS.

Uma propriedade importante é a existência da relação massa-raio para núcleos de acreção protoestelar. Esta relação encontra origem física na natureza termostática da queima do deutério uma vez que a protoestrela alcança a temperatura crítica de ignição ($\sim 10^6 K$). Como um resultado da queima de deutério, primeiro no centro e então numa camada subsuperficial, protoestrelas nunca atingem grandes raios. O raio permanece tipicamente 3 – 5 vezes maior que o valor correspondente da ZAMS (Zero Age Main Sequence), mas um fator de 10, ou mais, menor que os grandes valores preditos pela teoria clássica da evolução das PMS (Iben, Hayashi, Cameron entre outros que ignoraram o impacto da evolução protoestelar). Outra característica importante das protoestrelas é que sua estrutura interna afasta significativamente da pressuposta convecção térmica. Na teoria padrão da PMS assume-se que todas as estrelas sejam objetos completamente convectivos como resultado de um grande raio inicial. No entanto, a convecção em protoestrelas de baixa massa é devida à queima central de deutério, enquanto protoestrelas mais massivas que $2 M_\odot$ são radiativamente estáveis em regimes mais internos e possuem um manto espesso convectivo mantido pela queima de deutério. Assim, estas estrelas são termicamente não relaxadas no início da evolução da PMS e precisam submeter-se a uma contração quase-estática e não-homóloga.

Estas duas propriedades têm um profundo impacto no cálculo dos modelos evolutivos das PMS e no resultado do diagrama HR. Primeiro, comparado ao clássico conjunto de trajetórias PMS, as novas trajetórias ocupam uma porção muito mais limitada do diagrama. A razão é que as trajetórias mais velhas correspondem a raios estelares tão grandes para serem alcançados durante a acreção protoestelar. Assim, a luminosidade inicial (proporcional a R_\star^2) é muito mais baixa que previamente previsto. Além disso, a temperatura da superfície dessas estrelas iniciam-se muito altas. Observe também que a linha de nascimento intercepta a sequência principal para massa $M_\star = 8 M_\odot$: este ponto representa a configuração estelar crítica na qual a queima de hidrogênio parou a contração gravitacional enquanto a estrela está ainda crescendo em massa. Estrelas mais massivas, entretanto, não têm nenhuma fase PMS, contudo aparecem diretamente na sequência principal assim que elas são

opticamente reveladas. A exata massa na qual a linha de nascimento funde-se na ZAMS depende da história de acreção e do aumento a medida que a taxa de acreção de massa aumenta.

5.3 Estrelas de baixa massa e anãs marrons: $0.5 M_{\odot} \leq$

$$M_{\star} \leq 1.5 M_{\odot}$$

O estudo dos sistemas de binárias eclipsantes fornece um dos mais precisos ($\leq 2\%$) e exatos métodos para medir os parâmetros estelares fundamentais (massa, raio, luminosidade, gravidade, temperatura efetiva e distância). Ele também serve como um teste crítico da massa teórica decorrente dos modelos evolutivos. Na média, modelos preveem massas dentro de 20%, mas previsões de estrelas individuais estão acima de 50% de incerteza. As limitações principais são erros sistemáticos nas propriedades estelares (temperatura efetiva, raio e luminosidade). Entretanto, em poucos casos massas e raios foram medidos com alta precisão, assim permitindo um rigoroso teste de predições de modelos teóricos.

A partir de 2007, todos os sistemas estudados tinham massas maiores $M_{\star} \geq 0.5 M_{\odot}$. Daí, a necessidade para estender a análise para sistemas de mais baixas massas, no domínio onde as incertezas nos modelos estelares são ainda as maiores devido ao mau conhecimento (evidentemente complicado) físico necessário para tratar os efeitos de convecção, campos magnéticos e opacidades estelares a baixas temperaturas. Desde então, a situação melhorou com a descoberta de muitos sistemas, incluindo duas anãs marrons gêmeas.

Recentemente, Stassun et al. (2009) resumiram as atuais limitações dos modelos teóricos estelares das medidas empíricas de massas e idades das jovens estrelas de baixa massa e anãs marrons. Os principais resultados de comparação com os modelos evolutivos de Baraffe et al. (1998), D'Antona & Mazzitelli (1997), Palla & Stahler (1999) e Siess et al. (2000).

- Estimativas de massa dinâmica estão disponíveis para mais de 30 estrelas PMS com massa $\leq 2.0 M_{\odot}$, incluindo estrelas individuais (curva de rotação dos discos circundantes) e estrelas binárias (ambas astrométricas e eclipsantes).
- Comparação de modelos teóricos no diagrama HR mostra que acima de $\gtrsim 1.0 M_{\odot}$ se tem um bom acordo (ambos em massa e idade) com uma diferença média de 10% e uma similar dispersão, enquanto abaixo $\lesssim 1.0 M_{\odot}$ o acordo é

mais pobre com diferenças que podem ser tão grandes quanto $\sim 100\%$ e uma enorme dispersão.

- O melhor acordo global é encontrado com os modelos de Siess et al. (2000), Palla & Stahler (1999): consistência total $\sim 5\%$, com uma dispersão de $\sim 25\%$.
- Este acordo poderia ser fortuito e os modelos certos para razões erradas (por exemplo, o efeito da atividade estelar nas temperaturas efetivas que são ignoradas nos modelos). Entretanto, diferenças na morfologia da trajetória são relevantes, especialmente a $M_\star \sim 0.5 M_\odot$.
- Não coincidência de 40% é possível em binárias de baixa massa ($t_\star \sim 1 Myr$). Então, cuidado é preciso ao usar uma mesma geração como calibração para os modelos.

O último ponto é particularmente interessante já que binárias são supostamente formadas ao mesmo tempo de um mesmo material dentro dos núcleos densos. Se esta suposição é de fato correta, elas representam uma poderosa calibração para modelos evolutivos Luhman & Rieke (1999). A fim de obter uma estimativa independente do grau de coincidência de uma grande e uniforme amostra de estrelas binárias, Kraus & Hillenbrand (2009) apresentaram um profundo estudo da distribuição no diagrama HR de todos sistemas conhecidos da Taurus-Auriga com fluxos espectrais e taxas do fluxo para ao menos dois componentes. Para as isócronas, eles usaram os modelos de Baraffe et al. (1998) para estrelas de baixa massa ($M_\star \lesssim 1.2 M_\odot$) e D'Antona & Mazzitelli (1997) para estrelas mais massivas. Kraus & Hillenbrand (2009) encontraram que as idades das binárias têm uma dispersão total $\sigma \sim 0.40dex$, enquanto pares aleatórios contemporâneos estão dentro de $\sigma \sim 0.58dex$. Desta forma, as binárias parecem ser mais síncronas que as associações como um todo. De outro lado, a distribuição relativa das idades indica a presença de duas populações: $\frac{2}{3}$ da amostra parece coexistir dentro dos erros $\sigma \sim 0.16dex$, enquanto $\frac{1}{3}$ tem uma larga distribuição de idade $> 0.4 - 0.9dex$. Como uma possível explicação deste espalhamento, Kraus & Hillenbrand (2009) sugerem a presença de múltiplas hierarquias desconhecidas, ou estrelas vistas na luz espalhada, ou objetos fortemente contaminados pela emissão do disco. Uma intensificada coincidência para sistemas binários ($\sim 70\%$) é consistente com a escala de tempo de formação das estrelas dos individuais núcleos densos e também dá crédito às isócronas PMS adotadas e usadas na análise.

5.4 Estrelas de massa intermediária: $1.5 \leq \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \leq 8.0$ e a faixa de instabilidade

Informação das propriedades das estrelas PMS de massa intermediária, chamadas estrelas Herbig Ae/Be, pode vir dos sistemas binários eclipsantes e da única característica que na trajetória para ZAMS, as estrelas da sequência principal com massa $1.5 \leq \frac{M_{\star}}{M_{\odot} \leq 4.0}$ cruzam uma instável faixa de pulsação no diagrama HR. A relação entre o período de pulsação e os parâmetros estelares intrínsecos (L, T_{eff}) permite-nos obter informação independente das propriedades evolutivas e em particular a massa estelar. Além disso, técnicas asterosismológica podem ser aplicadas para inferir a estrutura interna dos pulsadores observados.

A primeira investigação teórica da faixa de instabilidade da PMS fundamentada em modelos hidrodinâmicos convectivos não lineares foi realizada por Marconi & Palla (1998), calcularam a topologia para os três primeiros modos radiais. Eles também encontraram que a estrutura interna das estrelas PMS cruzando a faixa de instabilidade é significantivamente diferente das mais evoluídas estrelas da sequência principal (com a mesma massa e temperatura), embora as estruturas do envoltórios sejam similares. Subsequentemente, Suran et al. (2001) fizeram um estudo comparativo da sismologia de estrelas PMS de $1.8 M_{\odot}$ e pós-sequência principal (PSP). Esses autores encontraram que a faixa da frequência instável é aproximadamente a mesma para PMS e pós-SP, mas alguns daqueles modos radiais (g) são muito sensíveis na profunda estrutura interna. Mais recentemente, Grigahcene et al. (2006) produziram uma faixa de instabilidade teórica para estrelas PMS nos primeiros sete modos radiais, e Ruoppo et al. (2007) determinaram uma relação entre a grande separação da frequência, a luminosidade estelar e temperatura efetiva. Desenvolveram uma ferramenta para comparar a teoria da observação no diagrama echelle. Finalmente, usando o código evolutivo **ATON**, Di Criscienzo et al. (2008) computaram modelos padrões de PMS para produzir o espectro de oscilação adiabática cobrindo uma extensa rede de parâmetro espacial.

Do ponto de vista observacional, até a data, mais de duas dezenas de estrelas Herbig Ae/Be pulsantes são conhecidas. A localização da faixa de instabilidade no diagrama HR e a posição de uma amostra das pulsantes δSct é exibida na Figura 5.2:

Os típicos períodos de pulsação estão numa variação de muitas horas e amplitudes de centésimos a milhares de magnitude.

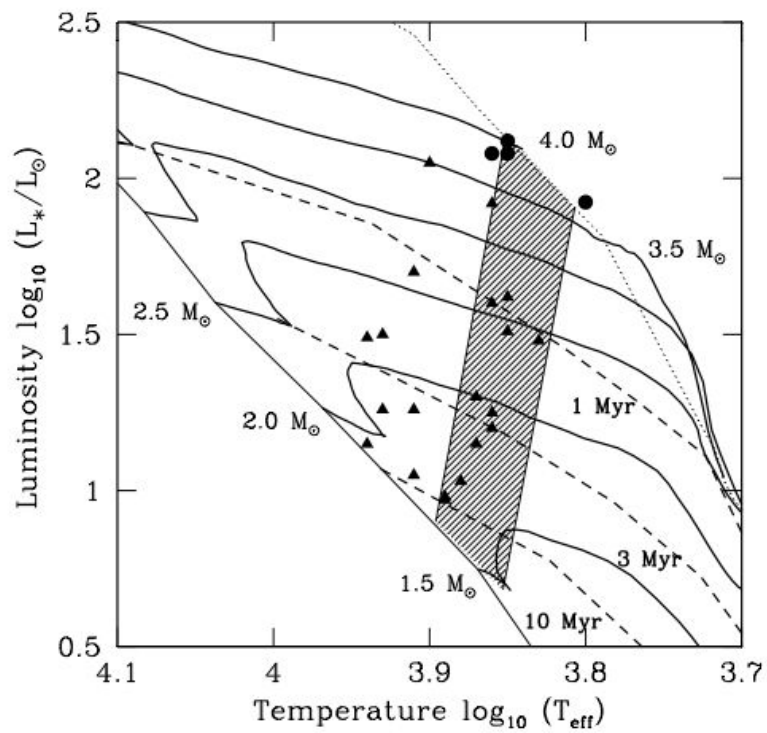


Figura 5.2: Faixa de instabilidade teórica (região hachurada) no diagrama HR, ao longo uma amostra das PMS pulsantes δSct . Os pontos cheios são as estrelas que podem ser usadas para testar as condições iniciais protoestelares (Marconi et al, 2004).

5.5 Estrelas massivas: $M_{\star} \gtrsim 8.0 M_{\odot}$

O que acontece com as estrelas massivas? Como podemos testar sua massa e idade da localização no diagrama HR? O cenário de acreção desenvolvido para estrelas de baixa e intermediária massa também é válido para objetos massivos? São realmente necessárias as taxas de acreção muito altas ($\dot{M}_{acc} > 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$)? E tem evidência para um aumento da taxa de acreção com massa? Já que a maioria das estrelas massivas estão em aglomerados, elas se formam primeiro ou depois?

Nosso entendimento da formação de estrela massiva é ainda muito limitado comparado ao das estrelas de massa solar, para as quais existe um quadro teórico geralmente aceito. Os papéis das interações dinâmicas e coalescência *versus* um núcleo mais padrão e estrutura de disco de acreção são ainda debatidos (Beuther & Steinacker, 2007, Zinnecker & Yorke, 2007). Considerando o mecanismo de formação, o cenário de acreção que funciona bem para os objetos de mais baixas massas tem problemas para as mais altas massas. O principal deles é que a pressão de radiação começa a tornar-se significativa em protoestrelas de massa intermediária. Entretanto, *infall* não pode ser parado enquanto a acreção domina a luminosidade total. É conhecido que para a taxa de acreção de $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$, a protoestrela chega na sequência principal com uma massa de $\sim 8 M_{\odot}$ onde ela estabelece $\sim 3000 L_{\odot}$, menos que a luminosidade proferida pela queima do hidrogênio ($\sim 10^4 L_{\odot}$) nesta massa. Daí, a necessidade para altas taxas de acreção, indiretamente surgerida pela grande perda de massa dos *outflows* associados. Como alcançar as condições físicas para tais valores altos de \dot{M}_{acc} é ainda obscuro, embora núcleos centralmente densos e turbulentos podem servir a este propósito (McKee & Tan, 2003). Talvez, as recentes sugestões de um modo inteiramente diferente da formação baseado no crescimento pela coalescência dos núcleos moleculares densos (Stahler, 2000) ou por acréscimo induzido de colisões e subsequente fusão de protoestrelas em regiões centrais densas de aglomerados estelares (Bonnell et al., 1998) ainda representem alternativas viáveis.

Além disso, progredir neste campo é limitado em parte pelas grandes dificuldades observacionais de estudos de protoestrelas massivas que são tipicamente mais distantes, imersas e de rápida evolução, que suas homólogas de mais baixa massa.

5.6 Aglomerados *versus* estrelas massivas isoladas

A grande maioria das estrelas de alta massa são parte de grupos estelares: jovens aglomerados estelares ou associações OB. Esta observação leva-nos à ideia que a formação de uma estrela massiva está intrinsecamente conectada com a formação de um aglomerado estelar. Os dois cenários rivais para a formação das estrelas massivas, interações dinâmicas e colapsos para núcleos massivos turbulentos (Bonnell et al., 1998, McKee & Tan, 2003), fizeram um comum pressuposto que estrelas massivas formam-se dentro de um aglomerado estelar. Entretanto, uma população (aparentemente) de estrelas tipo O isoladas é de conhecida existência na Galáxia. Alguns 70% de estrelas do tipo O na Via Láctea são encontradas em aglomerados ou associações OB, $\sim 10\%$ são estrelas OB fugitivas, e $\sim 20\%$ são estrelas O de campo (Mason et al., 1998, Maiz-Apellaniz et al., 2004). Então, a questão é se esta fração não desprezível de estrelas isoladas é verdadeiramente o resultado da formação em condições peculiares ou não.

Na tentativa de elucidar as origens das estrelas isoladas, de Wit et al. (2004, 2005) pesquisaram algumas 43 estrelas O de campo na vizinhança solar com $V < 8mag$ classificada como isolada no catálogo de Mason et al. (1998) que buscaram por aglomerados estelares não detectados centrados na mesma amostra de estrelas. O estudo revelou a presença de uma bem definida densidade estelar acentuada próximo à estrela O de campo em cinco casos (4 deles previamente desconhecidos). Desta forma, o levantamento das imagens revelou que $\sim 85\%$ de estrelas de campo tipo O são de fato isoladas. A baixa taxa de acreção leva-nos a considerar a hipótese de estrela fugitiva como um mecanismo de possibilidade para a origem das estrelas de campo do tipo O.

Dentro do raio de $2kpc$ do Sol, a porcentagem de estrelas fugitivas tipo O é de $\sim 10\%$. Elas são caracterizadas pelas grandes velocidades espaciais (presente ou passado) adquiridas das interações dinâmicas nos centros dos jovens e densos aglomerados estelares ou devido à explosão de uma supernova binária (Blaauw, 1961, Hoogerwerf et al., 2001). A fim de avaliar a natureza da desordem para as estrelas O velhas, de Wit et al. (2005) re-analisaram suas distribuição espacial com respeito ao plano Galáctico e a proximidade de jovens aglomerados conhecidos. O estudo resultou na identificação de 22 novas candidatas *runaway*, refletindo a importância da interação dinâmica em jovens aglomerados. De outro lado, a fração de estrelas tipo O não associadas com um aglomerado/associação OB foi encontrada

em $\sim 4 \pm 2\%$ (12 estrelas O). Entre estas estrelas, somente uma destas é binária espectroscópica e duas são suspeitas binárias visuais. Assim, contrária a maioria das estrelas do tipo O que são parte de sistemas binários/múltiplos, a presença de uma pequena fração genuína de estrelas isoladas indicou uma peculiaridade a mais no processo de formação.

Em suma, embora sejam raros os casos, parece que a Galáxia está hábil para formar uma única estrela massiva sem a condição de aglomerado estelar. Mais recentemente, Pflamm-Altenburg & Kroupa (2010) propuseram que uma pequena fração de estrelas isoladas pode ser o resultado de um processo de ejeção em duas etapas na quais uma binária massiva é dinamicamente ejetada de um aglomerado estelar como resultado de encontros próximos entre binárias e estrelas isoladas ou binárias e binárias com subsequente explosão de supernova de componente binária com repercussão na outra binária. Neste caminho, mesmo estrelas de campo aparentemente isoladas devem originar-se de um ambiente denso.

5.7 A função de massa inicial - IMF

Qualquer tentativa para compreender a origem dos grupos estelares precisa visar a distribuição de massa. Não é óbvio que qualquer simples função descreveria adequadamente todos sistemas existentes. No princípio, a natural variação em tais fatores ambientais como campo magnético, nível de turbulência, ou prévia temperatura da nuvem molecular para formação do aglomerado produziria uma enorme variedade de distribuições. Entretanto, estudos detalhados das regiões de formação estelar galáctica sugerem que estrelas massivas sejam intrinsecamente mais raras que suas homólogas de baixa massa. Na verdade, esta propriedade parece manter galáxias observadas do Universo Local numa resolução suficiente para solucionar a população de baixa massa, e um consenso geral é que tem uma universal significância.

5.7.1 Um pouco de história

É instrutivo rever brevemente a abordagem seguida por Salpeter na origem de sua proposta de IMF (Salpeter, 2002). Primeiro, a motivação para olhar para dentro desta questão fundamental veio da necessidade de preparar uma tabela contendo todas as propriedades das estrelas da sequência principal como uma função de massa para um livro, *Energy production in stars*, que no entanto nunca foi publicado. Tais dados não estavam completamente disponíveis naquele tempo (1954) e para obtê-los, algumas extrapolações e suposições foram necessárias. A questão astrofísica

por detrás da tabela foi a ausência de conhecimento sobre a quantidade de enriquecimento do gás interestelar devido à explosão de estrelas massivas, considerando que tais objetos são muito raros no tempo presente. Esta questão foi importante somente um ano antes que Burbidge, Fowler e Hoyle terem mostrado que os elementos pesados são sintetizados no interior das estrelas massivas e altamente massivas, subsequentemente lançadas no meio interestelar após a explosão da supernova (Burbidge et al., 1957). Além disso, o conceito de duas populações introduzidas por Baade com a suposição que estrelas se formam continuamente sob o tempo de vida da Galáxia (estimado então $\sim 6 \text{ Gyr}$).

Desta forma, a questão relevante era quantas estrelas massivas tinham nascido e morrido no tempo de vida da Galáxia. Para responder essa pergunta, um cálculo da função de massa inicial ou taxa de nascimento foi necessário. Muitas pressuposições feitas requeriam o conhecimento de tempo de vida de uma estrela em função de sua massa, relação massa-luminosidade, distribuição da luminosidade das estrelas da população I. É interessante que Salpeter, ao contrário dos outros proeminentes cientistas do tempo dele (em particular, Gamow), não acreditou que a taxa de nascimento das estrelas massivas (produtoras de elementos pesados) era desprezível sobre os últimos $\sim 6 \text{ Gyr}$ de vida da Galáxia.

Para o cálculo, Salpeter fez 3 importantes suposições: ignorar a dependência de massa na distribuição estelar perpendicular ao disco galáctico, assumir que a taxa absoluta de formação estelar é constante sobre 6 Gyr (T_0), e, o mais importante, assumir que para as estrelas da População I de maior brilho a função de luminosidade inicial (*ILF- Initial Luminosity Function*) é maior que a LF observada por um fator $\frac{T_0}{\tau_{ms}}$, onde τ_{ms} é o tempo de vida hipotético da estrela de massa M após deixar a sequência principal. Salpeter estimou que $\tau_{ms} = 0.12 \tau_H(MS)$ onde $\tau_H(MS)$ é o tempo de queima de hidrogênio na sequência principal, uma quantidade conhecida. O resultado foi uma única expressão para IMF com a lei de potência com expoente -2.35 , definida por unidade de massa (Salpeter (1955)). Além disso, Salpeter foi hábil ao calcular que a massa de todas as estrelas formadas, quase 80%, iguala a massa das estrelas existentes. Já que a noção das estrelas de neutron ou buracos negros era ainda ausente, a morte das estrelas foi identificada como anãs brancas, cuja fração é de fato $\sim 10\%$.

5.7.2 Atuais paradigmas para IMF

Aqui, nós primeiro apresentamos uma dedução da IMF para estrelas de campo na vizinhança solar. Então, iremos compará-la com as funções de massa oriundas da

taxa de formação estelar (SFR - *Star Formation Rate*) de jovens aglomerados e mostra que duas distribuições de massa assemelham-se ao menos aproximadamente.

O primeiro ponto para destacar é que para uma estrela de campo a uma distância conhecida, a massa não é uma quantidade diretamente observável (para além dos membros do sistema de raras binárias eclipsantes), mas em vez disso é a luminosidade dentro de um intervalo de comprimento de onda. Uma propriedade estatística fundamental para estrelas de campo é a função de luminosidade, $\Phi(M_v)$. Essa função é definida de modo que $\Phi(M_v \Delta M_v)$ é o número de estrelas por pc^{-3} na vizinhança solar com magnitude visual absoluta entre $M_v - \frac{\delta M_v}{2}$ e $M_v + \frac{\delta M_v}{2}$, tendo $\phi(M_v) = \frac{dM}{dM_v}$.

As principais propriedades da função de luminosidade podem ser resumidas como:

- A função de luminosidade (LF) aumenta com o aumento M_v até $M_v \approx 12$ indicando que estrelas fracas são mais numerosas que as brilhantes em qualquer magnitude estabelecida.
- A função de luminosidade equipara-se aproximadamente $M_v = +5$ - essa transição corresponde a estrelas cujo tempo de vida é similar à idade do disco galáctico ($t_{gal} = 1 \cdot 10^{10} yr$).
- A origem da mudança de inclinação da curva é devido ao fato que estrelas de baixa massa com $M_v \geq M_v^*$, enquanto somente uma fração de maior brilho, estrelas de curta existência com $M_v \leq M_v^*$ sobreviveram.
- Acima $M_v \approx +12$ reflete o decréscimo em ocorrência de estrelas de baixa massa e anãs marrons (BD), embora sua realidade seja ainda afetada pela correção da incerteza devida a sistemas binários.

Para transformar a LF dada acima em real LF inicial, deve-se corrigir para a produção de estrelas de diferentes magnitudes. Seja $M_{star}(t)$ ser a taxa total de formação estelar na Galáxia por $parsec^2$ perto da posição Solar, e, a ILF, $\psi(M_v)$ representa a frequência relativa com a qual estrelas de uma dada M_v primeiro aparece e é normalizada para $\int \psi M_v dM_v$. Se estabelecermos M_v^* para aquela magnitude a qual $t_{MS} = t_{gal}$, a função de luminosidade pode ser escrita como uma integral sobre o tempo, onde limites de integração depende de M_v e onde ignora-se a possibilidade de dependência do tempo ψM_v ou na escala de altura HM_v :

$$\Phi M_v = \begin{cases} \int_{t_{gal}-t_{MS}}^{t_{gal}} dt \dot{m}_* \Psi(M_V) [2H(M_v)]^{-1} & se M_V < M_V^* \\ \int_0^{t_{gal}} dt \dot{m}_* \Psi(M_V) [2H(M_v)]^{-1} & se M_V \geq M_V^* \end{cases} \quad (5.2)$$

já que os tempos de vida na sequência principal $t_{MS}(M_v)$ são conhecidos, podemos inverter a equação acima e obtermos $\psi(M_v)$, previsto que a taxa de formação estelar $M_{star}(t)$ é também conhecida. Por exemplo, podemos assumir um valor constante de $M_{star}(t)$, já que o resultado final não alterará a forma funcional adotada.

Uma vez $\psi(M_v)$ é obtido, o último passo é obter a IMF, $\xi(M_*)$, i.e, número de estrelas relativas produzida por intervalo de unidade de massa. Normalizando esta função para unidade, a IMF é :

$$\xi(M_*) = \psi(M_v) \frac{dM_v}{dM_*} \quad (5.3)$$

A derivada do lado direito representa a relação massa-luminosidade na sequência principal, cuja forma funcional é empiricamente bem conhecida ($L \approx M^\alpha$, com $\alpha \geq 3$). Já que $M_v \approx \log(M)$, então a IMF é definida por unidade logarítmica do intervalo de massa como $M_* \xi(M_*) = \xi(\log M_*) \approx M^{-1.35}$, ou $\xi(M_*) \approx M^{-2.35}$ por unidade de massa. Esta última é a original dedução da IMF de Salpeter.

É claro, essa simples dedução de IMF precisa ser substituída por um tratamento preciso de várias simplificações feitas até agora. Uma das parametrizações mais usadas frequentemente é aquela proposta por Kroupa et al. (1993). Onde por conveniência da IMF é aproximada por uma lei de potência com 3 segmentos:

$$\xi(M_*) = \begin{cases} K(M_*/M_\odot)^{-1.2} & 0.1 < M_*/M_\odot < 1.0 \\ K(M_*/M_\odot)^{-2.7} & 1.0 < M_*/M_\odot < 10 \\ K(M_*/M_\odot)^{-2.3} & 10 < M_*/M_\odot \end{cases} \quad (5.4)$$

onde K é uma constante de normalização. A Figura 5.3 retrata a IMF de Kroupa, mostrando a distribuição mais inclinada entre $0.1 M_\odot$ e $1 M_\odot$ que Salpeter e mais plana para massa abaixo $0.1 M_\odot$. Entretanto, a importante mensagem da IMF é que metade de todas estrelas são produzidas com $M_* \geq 0.2 M_\odot$. Somente 12% tem massa excedendo $1 M_\odot$, enquanto a fração diminui para 0.3% para estrelas acima de $10 M_\odot$. Em contrapartida, 70% das estrelas tem $M_* \geq 0.1 M_\odot$. Dessa forma, a principal conclusão é que o processo de formação estelar produz objetos com uma massa característica de uns poucos décimos de M_\odot .

Mais recentemente, Weidner et al. (2010) propuseram uma lei de potência da IMF com múltiplos componentes e com expoentes que diferem dos prévios. Os expoentes da IMF são :

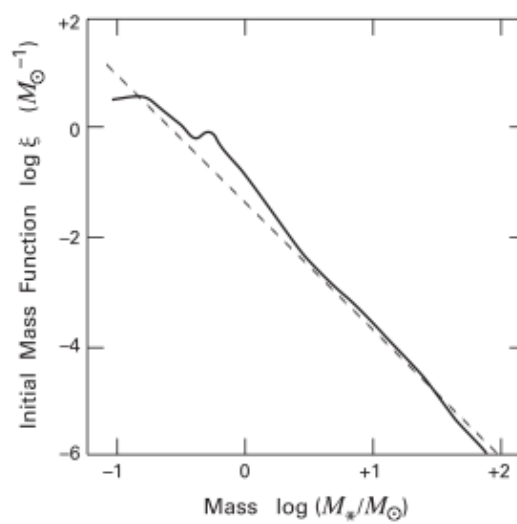


Figura 5.3: IMF Kroupa e Salpeter - Linha tracejada é a IMF de Salpeter e a linha contínua, Kroupa (Stahler & Palla, 2004).

$$IMF = \begin{cases} -0.3 \text{ para } 0.01 < M_{\star} / M_{\odot} < 0.08 \\ -1.3 \text{ para } 0.08 < M_{\star} / M_{\odot} < 0.5 \\ -2.35 \text{ para } 1 < M_{\star} / M_{\odot} \end{cases} \quad (5.5)$$

Portanto, a IMF tem duas partes na lei de potência do regime estelar, a qual a IMF de Salpeter corresponde às estrelas maiores $\approx solar$. Como um resultado, BD contribuem em $\approx 4\%$ pela massa. Uma forma log normal de IMF abaixo $\approx 1 M_{\odot}$ e uma extensão da lei de potência para altas massas sugeridas por Chabrier (2003): sua forma é notavelmente similar a prescrição de Kroupa e colaboradores. Finalmente, uma parametrização a mais da IMF sugerida por de Marchi et al. (2005) com uma parte de reduzida da lei de potência :

$$f(M) = \frac{dN}{dM} \propto m^{-\alpha} [1 - e^{(m-m_c)\beta}] \quad (5.6)$$

onde m_c é a massa característica do pico, α é o expoente da lei de potência para a extremidade superior da IMF, e β é o expoente da parte que descreve a extremidade inferior da distribuição. Esta forma funcional reproduz bem a IMF para a taxa de formação estelar em aglomerados, jovens aglomerados abertos e aglomerados globulares galácticos.

5.7.3 A IMF de aglomerados jovens e associações

Há muitos *reviews* que tratam deste tópico, mas as referências mais completas incluem Zinnecker & Yorke (2007), Bastian et al. (2010), Corbelli et al. (2005). Tem muitas vantagens ao medir a IMF em regiões de formação estelar. Em primeiro lugar, espera-se uma precisão maior, uma vez que podemos aplicar testes observacionais a modelos e não necessita converter a função de massa atual a função de massa inicial. Também, todos os membros de um complexo tem a mesma idade e distância (embora em alguns casos, espalhamentos significantivos em ambos parâmetros) e a amostra da população integral é maior devido ao fato que (a) ambas estrelas de mais baixa-massa e BD são brilhantes quando jovem e (b) evolução dinâmica e segregação de massa são minimizadas. Finalmente, um bônus importante é que as condições iniciais são diretamente observáveis mais que supostas.

De outro lado, um número de complicações afetam a determinação dos parâmetros fundamentais estelares (temperatura efetiva e luminosidade) que permite uma estimativa de massa e idade por meio da comparação com modelos teóricos. Entre eles: excesso de emissão em UV (ultravioleta) e IR (infravermelho) devido a acreção

em discos circunstelares que produzem linhas veladas ($H\alpha$) no espectro e que precisam ser cuidadosamente levadas em conta para além disso obter a luminosidade bolométrica, a presença de quantidade de extinção variável; efeitos da gravidade superficial que complicam a conversão do tipo espectral para temperatura. Além disso, a incerteza dos modelos teóricos que introduz erros adicionais na determinação da massa, tipicamente 30 – 50% (Hillenbrand & White, 2004). Finalmente, essencial e obviamente necessário um bom espectro para cada objeto individual.

Apesar das dificuldades, a SFR mais importante da vizinhança solar é extensivamente examinada, principalmente para provar que o limite inferior da IMF para baixa massa e alguns resultados comuns têm surgido. Os principais deles podem ser amplamente resumidos como segue :

1. A IMF é povoada por objetos os quais continuamente abrangem uma variedade de massa, das estrelas mais massivas a objetos subestelares perto do limite de queima do deutério (DBL ² = 0.012 M_{\odot});
2. A IMF é caracterizada por um pico largo próximo a 0.2 M_{\odot} , sugerindo uma massa característica para formação estelar em torno de 0.2 – 0.3 M_{\odot} ;
3. Objetos subestelares representam somente 20 – 25% de todas as fontes. A IMF declina de HBL ³ para DBL;
4. A IMF parece ter uma forma universal, ao menos dentro das incertezas inerentes as medidas.

5.8 Discos circunstelares

Discos circunstelares são uma consequência inevitável da conservação do momento angular durante a formação de um estrela através do colapso gravitacional. Inicialmente, os discos rapidamente depositam matéria sobre a estrela, mas como o envoltório circundante é utilizado ou caso contrário disperso, a taxa de acreção decresce e uma pequena quantidade de matéria persiste. Estes discos podem ser considerados protoplanetários devido não somente a geometria do Sistema Solar mas também a alta taxa de detecção em exoplanetas.

Como os discos exibem uma variedade de temperaturas - quente próximo a estrela, mais frio longe dela- eles irradiam fortemente em uma gama de comprimentos

²Deuterium Burning Limit

³Hydrogen Burning Limit- Limite da Queima de Hidrogênio

de onda que varia entre microns até milímetros. Eles podem, portanto, ser observados com telescópios com detectores no infravermelho e de rádio, e o mapeamento no comprimento de onda de rádio permite que modelos detalhados da sua estrutura possam ser mais acurados. Além do mais, sua longevidade, em relação ao núcleo natal, permite suas propriedades serem estudadas em relação a protoestrela opticamente visível.

Atrito interno ou viscosidade dentro do disco conduz acreção contínua sobre a estrela. Para preservar o momento angular, alguma matéria é perdida através dos *outflows*, e o disco pode gradualmente expandir-se com o tempo. A estrutura pode também ser fortemente afetada pela fotoevaporação, ambos da estrela central e estrelas externas, e pela aglomeração de grãos de poeira bem além dos tamanhos típicos encontrados no meio interestelar (ISM), incluindo em última instância, planetesimais grandes o suficiente para perturbar gravitacionalmente o disco.

5.8.1 Formação do disco

O inicial colapso de um núcleo de uma nuvem molecular está em direção a uma fonte puntual embora um disco se forme rapidamente com alto momento angular e com matéria distante sendo depositada na região mais interna. O disco alcança o raio centrífugo, o qual é esperado crescer rapidamente com o tempo, $R(t) \propto \Omega^2 t^3$, onde Ω é a taxa de rotação angular do núcleo (Terebey et al. (1984)). Discos deveriam evoluir rapidamente, entretanto, o seu tamanho final e massa dependem sensivelmente do tempo *infall* (t^3) e as propriedades do núcleo (Ω^2). Basu (1998) notou que núcleos colapsantes magnetizados podem não estar em rotação rígida e que o raio pode crescer apenas de forma linear com o tempo. Em qualquer caso, dada a grande variedade de taxas de rotação do núcleos (Goodman et al., 1993) e provavelmente variações na duração *infall*, não deveríamos estar surpresos por uma inerente e grande diversidade nos tamanhos e massas iniciais dos discos.

O papel dos campos magnéticos no colapso do núcleo e na formação do disco é incerta. Medidas de polarização mostram linhas de campo magnético no centro dos núcleos das nuvens colapsantes numa configuração de ampulheta (Girart et al., 2006), ainda observações Zeeman mostram que a intensidade do campo magnético é geralmente insuficiente para suportar núcleos contra sua própria gravidade (Crutcher et al., 2009).

Modelos numéricos de ambos, magnético e não magnético, núcleos moleculares colapsantes mostram discos formando-se rapidamente, dentro de $10^4 yr$ (Yorke et al., 1993, Bodenheimer et al., 1993, Hueso & Guillot, 2005). As temperaturas são muito

elevadas nestas fases iniciais devido ao *infall* gravitacional. Enquanto a matéria do núcleo é consumida ou caso contrário se dispersa, o disco esfria e sua massa decresce à medida que acreta sobre a estrela.

O núcleo colapsa em direção ao disco e abre uma cavidade aproximadamente esférica no envoltório circundante de raio $R(t)$ que é inferido a partir da presença do excesso de emissão no infravermelho médio acima do esperado (Jørgensen et al., 2005b, Enoch et al., 2009). Embora existam muitas observações de movimentos internos em escalas de tamanho do núcleo (Di Francesco et al., 2001), a detecção direta do fluxo de gás num disco tem de ser demonstrada de forma convincente.

Imageamento dos discos imersos requerem comprimentos de onda longos para ver através dos envoltórios ou altas resoluções para corresponder com os tamanhos dos discos. Interferômetros milimétricos atendem a esses requisitos e também acuram as estruturas estendidas (Keene & Masson, 1990, Brown et al., 2000, Looney et al., 2000, Jørgensen et al., 2005a).

Um *survey* de 50 jovens objetos estelares (YSO) mostra que o fluxo do disco é em média 4 vezes maior na Classe 0 que na Classe I, mas depois permite temperaturas mais elevadas devido ao maior aquecimento da acreção. Massas dos discos inferidas mostram que não há nenhuma pendência no estado evolutivo. Massas em ambas Classes 0 ou I variam de $\approx 0.02 - 0.1 M_{\odot}$ com uma mediana de $0.04 M_{\odot}$ (Jørgensen et al., 2009). Este resultado é quantitativamente similar aos resultados das 6 fontes observadas em $2.7mm$ no contínuo por Looney et al. (2003).

A ausência da dependência da massa do disco no estado evolutivo na Classe 0 ou I é contrário as expectativas teóricas de crescimento do disco como descrito acima, se o núcleo é rígido ou apresenta uma rotação diferencial. Certamente, indica que os discos se formam rapidamente e que o fluxo de matéria do envoltório, o qual declina em massa por quase uma ordem de magnitude entre duas classes (Young et al., 2003) é rapidamente transportada através do disco.

A provável causa do transporte rápido nestes estágios recentes é a instabilidade do disco. Laughlin & Bodenheimer (1994) sugeriram que discos seriam gravitacionalmente instáveis durante a formação nos estágios primordiais devido à fração relativamente alta de massa do disco versus a massa de acreção (Zhu et al., 2009) e evita que a massa do disco cresça mais rápido que da estrela (Vorobyov & Basu, 2010). Muitas protoestrelas observadas se submetem a curtas explosões de atividade devido a alta acreção, e estes eventos são nomeados após o primeiro caso identificado, FU *Orionis* (Herbig, 1977). Hartmann & Kenyon (1996) estimam que uma típica estrela de baixa massa pode ter cerca de 10 explosões durante sua formação.

Evidência observacional para a pontuada evolução nestes estágios iniciais é encontrada em medidas das taxas de massa *infall* por meio de diferentes componentes e distribuição da luminosidade protoestelar. Eisner et al. (2005) acham que as taxas *infall* são mais que uma ordem de grandeza maior que as taxas de acreção no disco da Classe I, sugerindo que a massa se acumula no disco até que um evento de explosão ocorra. É sabido que a Classe I é, em média, aproximadamente uma ordem de magnitude menos luminosa que o esperado para liberação da energia gravitacional enquanto o envelope cai sobre a protoestrela durante o tempo de vida na fase imersa.

5.8.2 Propriedades dos discos proto-planetários

As fases de formação estelar profundamente imersas, Classe 0 e I, duram apenas uma pequena fração de tempo de vida do disco, tipicamente $\approx 0.5 Myr$ comparado a vários milhões de anos. Até o final da fase denominada Classe I, o envoltório completamente se dispersou e o processo de formação estelar está efetivamente terminado. O disco agora contém somente uma pequena percentagem da massa da estrela central e pode ser considerado verdadeiramente protoplanetário, não protoestelar. Embora possa haver uma pequena quantidade de acreção de matéria da nuvem molecular, os elementos principais que governam a evolução do disco nesta fase são : acreção sobre a estrela, fotoevaporação das fontes de radiação local ou externa, aglomeração em corpos com maiores dimensões, interações dinâmicas com companheiras estelar ou subestelares.

A não ser que o disco esteja *edge-on*⁴, a extinção da protoestrela central é pequena, e seu tipo espectral pode ser determinado através da espectroscopia no óptico e infravermelho próximo na maioria dos casos. As propriedades dos discos neste estágio assinala uma linha de base para estudos da sua evolução e modelos de acreção do núcleo para formação de planetas gigantes.

Como comparação confiável, usa-se a MMSN⁵, a mais baixa massa primordial do disco que formou o Sistema Solar deduzida a partir das composições da escala planetária a abundâncias cósmicas em cada raio orbital (Kusaka et al., 1970, Weidenschilling, 1977).

⁴visto de lado

⁵Minimum Mass Solar Nebula- Massa Solar Mínima

5.9 Massa

Massas do disco são melhores determinadas a partir de observações (sub)milimétricas da poeira. A emissão contínua é opticamente fina exceto nas regiões mais internas onde as colunas de densidade são altas. A profundidade óptica é a integral da opacidade da poeira, K_ν , multiplicada pela densidade, ρ , ao longo da linha de visada.

$$\tau_\nu = \int \rho \cdot K_\nu ds = K \sum \quad (5.7)$$

onde \sum é a densidade de superfície projetada (Beckwith et al. (1990)).

Ambos o valor absoluto e o índice da lei de potência, β , estão relacionados com o tamanho da distribuição e composição dos grãos de poeira (Ossenkopf & Henning, 1994, Pollack et al., 1994). A normalização acima também implícita inclui uma proporção gás-poeira de 100, e ρ e \sum referem-se a densidade total (gás+poeira).

Para discos, $\beta \approx 1$ então $K(1mm) = 0.03cm^2 \cdot g^{-1}$, o qual implica $\tau(1mm) = 1$ e a densidade superficial de $\sum \approx 30g \cdot g^{-2}$, corresponde a aproximadamente $10UA$ ⁶ na MMSN (Davis, 2005) e uma escala angular de 0.07 arcsec na vizinhança da região de formação estelar Taurus. Discos protoplanetários são geralmente muito maiores que isto, e a maioria da emissão resolvida é de fato opticamente fina. Entretanto, na região mais interna a $10UA$ provavelmente constitui uma fração substancial de região de formação de disco planetário. Não somente alta resolução, mas detectores de comprimentos de onda maiores que $1mm$ são necessários para fases iniciais do disco.

Para uma questão geral das medidas da massa do disco em escalas muito maiores que $10UA$, considera-se a emissão opticamente fina e, portanto, relacionada com o fluxo observado, F_ν , a massa,

$$M(\text{gás} + \text{poeira}) = \frac{F_\nu d^2}{K_\nu \beta_\nu(T)} \quad (5.8)$$

onde d é a distância da fonte. Isto mostra uma vantagem adicional do comprimento de onda milimétrico em que a função de Planck é próxima da função de Rayleigh-Jeans, $\beta_\nu \approx \frac{2\nu^2 KT}{c^2}$, e a emissão é apenas uma função linear, em vez de exponencial, dependendo da temperatura da poeira.

Uma importante incerteza adicional está escondida nos grandes grãos. Poeira

⁶Unidades Astronômicas

crece em tamanhos maiores nos discos protoplanetários que no ISM, e estes pedregulhos podem conter considerável massa num pequeno ângulo sólido, com um efeito desprezível na SED. Como regra geral, observações no comprimento de onda (λ) apenas restringem as propriedades dos grãos de poeira a um tamanho máximo $a_{max} \sim 3\lambda$ (Draine, 2006). Apenas em alguns discos detectaram além do comprimento de milimétrico, e assim sabe-se pouco sobre a geral ocorrência e distribuição das partículas em centímetros ou maiores tamanhos nos discos. Para uma distribuição granulométrica (tamanho do grão de poeira) $n(a) \propto a^{-3.5}$ (Mathis et al. (1977)), a escala de massa total como $a_m a x^{\frac{1}{2}}$ e a massa substancial pode não ser detectada. Modelos detalhados por D'Alessio et al. (2001) mostram que a opacidade prescrita é válida para $a_{max} \propto 0.3 - 3mm$ mas é aproximadamente um fator de 20 vezes menor para $a_{max} = 1m$, o que implica altas massas.

As incertezas nas medidas da massa do disco são grandes, mas por acaso tendem a cancelar uma a outra. Isso ocorre porque há uma superestimação ao assumir uma proporção de gás interestelar-poeira e subestimar por ignorar os grandes corpos. Há duas indicações que massas do disco são significantivamente baixas, no entanto, isso implicaria que o crescimento do grão é o efeito dominante. Primeiro, massas dos discos protoplanetários obtidas a partir da fotometria (sub)milimétrica são sistematicamente mais baixas que aquelas estimadas a partir da taxa de acreção integrada sobre idades protoestelares Hartmann et al. (1998), Andrews & Williams (2007a). Segundo, não há discos suficientemente massivos nas regiões vizinhas de formação estelar para equiparar com a incidência de planetas extrasolares gigantes (Greaves & Rice, 2010).

5.9.1 Raio

Tamanhos de discos são difíceis de medir porque as partes externas são frias e emitem fracamente. Eles ainda são eficientes absorvedores, embora, imagens das silhuetas do disco em *Orion* contra a região HII brilhante ao fundo fornece uma única e direta determinação do tamanho (Vicente & Alves, 2005). Embora haja uma incerteza substancial associada nestas determinações, eles inferem um raio médio.

Imagem de discos em comprimentos de onda milimétricos requer interferometria por conta das pequenas escalas angulares em regiões de formação estelar vizinhas. Dutrey et al. (1996) realizaram o primeiro grande levantamento interferométrico e resolveram muitos discos da nuvem de *Taurus* com típicos tamanhos angulares de $1 - 2arcsec$. Um problema curioso surgiu no tamanho do disco de gás. Como observado nas linhas rotacionais de CO, que excedia significativamente o tamanho da

imagem contínua (Piétu et al., 2005, Isella et al., 2009). As diferenças não poderiam ser compatíveis com uma lei de potência truncada com perfil de densidade ($\Sigma \propto R^p$ para $R \leq R_{out}$, $\Sigma = 0$ para $R > R_{out}$) sem introduzir uma mudança arbitrária em ambas relações poeira-gás ou poeira-opacidade no raio do disco contínuo.

Similarmente, McCaughrean & O'dell (1996) constataram que as leis de potência simples ou bordas *sharp* não correspondem com os perfis de intensidade das silhuetas dos discos protoplanetários e mostraram que um decaimento exponencial no limite exterior foi necessário. Na verdade, modelos físicos de discos de acreção viscoso (Lynden-Bell & Pringle, 1974, Hartmann et al., 1998) prevê um perfil exponencial cônico.

$$\Sigma(R) = (2 - \gamma) \left(\frac{M_d}{2\pi R_c^2 \left(\frac{1}{R}\right)^\gamma \exp\left[-\left(\frac{R}{R_c}\right)^{2-\gamma}\right]} \right) \quad (5.9)$$

M_d é a massa do disco, R_c é o raio característico, e γ especifica a dependência radial da viscosidade do disco, ν ou R^γ . Kitamura et al. (2002) modelaram pela primeira vez imagens do disco no comprimento de onda milimétrico usando este perfil, mas seus dados não conseguiram diferenciar entre este e o ajuste de potência. Com observações de alta resolução, (Hughes et al., 2008) mostraram que se pode naturalmente levar em conta a discrepância no tamanho aparente no imageamento milimétrico como na linha de CO, opticamente espessa.

R_c é um raio característico que delinea onde o perfil de densidade superficial inicia significantivamente mais profundo, a partir de uma lei de potência. Como o disco não tem uma borda *sharp*, o tamanho físico do disco precisa ser especificado em termos de um limiar da intensidade. Uma estimativa grosseira de R_c pode ser obtida observando que $\frac{2}{3}$ da massa total do disco encontra-se dentro dele. Mais precisamente, Hughes et al. (2011) determinam $R_c = 30 - 200UA$ para 4 discos usando o perfil acima ajustado para dados contínuos. Eles comparam com o ajuste da lei de potência e encontram $R_{out} \propto 2R_c$. Os discos cônicos estendem-se muito além do R_{out} , porém, com densidades no plano médio $n(H_2) > 10^5 cm^{-3}$ para $R \lesssim 800UA$.

Ao mesmo tempo ajustes de SED com dados interferométricos e IR- milimétricos, (Andrews et al., 2009, 2010) determinam uma gama $R_c = 14 - 198UA$ para 16 discos

em *Ophiucus*. Sua amostra é suficientemente grande para que eles identifiquem uma correlação com a massa do disco, $M_d \propto R_c^{1.6 \pm 0.3}$, a qual é susceptível de ser uma assinatura da formação física do disco em vez de uma sequência evolutiva. Também não encontraram correlação com as propriedades da estrela central.

O momento angular específico dos discos protoplanetários, $j = \frac{J}{M}$, encontra-se na faixa de $\log_{10} j [cm^{-2} s^{-1}] = 19.4 - 20.9$ (Isella et al., 2009, Andrews et al., 2010). Isto é comparável a planetas gigantes no Sistema Solar, $\log_{10} j = 20 - 20.4$, mas significativamente menor que os valores observados nos núcleos moleculares, $\log_{10} j = 20.8 - 22.6$ (Goodman et al., 1993). Ou o momento angular no núcleo não é eficientemente transferido para o disco ou o valor é superestimado devido a flutuações inerentes à turbulência nas observações da velocidade radial (Dib et al., 2010).

5.10 Estrutura

Os perfis médio radial, vertical e de velocidade dos discos, relativamente brilhantes e grandes podem ser determinados através das observações resolvidas e cuidadosa modelagem de distribuição de energia espectral.

Densidade de superfície

Uma imagem resolvida de um disco no comprimento de onda milimétrico fornece não somente uma medida de sua massa total e raio, mas também a distribuição de massa e a densidade de superfície. Até recentemente isto foi caracterizado como uma lei de potência perfeita, $\Sigma \propto R^{-\rho}$, com valores de ρ geralmente na faixa entre 0 – 1 (Mundy, 1997, Andrews & Williams, 2007b).

Os ajustes exponenciais cônicos aproximam uma lei de potência, $\Sigma \propto R^{-\gamma}$ para $R \leq R_c$, mas os valores ajustados de $R_c \simeq 30 - 200UA$ correspondem a $\lesssim 1''$ (arsec) em todos os discos mais próximos, e γ é atualmente determinado por meio da inclinação exponencial do cone. A comparação dos ajustes da lei de potência *versus* a lei de potência exponencial mostra índices semelhantes, mas com uma lei de potência perfeita ligeiramente acentuada devido a uma borda fina $\langle \rho \rangle = 1.2$, $\langle \gamma \rangle = 0.9$ para 4 discos.

Em geral, todos os resultados estão de acordo que os jovens discos protoplanetários têm perfis de densidade mais planos na região central que a lei de potência canônica, $p = 1.5$ M.M.S.N (Weidenschilling, 1977).

Escala de altura

Discos protoplanetários são alargados com uma escala de altura vertical que cresce com o raio. Kenyon & Hartmann (1987) primeiro sugeriu que a possibilidade de expansão baseada no grande excesso do infravermelho distante detectado pelo IRAS não poderia ser explicado por um disco espacialmente plano. Evidência direta para discos alargados pode ser encontrada nas belas imagens das silhuetas dos discos *Taurus* contra a luz espalhada da estrela central feitas pelo Hubble e em *Orion* contra o *background* nebulare (Smith et al., 2005, Padgett et al., 1999, Stapelfeldt et al., 1998, Burrows et al., 1996).

Caracterizar a escala de altura do disco é essencial para modelar as estruturas térmica e química, e a ionização dos discos, depois, para interpretar observações atômicas e linhas moleculares. É também importante para compreender a evolução do disco como outras partes, com baixas densidades e grandes escalas de altura, são particularmente susceptíveis a perdas fotoevaporativas.

Para uma simetria azimutal do disco no equilíbrio hidrostático, a densidade é uma função de ambos, raio (R) e altura vertical (Z):

$$\rho(R, Z) = \frac{\Sigma(R)}{\sqrt{2\pi}H} \exp\left(-\frac{Z^2}{2H^2}\right) \quad (5.10)$$

$\Sigma(R)$ foi definido anteriormente, e $H(R)$ é a escala de altura, a qual depende da competição entre a pressão térmica e a componente vertical da gravidade estelar. A temperatura do disco, por sua vez, depende da quantidade de radiação estelar que o afeta e, por conseguinte a geometria. Chiang et al. (1997) fornecem uma solução analítica elegante para estas equações através da aproximação da transferência radiativa com uma camada superficial quente que absorve e reprocessa a luz da estrela a qual então aquece a camada interior. Eles encontram uma aproximada lei de potência dependente, $H \propto R^h$ com $h \approx 1.3 - 1.5$. D'Alessio et al. (1998) e Dullemond et al. (2002) repetiram soluções numéricas para estrutura vertical do disco e encontraram resultados similares.

SEDs observadas do disco têm menos emissão no IR médio que o esperado, devido a sedimentação dos grãos de poeira em direção ao plano médio (D'Alessio et al., 1999, Chiang et al., 2001). Este achatamento do disco de poeira em relação ao gás ocorre muito cedo na evolução do disco.

Velocidade

Massas do disco na Classe II e após são uma pequena fração da massa da estrela central. Seus movimentos são, portanto, keplerianos. Perfis de velocidade foram medidos para alguns poucos discos. A dificuldade está em encontrar discos que são suficientemente jovens e, portanto, brilhantes o suficiente para supor uma linha espectral, geralmente no comprimento de onda milimétrico, uma linha rotacional de CO ou isótopo, ainda não contaminado pela emissão do envoltório residual ou da nuvem vizinha.

Variações da simetria azimutal

A discussão até agora considerava apenas a variação radial ou vertical das propriedades do disco por conta da dominância da gravidade da estrela central. Variações azimutais são de grande interesse, no entanto, porque elas sinalizariam uma influência adicional, potencialmente a auto-gravidade do disco ou protoplanetas.

Discos são minúsculos em comparação com as distâncias entre as estrelas mesmo em aglomerados densos, e encontros perturbadores são altamente improváveis. Para movimentos relativos típicos de $1\text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, a densidade estelar precisa ser maior que $\approx 10^6$ estrelas por parsec^3 para um encontro dentro de 1000UA de um disco dentro de 1Myr . Quase todos os discos estudados em detalhe estão próximos e um ou outro são isolados em regiões de formação de estrelas de baixa massa onde as densidades estelares são ordens de grandeza menores que esta. Consequentemente, a probabilidade de que distorções azimutais em jovem disco são devidas a um encontro com uma estrela próxima seja muito baixa.

As medições de densidade superficial e perfis de velocidade kepleriana mostram que o disco auto-gravitante é desprezível na Classe II. Como discutido na Seção 3, no entanto, discos mais jovens em formação provavelmente têm razões disco-massa muito mais altas. O disco em torno da estrela HerbigAe, na AB Aur, pode ser um exemplo de um disco instável. Imagem no óptico e infravermelho próximo, (Grady et al., 1999, Fukagawa et al., 2004) mostram características espirais no espalhamento da luz. A mais baixa resolução interferométrica confirma assimetrias em grandes escalas do sistema (Corder et al., 2005) e os desvios de rotação kepleriana que podem indicar os movimentos fluindo ao longo dos braços ou da companheira invisível (Lin et al., 2006, Piétu et al., 2005).

O efeito gravitacional dos planetas sobre discos *debris* foi diagnosticado em Fomalhaut (Chiang et al., 2009). Discos mais jovens estão mais longe, e no caos in-

trigante de AB Aur não obstante, a resolução ainda não é suficiente para procurar por tais efeitos, embora esta seja uma perspectiva animadora para o futuro (Wolf & D'Angelo, 2005, Narayanan et al., 2006).

5.10.1 Composição

Tal como acontece com o meio interestelar, o meio circunstelar é composto de gás e poeira. Há um processamento substancial de ambos componentes, todavia, conforme um disco se forma e evolui.

Poeira

A poeira domina a opacidade dos discos protoplanetários e é matéria-prima para planetesimais. No ISM difuso, a poeira é principalmente composta de silicatos com tamanhos $r \lesssim 0.1\mu m$ com uma mistura de grãos de grafite e hidrocarbonetos policíclicos aromáticos (PAHs) (Draine, 2003). Durante a passagem pelas frias *dark clouds* em discos protoplanetários, as moléculas congelam a partir da fase gasosa sobre as superfícies dos grãos de poeira, produzindo mantos de gelo (Bergin & Tafalla, 2007) e os grãos colisionalmente se aglomeram Blum & Wurm (2008).

Os silicatos são facilmente identificados através de largas bandas espectrais de 10 e $18\mu m$ (Henning, 2010). Hidrocarbonetos policíclicos aromáticos também têm várias características no infravermelho próximo e na extensão deste comprimento de onda (Tielens, 2008). Cerca de 2000 discos protoplanetários foram observados proporcionando uma riqueza de informações sobre a composição, distribuição do tamanho, e a evolução da poeira.

Gás

O gás agrega 99% da massa total do meio interestelar e o mesmo é verdadeiro ao menos inicialmente, para os discos. A sua detecção no entanto, apresenta um desafio observacional mais rigoroso que a componente minoritária de poeira porque ela emite em comprimentos de ondas específicos e, por conseguinte requer espectroscopia de alta resolução. Além disso, comprimentos de onda onde a emissão de poeira é opticamente espessa, uma linha só pode ser vista se a sua temperatura de emissão difere da poeira.

A acreção do disco, pode ser medida através da recombinação das linhas de emissão ou excesso de emissão contínua quente, fornece uma evidência inequívoca

da presença de gás. Entretanto, a quantidade exata ou as condições físicas do gás no disco não podem ser determinadas com estes diagnósticos (Hartmann, 2009).

Nas típicas densidades altas e baixas temperaturas na maior parte de um disco protoplanetário a espécie primária é H_2 . Transições eletrônicas fluorescentes de H_2 no UV (ultravioleta) surgem do gás quente próximo da protoestrela (?). Linhas vibracionais no infravermelho próximo também investigam o disco mais internamente, $\lesssim 1UA$.

Tem além disso muitas linhas moleculares detectáveis no comprimento de onda (sub)milimétrico. Observações das transições de baixa energia rotacional, as quais podem ser excitadas mesmo a baixas temperaturas e densidades do disco externo, fornecendo as melhores restrições sobre a massa total do gás num disco. Ainda há linhas que restringem a estrutura física, bem como a química do disco externo.

A análise completa das muitas espécies e linhas já detectadas em discos protoplanetários requer modelos sofisticados para lidar com a estrutura física, térmica e química. A complexidade é tal que, para estrelas T Tauri pelo menos, não há roteiro simples para a massa do gás. Entretanto, estas observações fornecem informação substancial sobre a estrutura do disco e complementa as medidas da poeira. Discos tem uma atmosfera dinâmica acima do plano médio frio: a temperatura aumenta com a altura, a fase muda de molecular para atômica e para ionizada, e os grãos de poeira sofrem sublimação e condensação dos mantos de gelo, assim eles movem-se por toda parte.

Dependência sobre a massa estelar

Discos são observados ao redor de uma ampla gama de estrelas de mais baixa massa e intermediária (Herbig Ae/Be). Excessos de IR dos discos em torno das anãs marrons são também detectados com uma similar frequência às estrelas (Luhman et al., 2005), e as massas da grande maioria destas foram medidas a partir do comprimento de onda milimétrico (Scholz et al., 2006). A relação entre disco e propriedades estelares esclarece modelos de formação do disco e evolução.

Estrelas de alta massa requerem mais material para transcorrer por meio do disco e pode-se entretanto esperar uma correlação positiva entre massa do disco e massa estelar (Natta et al., 2000). A Figura 5.4 reúne medidas (sub)milimétricas dos discos dos YSOs ⁷ da Classe II da literatura (Mannings et al., 2000, Natta et al., 2000, Acke et al., 2004, Alonso-Albi et al., 2009) e mostra que tem um grande espalhamento

⁷Young Stellar Objects- Jovens objetos estelares

$\approx 0.5dex$, mas confirma que massas do disco tendem a ser mais baixas em torno de estrelas de baixa massa tal que a razão seja $\frac{M_d}{M_*} \approx 0.01$. Contudo, para estrelas mais massivas essa relação falha.

Medidas do tamanho do disco, seja das observações ópticas dos discos protoplanetários de Orion (Vicente & Alves, 2005) ou milimétricas dos discos de Ophiucus (Andrews et al., 2009, 2010) são de uma gama de massas estelares $M_* \simeq 0.3-2M_\odot$, e não seguem uma clara direção. Além disso, Panić & Hogerheijde (2009) argumentam que observações de estrelas Herbig Ae/Be em comprimento de onda milimétrico indica uma tendência a discos brilhantes e grandes. ALMA, já em operação, fornecerá uma resolução necessária para medir os raios do disco numa amostra representativa.

Estrutura do disco parece ser dependente da massa estelar, pelo menos para estrelas de baixa massa. SzHucs et al. (2010) constataram que cores relativamente azuis no IR médio implicam escalas de altura menores para discos ao redor das estrelas de mais baixa massa que para estrelas de baixa massa numa mesma região de formação estelar. É mais difícil fazer uma comparação direta com estrelas de mais alta massa Herbig Ae/Be em outras regiões por causa da dificuldade em distinguir condições iniciais de evolução devido ao crescimento do grão e sedimentação.

Tempo de vida dos discos

Um dos parâmetros mais fundamentais nos estudos da evolução do disco é a vida útil do mesmo. Isto não é só porque ele reflete uma escala de tempo relevante dos processos físicos que conduzem a dissipação do disco, mas também porque ele estabelece um limite sobre o tempo disponível para a formação de planetas.

Embora a massa do gás inicialmente domina a poeira por duas ordens de grandeza nos discos primordiais, a poeira é muito mais fácil para observar e, assim a maior parte das restrições sobre os tempos de vida dos discos circunstelares foram obtidas pela observação da emissão térmica dos grãos de poeira. Estas partículas absorvem luz estelar e re-irradia principalmente na faixa entre $1\mu m$ a $1mm$. Como a temperatura da poeira diminui com a distância da estrela central, diferentes comprimentos de onda traçam diferentes raios do disco (para uma dada luminosidade estelar).

Infravermelho próximo: O disco numa visão mais interna

Como existe uma correlação muito bem estabelecida entre a presença do excesso de infravermelho próximo ($1-5\mu m$) e a ocorrência de assinaturas espectroscópicas de acreção (Hartigan et al. (1995)), é possível investigar o tempo de vida dos discos

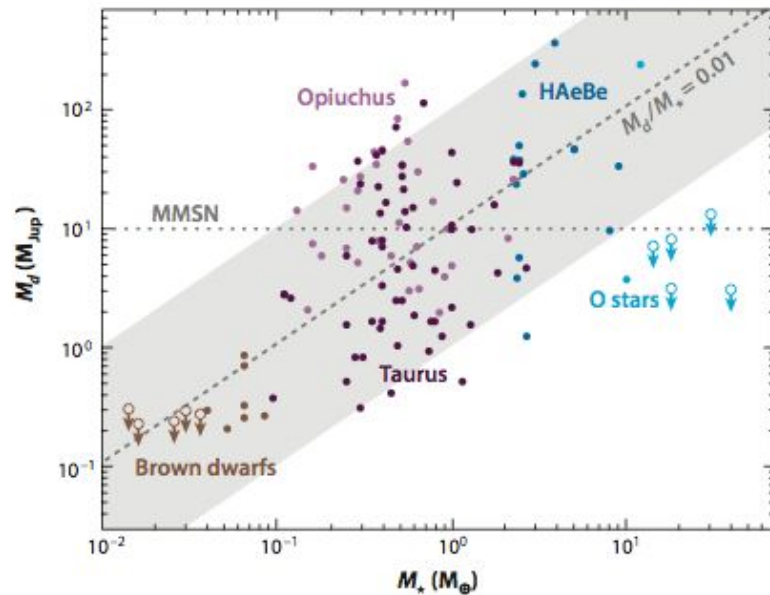


Figura 5.4: A variação da massa do disco protoplanetário com a massa da estrela central. O limite superior mostra os extremos da massa estelar, onde os discos não são detectados. A linha pontilhada diagonal delinea a média das detecções dos discos. Quase todos os discos em torno das estrelas ($0.04 - 10 M_\odot$) permanecem dentro da área cinza (hachurada), $1dex$. As exceções são estrelas O, onde os discos não são detectados nos comprimentos de onda (sub)milimétricos, indicando se há um curto tempo de vida do disco ou um cenário diferente de formação estelar (Cieza et al., 2011).

internos de acreção ($R \lesssim 0.1UA$) pelo estudo das frações de estrelas com excesso no IR próximo em função da idade estelar. Estudos de regiões de formação estelar vizinhas encontraram que 90% das estrelas jovens entre $3 - 8Myr$ apresenta excessos no IR próximo (Hillenbrand, 2005). Dada as grandes incertezas associadas com modelos obtidos das idades estelares, tem-se argumentado que as regiões de formação de estrelas individuais não tem a propagação intrínseca da idade para investigar o tempo de vida dos discos a partir das idades derivadas individualmente, e uma aparente dispersão de idade é principalmente impulsionada pelas incertezas observacionais (Hartmann et al., 2001). No entanto, estudos similares baseados nas frequências dos discos em aglomerados com uma extensa média de idades (Haisch et al., 2001) levaram essencialmente ao mesmo resultado: a frequência de discos internos de acreção diminui progressivamente de $< 1a \approx 10Myr$ (Wyatt, 2008).

As frações de discos internos observados em ambos jovens aglomerados estelares e a população das estrelas da pré-sequência principal nas regiões de formação estelar são consistentes com o tempo de vida médio do disco entre $2 - 3Myr$. A diminuição também foi modelada como uma exponencial com o tempo dobrável a $2.5Myr$ (Mamajek, 2009). A incerteza neste número é principalmente devido a dificuldade em determinar idades estelares precisamente nestes primeiros tempos e a duração incerta da formação estelar no aglomerado. Há também uma grande dispersão no tempo de vida: alguns objetos perdem seus discos internos numa idade muito precoce ($\lesssim 1Myr$), mesmo antes de se tornarem opticamente revelados e serem colocados no diagrama H-R com precisão, enquanto outros objetos mantêm seus discos de acreção até $10Myr$.

Escala de tempo para dissipação

O fato de que muito poucos objetos não dispõem de excesso no infravermelho próximo mostram excesso no infravermelho médio implica que, uma vez que a acreção para, o disco interno se elimina, e todo o disco dissipa rapidamente. Isso também é confirmado pelas observações (su)milimétricas (Andre & Montmerle, 1994, Andrews & Williams, 2005, 2007a) mostrando uma forte correlação entre a detectabilidade de um disco a estes longos comprimentos de onda e a presença de um disco interno de acreção. Isto implica que a grande maioria das estrelas da pré-sequência principal em qualquer dada população estão acretando CTTs ⁸ com excesso de emissão estendendo-se a todos os caminhos do IR próximo a submilimétrico ou tem fotosfera

⁸Classical T Tauri star - Clássica Estrela T Tauri

estelar nua. Com base na pequena incidência de objetos que não tem um disco interno, mas apresentam evidências de disco externo, a escala de tempo para a dissipação de todo disco primordial uma vez que a acreção para tem repetidamente sido estimado $\lesssim 0.5 Myr$ (Skrutskie et al., 1990, Wolk & Walter, 1996, Cieza et al., 2007). Esta constatação, de que o material circunstelar pode sobreviver em todos os raios ($R \lesssim 0.1 - 200 UA$) por muitos Myr embora depois ocorra dissipação total do disco numa escala muito menor de tempo é conhecida como o problema de 2 escalas de tempo. Modelos de evolução do disco combinam acreção viscosa com fotoevaporação (Alexander et al., 2006b,a) tem reproduzido com sucesso este comportamento.

Evolução do disco

Compreender os processos físicos que conduzem a evolução dos discos circunstelares primordiais, como eles evoluem do opticamente espesso para o fino, é crucial para o entendimento da formação planetária. Discos evoluem através de vários processos, incluindo acreção viscosa, sedimentação da poeira e coagulação, interações dinâmicas com companheiras (sub)estelares e formação de planetas, fotoevaporação pela radiação UV e raios X.

Transporte Viscoso

Para primeira instrução, a evolução dos discos primordiais é conduzida pelo transporte viscoso. A acreção do disco interno sobre a estrela é relativamente bem compreendida e bem restrita observacionalmente. As largas amplitudes de intervalo da velocidade, intensidades, e perfis de emissão de linhas tais como $H\alpha$, $Br\gamma$ e $CaII$ podem ser reproduzidas com sucesso por modelos de acreção da magnetosfera (Muzerolle et al., 1998). Os mecanismos físicos que dirigem o transporte radial do outro lado do disco são analisados por Armitage et al.,(2011).

Modelos de evolução viscosa são amplamente consistentes com as restrições observacionais para massas e tamanho dos discos e com o decréscimo da taxa de acreção ao longo do tempo (Hartmann et al., 1998, Hueso & Guillot, 2005). Entretanto, modelos de evolução viscosa também prevêem uma suavização da lei de potência das propriedades do disco durante a evolução. Esta evolução secular do disco é inconsistente com a rápida dissipação do disco que geralmente ocorre após um longo tempo de vida. Modelos como este também não conseguem explicar a variedade das SEDs observadas em objetos de transição. Estas importantes limitações dos mo-

delos e evolução viscosa mostra que eles são de fato uma aproximação de primeira ordem de uma evolução muito mais complexa que envolve muitos outros importantes processos físicos.

Fotoevaporação pela radiação da estrela central

Em conjunto com a acreção viscosa, a fotoevaporação é um dos principais mecanismos através dos quais os discos circunstelares primordiais perdem massa e eventualmente dissipam. Fotoevaporação pode ser conduzida pela energia dos fótons no ultravioleta distante ($FUV : 6eV < h\nu < 13.6eV$), no ultravioleta extremo ($EUV : 13.6eV < h\nu < 0.1KeV$) e raios X ($h\nu > 0.1KeV$). Fótons em cada variação de energia afeta os discos de diferentes maneiras, e a respectiva importância da fotoevaporação FUV, EUV e raios X ainda não é bem compreendida. Fótons da fotoevaporação podem originar ambos das estrelas massivas circunvizinhas e da própria estrela central.

Modelos recentes de fotoevaporação focou no efeito da radiação ionizante de EUV (Hollenbach et al. 1994) do gás circunstelar ao redor das estrelas *early type*. Posteriores modelos de evolução dos discos conhecidos como modelos UV-switch (Clarke et al., 2001) associam evolução viscosa com fotoevaporação pelos fótons EUV (Clarke et al., 2001, Alexander et al., 2006b,a) para resolver o "problema de 2 escalas de tempo". De acordo com estes modelos, fótons EUV originam da cromosfera estelar das estrelas de baixa massa ioniza e aquece o hidrogênio circunstelar a $\approx 10^4K$. Além de um raio crítico, $\approx 10UA$ para estrelas de massa solar, a velocidade térmica do hidrogênio ionizado excede a velocidade de escape e a matéria é perdida em forma de um vento.

Nas fases iniciais da evolução do disco, a taxa de acreção domina sobre a taxa de evaporação e o disco se submete a evolução viscosa padrão: material do disco interno é acretado sobre a estrela, enquanto o disco externo comporta como um reservatório que reabastece o disco interno, espalhando-se como o momento angular é transportado para fora.

Mais tarde, quando a taxa de acreção cai para a taxa de evaporação, $\approx 10^{-10} - 10^{-9} M_{\odot}yr^{-1}$ nos modelos, o disco externo não é mais capaz de reabastecer o disco interno com material. Neste ponto, o disco interno drena escala de tempo viscosa ($\lesssim 10^5yr$), e uma cavidade mais interna de poucas unidades astronômicas de raio é formada no disco. A borda mais interna do disco é agora diretamente exposta a radiação EUV, e o disco rapidamente fotoevapora de dentro pra fora. Assim, o modelo UV-switch naturalmente explica o tempo de vida e a escala de tempo da

dissipação do disco tão bem como para SEDs de algumas estrelas da pré-sequência principal, sugerindo a presença de grandes cavidades internas.

Os recentes modelos de fotoevaporação incluem raios X (Owen et al., 2010) e/ou irradiação FUV (Gorti & Hollenbach, 2009a) além disso, fótons EUV. Como raios X e fótons FUV são capazes de penetrar muito nas grandes colunas de gás neutro, eles aquecem o gás que está localizado tanto no disco profundo como nos grandes raios. Assim, enquanto a fotoevaporação EUV induzida é restrita para poucas unidades astronômicas do disco interno, raios X e os fótons FUV podem agir a dezenas de unidades astronômicas da estrela.

Resultados de modelos *EUV + raiosX* e *FUV + raiosX* predizem uma significativa população de estrelas da sequência principal com massa do disco relativa ($\gtrsim 10M_{jup}$) com grandes cavidades internas e nenhuma ou pouca acreção. Entretanto, observações mostram que discos em torno da WTTS ⁹ tendem a ter mais baixas massas, $\lesssim 1 - 2Myr$ (Andrews & Williams, 2005, 2007a, Cieza et al., 2008, 2010). Isto sugere que, na realidade, a taxa de fotoevaporação e massa do disco são mais baixas que as previstas (Gorti et al., 2009, Owen et al., 2010) quando a cavidade mais interna é inicialmente formada e as quantidades previstas dos atuais modelos de fotoevaporação deveriam ser levadas com mais cuidado.

Crescimento e sedimentação do grão de poeira

Mesmo que as partículas sólidas represente apenas 1% da massa inicial do disco, compreender sua evolução é o máximo interesse para estudos da evolução do disco e da formação de planetas. Sólidos não somente dominam a opacidade do disco, mas também fornece a matéria prima para qual os planetas terrestres e os núcleos dos planetas gigantes (modelo de acreção do núcleo) são feitos. Embora a acreção viscosa e os processo de fotoevaporação discutidos anteriormente conduzam a evolução do gás, outros processos operam em partículas sólidas, mais importante, o crescimento do grão e sedimentação da poeira.

Crescimento do grão e sedimentação da poeira são processos intimamente interconectados. Movimentos de gás diferem ligeiramente dos movimentos keplerianos devido a pressão. Pequenos grãos ($r \approx 0.1\mu m$) tem uma relação superfície-massa grande e são varridos juntos com o gás. Como os grãos colidem e grudam juntos, sua proporção superfície-massa decresce e seus movimentos dissociam do gás. Este aumento de densidade da poeira no interior do disco, o qual acelera o crescimento dos

⁹Weak Line T Tauri star

grãos e resulta em grãos ainda maiores e sedimentados profundamente no interior do disco. Se este processo fosse contínuo, o resultado final seria um disco perfeitamente estratificado com apenas pequenos grãos na superfície do disco e grandes corpos no plano médio. Embora, os discos sejam conhecidos como turbulentos, algum grau de agitação vertical e mistura de grãos é esperado (Dullemond & Dominik, 2005).

Discos protoplanetários são alargados e, portanto, interceptam e reprocessam mais radiação estelar que os discos finos. Todavia, a maioria das estrelas T Tauri exibem bem menos emissão no infravermelho médio do que o esperado para um disco em equilíbrio hidrostático. Isto pode ser compreendido em termos de assentamento de poeira, o qual reduz a escala de altura e a queima do disco (Dullemond & Dominik, 2004). Declives no infravermelho médio podem, portanto, ser utilizados como um diagnóstico de sedimentação da poeira. D'Alessio et al. (2006) exploraram modelos paramétricos com duas populações de grãos: grãos micro com uma relação de massa da poeira-gás reduzida nas camadas da superfície do disco, e grãos milimétricos com um aumento da relação poeira-gás no plano médio do disco. A fim de quantificar o grau de sedimentação da poeira, eles introduziram um parâmetro ϵ , a relação de massa poeira-gás na camada superficial do disco acompanha a relação de massa poeira-gás do ISM¹⁰ (1 : 100). Neste contexto, $\epsilon = 1$ implica que não ocorreu o assentamento da poeira, e ϵ decresce quando a sedimentação da poeira aumenta. D'Alessio et al. (2006) acharam que as inclinações medianas no infravermelho médio das SEDs das CTTs sugere $\epsilon \lesssim 0.1$ e possivelmente tão baixo quanto 10^{-3} . McClure et al. (2010) encontraram evidências para uma significativa sedimentação da poeira em objetos jovens (*idade* $\approx 0.3 Myr$) imersos nos núcleos das nuvens, sugerindo que este processo estabelece na fase inicial da evolução do disco.

Evolução típica e diversidade de trajetórias evolutivas

Embora estejamos muito longe de compreender a complexa evolução dos discos protoplanetários, uma coerente imagem surge de muitos modelos e restrições observacionais já discutidas anteriormente. Não obstante, seja claro que nem todos os discos seguem a mesma trajetória evolutiva, muitas observações sugerem que a maioria dos objetos seguem uma comum sequência de eventos.

¹⁰interstellar medium - meio interestelar

Evolução típica de um disco

No início de sua evolução, o disco perde massa através da acreção sobre a estrela central e a fotoevaporação FUV do disco externo (Gorti et al., 2009). A fotoevaporação FUV é susceptível de cortar a borda externa do disco, limitando a expansão viscosa para um tamanho finito de muitas centenas de unidades astronômicas de diâmetro, como pode ser visto na Fig. 5.5.

Durante esse estágio de depleção de massa, o qual pode durar milhões de anos, um objeto seria classificado como uma CTTs com base na presença dos indicadores de acreção. Acreção pode ser variável em curtas escalas de tempo, mas mostra uma tendência de queda a longo prazo.

Ao mesmo tempo, os grãos crescem em grandes corpos que se instalam sobre o plano médio do disco, onde eles podem se transformar em rochas, planetesimais e mais além. Assim, a escala de altura da poeira diminui e inicialmente o disco alargado pela poeira torna-se mais plano como mostrado na Figura 5.5.

Este excesso de inclinação das SEDs no infravermelho médio e distante, uma menor fração de radiação estelar é interceptada pela poeira circunstelar (Dullemond & Dominik, 2005). Os fluxos no infravermelho próximo permanece inalterado porque o disco interno permanece opticamente espesso e prolonga internamente a temperatura de sublimação da poeira. A mudança mais notável da SED durante este estágio é visto no declínio do fluxo no (sub)milimétrico, o qual traça o decréscimo da massa de partículas milimétricas e de tamanhos menores (Andrews & Williams, 2005, 2007b).

Como a massa do disco e a taxa de acreção diminuem, Fig. 5.5, fótons energéticos da cromosfera estelar são capazes de penetrar no disco interno e a fotoevaporação torna-se importante. Quando a taxa de acreção cai na proporção da taxa de evaporação, o disco externo não é capaz de reabastecer o disco interno com material (Alexander et al., 2006b, Owen et al., 2010). Neste ponto, o disco interno se consome numa escala de tempo viscosa ($\lesssim 10^5 Myr$) e uma cavidade interna de poucas unidades astronômicas no raio é formada no disco. Uma vez formada essa cavidade, os fótons energéticos colidem com a borda interna livre, e a taxa de fotoevaporação aumenta mais, evitando que qualquer material do disco externo flua para dentro da cavidade interna. Isto interrompe a acreção e resulta numa rápida transição entre as fases CTTs e WTTs.

A formação da cavidade interna marca o fim da lenta fase de depleção de massa e início da fase rápida de dissipação do disco. Até o momento a cavidade interna é formada, acredita-se que a massa do disco externo seja $\lesssim 1 - 2M_{jup}$, como atestado

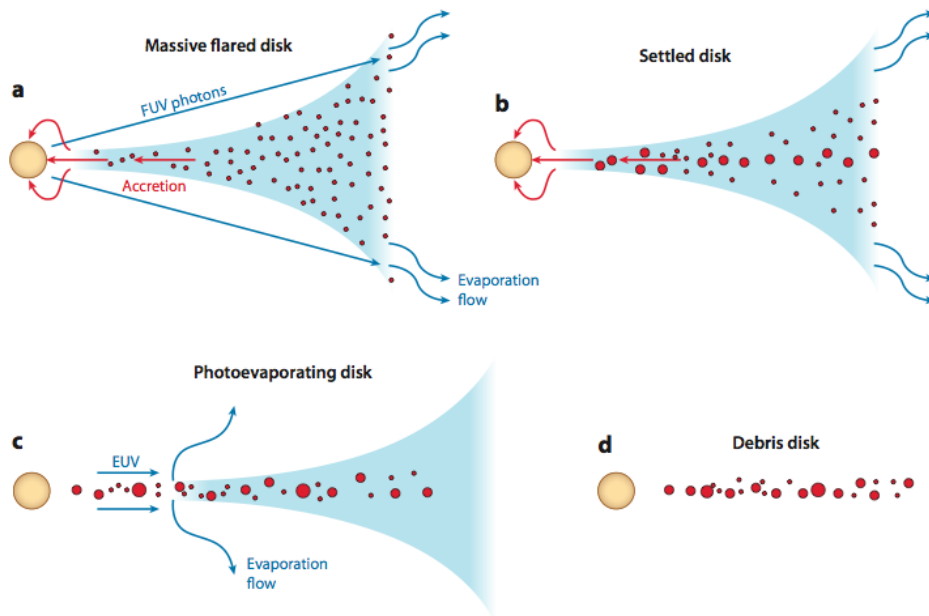


Figura 5.5: Evolução do disco: a) Crescimento dos grãos sobre o plano do disco b) Perda de massa do disco através da acreção sob a estrela e a fotoevaporação na parte mais externa c) Diminuição da massa do disco e da taxa de acreção d) Permanência dos grãos grandes, planetesimais ou planetas. Figuras extraídas - Cieza et al.(2011).

pelos discos das WTTs de baixa massa (Andrews & Williams, 2005, Cieza et al., 2008, 2010). Durante esta fase de dissipação do disco, as SEDs dos discos das WTTs apresenta uma grande variedade de morfologias, conforme esperado para discos com cavidades internas de diferentes tamanhos (Padgett et al., 2006, Cieza et al., 2007, Wahhaj et al., 2010). Uma vez que permaneça a fotoevaporação do gás, a dinâmica das partículas sólidas tornam-se dominadas pelos efeitos da radiação. Enquanto os pequenos grãos ($r \lesssim 1\mu m$) são destruídos pela pressão de radiação, e eventualmente, os grandes evaporam quando atingem o raio de sublimação da poeira. O que resta representa as condições iniciais de um disco de detritos / debris disk \, um disco pobre em gás com grandes grãos, planetesimais e/ou planetas, como apresentado na Figura 5.5.

O fato de que a maioria das WTTs não mostrarem evidência de um disco (primordial ou detritos) implica que nem todo disco primordial evolui a discos de detritos detectáveis. Também não se sabe se alguns discos permanecem detectáveis durante toda transição ou se há sempre um período de repouso entre essas duas fases que ainda precisa ser estabelecida.

A variável idade

Embora seja verdade que haja alguma correlação perceptível entre as idades das estrelas da pré-sequência principal e os estágios evolutivos dos seus discos, esta correlação é bem fraca. Na verdade, disco circunstelar em cada estágio evolutivo, a partir de discos primordiais massivos a disco de detritos e discos completamente dissipados, são vistos em aglomerados estelares e associações com idades entre $\lesssim 1Myr$ a $\approx 10Myr$ (Muzerolle et al., 2010). WTTs sem discos no núcleo da jovem nuvem molecular *Ophiucus* e a relativamente velha mais rica em gás *TW Hydra* são dois exemplos bons destes extremos. Esta fraca correlação entre idade estelar e a fase evolutiva do disco pode ser explicada pela combinação de dois fatores: a grande variação na fase de depleção da massa e a outra escala de tempo da fase de dissipação do disco. Como a fase de depleção é esperada ser curta ($\lesssim 0.3Myr$), seus discos circunstelares podem passar por todos os estágios evolutivos descritos acima em menos de $1Myr$. Contudo, a evolução dos discos circunstelares massivos inicialmente pode em princípio permanecer opticamente espesso em todos os comprimentos de onda no infravermelho até $\approx 10Myr$.

Apêndice B: Artigo

Nunes, Bonatto & Bica, 2015

1. The IC 5146 star forming complex and its surroundings with 2MASS, WISE and Spitzer.
N.A. Nunes, C.J. Bonatto & E. Bica, *Astrophysics and Space Science*, December 2015.

Referências Bibliográficas

- [1] Book Review: The equation of state in astrophysics (IAU coll. 147) / Cambridge U Press, 1994. , v. 76, p. 350, May 1996.
- [2] ACKE, B., VAN DEN ANCKER, M. E., DULLEMOND, C. P., VAN BOEKEL, R., WATERS, L. B. F. M. Correlation between grain growth and disk geometry in Herbig Ae/Be systems. **Astronomy and Astrophysics**, v. 422, p. 621–626, August 2004.
- [3] AIKAWA, Y., OHASHI, N., HERBST, E. Molecular Evolution in Collapsing Prestellar Cores. II. The Effect of Grain-Surface Reactions. **Astrophysical Journal**, v. 593, p. 906–924, August 2003.
- [4] ALEXANDER, R. D., CLARKE, C. J., PRINGLE, J. E. Photoevaporation of protoplanetary discs - I. Hydrodynamic models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 369, p. 216–228, June 2006a.
- [5] ALEXANDER, R. D., CLARKE, C. J., PRINGLE, J. E. Photoevaporation of protoplanetary discs - II. Evolutionary models and observable properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 369, p. 229–239, June 2006b.
- [6] ALLEN, L. E., CALVET, N., D’ALESSIO, P., MERIN, B., HARTMANN, L., MEGEATH, S. T., GUTERMUTH, R. A., MUZEROLLE, J., PIPHER, J. L., MYERS, P. C., FAZIO, G. G. Infrared Array Camera (IRAC) Colors of Young Stellar Objects. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, p. 363–366, September 2004.
- [7] ALONSO-ALBI, T., FUENTE, A., BACHILLER, R., NERI, R., PLANESAS, P., TESTI, L., BERNÉ, O., JOBLIN, C. Circumstellar disks around Herbig Be stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 497, p. 117–136, April 2009.

- [8] ANDRE, P., MONTMERLE, T. From T Tauri stars to protostars: Circumstellar material and young stellar objects in the rho Ophiuchi cloud. **Astrophysical Journal**, v. 420, p. 837–862, January 1994.
- [9] ANDREWS, S. M., WILLIAMS, J. P. Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective. **Astrophysical Journal**, v. 631, p. 1134–1160, October 2005.
- [10] ANDREWS, S. M., WILLIAMS, J. P. A Submillimeter View of Circumstellar Dust Disks in ρ Ophiuchi. **Astrophysical Journal**, v. 671, p. 1800–1812, December 2007a.
- [11] ANDREWS, S. M., WILLIAMS, J. P. High-Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure. **Astrophysical Journal**, v. 659, p. 705–728, April 2007b.
- [12] ANDREWS, S. M., WILNER, D. J., HUGHES, A. M., QI, C., DULLEMOND, C. P. Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. **Astrophysical Journal**, v. 700, p. 1502–1523, August 2009.
- [13] ANDREWS, S. M., WILNER, D. J., HUGHES, A. M., QI, C., DULLEMOND, C. P. Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources. **Astrophysical Journal**, v. 723, p. 1241–1254, November 2010.
- [14] ANDRÉ, P., WARD-THOMPSON, D., BARSONY, M. From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation. **Protostars and Planets IV**, p. 59, May 2000.
- [15] APPENZELLER, I., TSCHARNUTER, W. On the luminosity of spherical protostars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 40, p. 397–399, May 1975.
- [16] ARONS, J., MAX, C.E. Hydromagnetic Waves in Molecular Clouds. **Astrophysical Journal Letters**, v. 196, p. L77, March 1975.
- [17] ARZOUMANIAN, ANDRÉ P. DIDELON P. KÖNYVES V. SCHNEIDER N. MEN'SHCHIKOV A. SOUSBIE T. ZAVAGNO A. BONTEMPS S. DI FRANCESCO J. GRIFFIN M. HENNEMANN M., D., HILL, KIRK J. MARTIN P. MINIER V. MOLINARI S. MOTTE F. PERETTO N. PEZZUTO S. SPINOLIO L. WARD-THOMPSON D. WHITE G. & WILSON C. D., T. Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146. **Astronomy and Astrophysics**, v. 529, p. L6, May 2011.

- [18] AUMAN, J.R., JR. Model Atmospheres of Late-Type Stars. **Astrophysical Journal**, v. 157, p. 799, August 1969.
- [19] BALLESTEROS-PAREDES, J. Molecular Clouds: Formation and Disruption. **Astrophysics and Space Science**, v. 289, p. 243–254, February 2004.
- [20] BARAFFE, I., CHABRIER, G., ALLARD, F., HAUSCHILDT, P.H. New Evolutionary Tracks for Very Low Mass Stars. **Astrophysical Journal Letters**, v. 446, p. L35, June 1995.
- [21] BARAFFE, I., CHABRIER, G., ALLARD, F., HAUSCHILDT, P.H. Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. **Astronomy and Astrophysics**, v. 337, p. 403–412, September 1998.
- [22] BASTIAN, N., COVEY, K.R., MEYER, M.R. A Universal Stellar Initial Mass Function? A Critical Look at Variations. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 48, p. 339–389, September 2010.
- [23] BASU, S. A Semianalytic Model for Supercritical Core Collapse: Self-similar Evolution and the Approach to Protostar Formation. **Astrophysical Journal**, v. 485, p. 240, August 1997.
- [24] BASU, S. Constraints on the Formation and Evolution of Circumstellar Disks in Rotating Magnetized Cloud Cores. **Astrophysical Journal**, v. 509, p. 229–237, December 1998.
- [25] BASU, S., MOUSCHOVIAS, T. C. Magnetic Braking, Ambipolar Diffusion, and the Formation of Cloud Cores and Protostars. II. A Parameter Study. **Astrophysical Journal**, v. 452, p. 386, October 1995a.
- [26] BASU, S., MOUSCHOVIAS, T.C. Magnetic braking, ambipolar diffusion, and the formation of cloud cores and protostars. 1: Axisymmetric solutions. **Astrophysical Journal**, v. 432, p. 720–741, September 1994.
- [27] BASU, S., MOUSCHOVIAS, T.C. Magnetic Braking, Ambipolar Diffusion, and the Formation of Cloud Cores and Protostars. III. Effect of the Initial Mass-to-Flux Ratio. **Astrophysical Journal**, v. 453, p. 271, November 1995b.
- [28] BASU, S., MURALI, C. Constraints on Stirring and Dissipation of MHD Turbulence in Molecular Clouds. **Astrophysical Journal**, v. 551, p. 743–746, April 2001.

- [29] BATE, M.R. Collapse of a Molecular Cloud Core to Stellar Densities: The First Three-dimensional Calculations. **Astrophysical Journal Letters**, v. 508, p. L95–L98, November 1998.
- [30] BATE, M.R., BONNELL, I.A., BROMM, V. The formation of close binary systems by dynamical interactions and orbital decay. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 336, p. 705–713, November 2002.
- [31] BATE, M.R., BONNELL, I.A., BROMM, V. The formation of a star cluster: predicting the properties of stars and brown dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 339, p. 577–599, March 2003.
- [32] BECKWITH, S. V. W., SARGENT, A. I., CHINI, R. S., GUESTEN, R. A survey for circumstellar disks around young stellar objects. **Astronomical Journal**, v. 99, p. 924–945, March 1990.
- [33] BEICHMAN, C. A., CHESTER, T. J., SKRUTSKIE, M., LOW, F. J., GILLETT, F. Characteristics of the 2MASS Prototype Survey. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 110, p. 480–489, April 1998.
- [34] BERGIN, E. A., TAFALLA, M. Cold Dark Clouds: The Initial Conditions for Star Formation. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 45, p. 339–396, September 2007.
- [35] BEUTHER, H., STEINACKER, J. The Protostar in the Massive Infrared Dark Cloud IRDC 18223-3. **Astrophysical Journal Letters**, v. 656, p. L85–L88, February 2007.
- [36] BINNEY, J., TREMAINE, S. **Galactic dynamics**: 1987.
- [37] BLAAUW, A. On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the "run-away" stars), and some related problems. , v. 15, p. 265, May 1961.
- [38] BLAAUW, A. The O Associations in the Solar Neighborhood. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 2, p. 213, 1964.
- [39] BLAAUW, A. OB Associations and the Fossil Record of Star Formation. In: NATO ASIC PROC. 342: THE PHYSICS OF STAR FORMATION AND EARLY STELLAR EVOLUTION, Lada, C. J., Kylafis, N. D., editores, p. 125, 1991.

- [40] BLACK, D.C., BODENHEIMER, P. Evolution of rotating interstellar clouds. II - The collapse of protostars of 1, 2, and 5 solar masses. **Astrophysical Journal**, v. 206, p. 138–149, May 1976.
- [41] BLITZ, L. Giant molecular clouds. In: PROTOSTARS AND PLANETS III, Levy, E. H., Lunine, J. I., editores, p. 125–161, 1993.
- [42] BLUM, J., WURM, G. The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 46, p. 21–56, September 2008.
- [43] BODENHEIMER, P. Evolution of rotating interstellar clouds. III - On the formation of multiple star systems. **Astrophysical Journal**, v. 224, p. 488–496, September 1978.
- [44] BODENHEIMER, P., BURKERT, A., KLEIN, R.I., BOSS, A.P. Multiple Fragmentation of Protostars. **Protostars and Planets IV**, p. 675, May 2000.
- [45] BODENHEIMER, P., RUZMAJKINA, T., MATHIEU, R. D. Stellar multiple systems - Constraints on the mechanism of origin. In: PROTOSTARS AND PLANETS III, Levy, E. H., Lunine, J. I., editores, p. 367–404, 1993.
- [46] BODENHEIMER, P., SWEIGART, A. Dynamic Collapse of the Isothermal Sphere. **Astrophysical Journal**, v. 152, p. 515, May 1968.
- [47] BOK, B.J. Dimensions and Masses of Dark Nebulae. **Harvard Observatory Monographs**, v. 7, p. 53, 1948.
- [48] BOK, CORDWELL C. S. & CROMWELL R. H., B. J. Globules. In: DARK NEBULAE, GLOBULES AND PROTOSTARS, Lynds, B. T., editor, p. 33, 1971.
- [49] BONATTO, C., BICA, E. Open clusters in dense fields: the importance of field-star decontamination for NGC 5715, Lyngå 4, Lyngå 9, Trumpler 23, Trumpler 26 and Czernik 37. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 377, p. 1301–1323, May 2007.
- [50] BONATTO, C., BICA, E. The fate of the pre-main sequence-rich clusters Collinder 197 and vdB 92: dissolution? **Astronomy and Astrophysics**, v. 516, p. A81, June 2010.

- [51] BONNELL, I. A., BATE, M. R. Accretion in stellar clusters and the collisional formation of massive stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 336, p. 659–669, October 2002.
- [52] BONNELL, I.A., BATE, M.R., ZINNECKER, H. On the formation of massive stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 298, p. 93–102, July 1998.
- [53] BOURKE, T.L., MYERS, P.C., ROBINSON, G., HYLAND, A.R. New OH Zeeman Measurements of Magnetic Field Strengths in Molecular Clouds. **Astrophysical Journal**, v. 554, p. 916–932, June 2001.
- [54] BRANDNER, H., W. & ZINNECKER. Physical properties of 90AU to 250AU pre-main-sequence binaries. **Astronomy and Astrophysics**, v. 321, p. 220–228, May 1997.
- [55] BRESSAN, A., MARIGO, P., GIRARDI, L., SALASNICH, B., DAL CERO, C., RUBELE, S., NANNI, A. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 427, p. 127–145, November 2012.
- [56] BRETT, J. M. Opacity sampling model photospheres for M dwarfs. II. The grid. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 109, p. 263–264, February 1995.
- [57] BROWN, D. W., CHANDLER, C. J., CARLSTROM, J. E., HILLS, R. E., LAY, O. P., MATTHEWS, B. C., RICHER, J. S., WILSON, C. D. A submillimetre survey for protostellar accretion discs using the JCMT-CSO interferometer. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 319, p. 154–162, November 2000.
- [58] BURBIDGE, E. M., BURBIDGE, G.R., FOWLER, W.A., HOYLE, F. Synthesis of the Elements in Stars. **Reviews of Modern Physics**, v. 29, p. 547–650, 1957.
- [59] BURKERT, A., BODENHEIMER, P. Turbulent Molecular Cloud Cores: Rotational Properties. **Astrophysical Journal**, v. 543, p. 822–830, November 2000.
- [60] BURROWS, C. J., STAPELFELDT, K. R., WATSON, A. M., KRIST, J. E., BALLESTER, G. E., CLARKE, J. T., CRISP, D., GALLAGHER, J. S., III,

- GRIFFITHS, R. E., HESTER, J. J., HOESSEL, J. G., HOLTZMAN, J. A., MOULD, J. R., SCOWEN, P. A., TRAUGER, J. T., WESTPHAL, J. A. Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30. **Astrophysical Journal**, v. 473, p. 437, December 1996.
- [61] CARDELLI, J. A., CLAYTON, G. C., MATHIS, J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. **Astrophysical Journal**, v. 345, p. 245–256, October 1989.
- [62] CERNICCHARO, J. **The Physical Conditions of Low Mass Star Forming Regions**: 1991.
- [63] CHABRIER, G. Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 115, p. 763–795, July 2003.
- [64] CHABRIER, G., BARAFFE, I. Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 38, p. 337–377, 2000.
- [65] CHABRIER, G., GALLARDO, J., BARAFFE, I. Evolution of low-mass star and brown dwarf eclipsing binaries. **Astronomy and Astrophysics**, v. 472, p. L17–L20, September 2007.
- [66] CHANDRASEKHAR, S., FERMI, E. Magnetic Fields in Spiral Arms. **Astrophysical Journal**, v. 118, p. 113, July 1953.
- [67] CHIANG, E. I., JOUNG, M. K., CREECH-EAKMAN, M. J., QI, C., KESSLER, J. E., BLAKE, G. A., VAN DISHOECK, E. F. Spectral Energy Distributions of Passive T Tauri and Herbig Ae Disks: Grain Mineralogy, Parameter Dependences, and Comparison with Infrared Space Observatory LWS Observations. **Astrophysical Journal**, v. 547, p. 1077–1089, February 2001.
- [68] CIEZA, L., PADGETT, D. L., STAPELFELDT, K. R., AUGEREAU, J.-C., HARVEY, P., EVANS, N. J., II, MERÍN, B., KOERNER, D., SARGENT, A., VAN DISHOECK, E. F., ALLEN, L., BLAKE, G., BROOKE, T., CHAPMAN, N., HUARD, T., LAI, S.-P., MUNDY, L., MYERS, P. C., SPIESMAN, W., WAHHAJ, Z. The Spitzer c2d Survey of Weak-Line T Tauri Stars. II. New Constraints on the Timescale for Planet Building. **Astrophysical Journal**, v. 667, p. 308–328, September 2007.

- [69] CIEZA, L. A., SCHREIBER, M. R., ROMERO, G. A., MORA, M. D., MERIN, B., SWIFT, J. J., ORELLANA, M., WILLIAMS, J. P., HARVEY, P. M., EVANS, N. J., II. The Nature of Transition Circumstellar Disks. I. The Ophiuchus Molecular Cloud. **Astrophysical Journal**, v. 712, p. 925–941, April 2010.
- [70] CIEZA, L. A., SWIFT, J. J., MATHEWS, G. S., WILLIAMS, J. P. The Masses of Transition Circumstellar Disks: Observational Support for Photoevaporation Models. **Astrophysical Journal Letters**, v. 686, p. L115–L118, October 2008.
- [71] CIOLEK, G.E., BASU, S. Consistency of Ambipolar Diffusion Models with Infall in the L1544 Protostellar Core. **Astrophysical Journal**, v. 529, p. 925–931, February 2000.
- [72] CIOLEK, G.E., KOENIGL, A. Dynamical Collapse of Nonrotating Magnetic Molecular Cloud Cores: Evolution through Point-Mass Formation. **Astrophysical Journal**, v. 504, p. 257, September 1998.
- [73] CLARKE, C. J., GENDRIN, A., SOTOMAYOR, M. The dispersal of circumstellar discs: the role of the ultraviolet switch. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 328, p. 485–491, December 2001.
- [74] COHEN, M., KUHI, L.V. Observational studies of pre-main-sequence evolution. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 41, p. 743–843, December 1979.
- [75] CONTOPOULOS, I., CIOLEK, G.E., KOENIGL, A. Self-similar Collapse of Nonrotating Magnetic Molecular Cloud Cores. **Astrophysical Journal**, v. 504, p. 247, September 1998.
- [76] Corbelli, E., Palla, F., Zinnecker, H., editores. **The Initial Mass Function 50 years later**, v. 327 of **Astrophysics and Space Science Library**, 2005.
- [77] CORDER, S., EISNER, J., SARGENT, A. AB Aurigae Resolved: Evidence for Spiral Structure. **Astrophysical Journal Letters**, v. 622, p. L133–L136, April 2005.
- [78] CRUTCHER, R. M., HAKOBIAN, N., TROLAND, T. H. Testing Magnetic Star Formation Theory. **Astrophysical Journal**, v. 692, p. 844–855, February 2009.

- [79] CRUTCHER, R.M. Magnetic Fields in Molecular Clouds: Observations Confront Theory. **Astrophysical Journal**, v. 520, p. 706–713, August 1999.
- [80] CURRY, C.L. Embedded, Self-Gravitating Equilibria in Sheetlike and Filamentary Molecular Clouds. **Astrophysical Journal**, v. 541, p. 831–840, October 2000.
- [81] CURRY, C.L. Shapes of Molecular Cloud Cores and the Filamentary Mode of Star Formation. **Astrophysical Journal**, v. 576, p. 849–859, September 2002.
- [82] D’ALESSIO, P., CALVET, N., HARTMANN, L. Accretion Disks around Young Objects. III. Grain Growth. **Astrophysical Journal**, v. 553, p. 321–334, May 2001.
- [83] D’ALESSIO, P., CALVET, N., HARTMANN, L., FRANCO-HERNÁNDEZ, R., SERVIÑ, H. Effects of Dust Growth and Settling in T Tauri Disks. **Astrophysical Journal**, v. 638, p. 314–335, February 2006.
- [84] D’ALESSIO, P., CALVET, N., HARTMANN, L., LIZANO, S., CANTÓ, J. Accretion Disks around Young Objects. II. Tests of Well-mixed Models with ISM Dust. **Astrophysical Journal**, v. 527, p. 893–909, December 1999.
- [85] D’ALESSIO, P., CANTÖ, J., CALVET, N., LIZANO, S. Accretion Disks around Young Objects. I. The Detailed Vertical Structure. **Astrophysical Journal**, v. 500, p. 411–427, June 1998.
- [86] D’ANTONA, F., MAZZITELLI, I. New pre-main-sequence tracks for M less than or equal to 2.5 solar mass as tests of opacities and convection model. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 90, p. 467–500, January 1994.
- [87] D’ANTONA, F., MAZZITELLI, I. Evolution of low mass stars. , v. 68, p. 807, 1997.
- [88] D’ANTONA, F., VENTURA, P., MAZZITELLI, I. First Results on Pre-Main-Sequence Evolution, Including a Magnetic Field. **Astrophysical Journal Letters**, v. 543, p. L77–L80, November 2000.
- [89] DAVIS, S. S. The Surface Density Distribution in the Solar Nebula. **Astrophysical Journal Letters**, v. 627, p. L153–L155, July 2005.

- [90] DE WIT, W. J., TESTI, L., PALLA, F., ZINNECKER, H. A Search for the Origins of Massive Galactic Field Stars. In: THE FORMATION AND EVOLUTION OF MASSIVE YOUNG STAR CLUSTERS, Lamers, H. J. G. L. M., Smith, L. J., Nota, A., editores, v. 322 of **Astronomical Society of the Pacific Conference Series**, p. 477, December 2004.
- [91] DE WIT, W. J., TESTI, L., PALLA, F., ZINNECKER, H. The origin of massive O-type field stars: II. Field O stars as runaways. **Astronomy and Astrophysics**, v. 437, p. 247–255, July 2005.
- [92] DEGL’INNOCENTI, S., PRADA MORONI, P.G., MARCONI, M., RUOPPO, A. The FRANEC stellar evolutionary code. **Astrophysics and Space Science**, v. 316, p. 25–30, August 2008.
- [93] DEMARQUE, P., ROBINSON, F. J. Stellar Convection. **Astrophysics and Space Science**, v. 284, p. 193–204, 2003.
- [94] DI CRISCIENZO, M., VENTURA, P., D’ANTONA, MARCONI M., F., RUOPPO, A., RIPEPI, V. Matching the frequency spectrum of pre-main sequence stars by means of standard and rotating models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 389, p. 325–332, September 2008.
- [95] DI FRANCESCO, J., MYERS, P. C., WILNER, D. J., OHASHI, N., MARDONES, D. Infall, Outflow, Rotation, and Turbulent Motions of Dense Gas within NGC 1333 IRAS 4. **Astrophysical Journal**, v. 562, p. 770–789, December 2001.
- [96] DIB, S., HENNEBELLE, P., PINEDA, J. E., CSENGERI, T., BONTEMPS, S., AUDIT, E., GOODMAN, A. A. The Angular Momentum of Magnetized Molecular Cloud Cores: A Two-dimensional-Three-dimensional Comparison. **Astrophysical Journal**, v. 723, p. 425–439, November 2010.
- [97] DICKMAN, R.L. Turbulence in molecular clouds. In: PROTOSTARS AND PLANETS II, Black, D. C., Matthews, M. S., editores, p. 150–174, 1985.
- [98] DOBASHI, K., ONISHI, T., IWATA, T., NAGAHAMA, T., PATEL, N., SNELL, R. L., FUKUI, Y. Four CO outflows and dense gas in the dark cloud complex near IC 5146. **Astronomical Journal**, v. 105, p. 1487–1494, April 1993.

- [99] DORMAN, B., NELSON, L.A., CHAU, W.Y. Theoretical models of low-mass stars and brown dwarfs. I - The lower main sequence. **Astrophysical Journal**, v. 342, p. 1003–1018, July 1989.
- [100] DOTTER, A., CHABOYER, B., JEVREMOVIĆ, KOSTOV V., D., BARON, E., FERGUSON, J.W. The Dartmouth Stellar Evolution Database. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 178, p. 89–101, September 2008.
- [101] DRAINE, B. T. Interstellar Dust Grains. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 41, p. 241–289, 2003.
- [102] DRAINE, B. T. On the Submillimeter Opacity of Protoplanetary Disks. **Astrophysical Journal**, v. 636, p. 1114–1120, January 2006.
- [103] DULLEMOND, C. P., DOMINIK, C. The effect of dust settling on the appearance of protoplanetary disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 421, p. 1075–1086, July 2004.
- [104] DULLEMOND, C. P., DOMINIK, C. Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains. **Astronomy and Astrophysics**, v. 434, p. 971–986, May 2005.
- [105] DULLEMOND, C. P., VAN ZADELHOFF, G. J., NATTA, A. Vertical structure models of T Tauri and Herbig Ae/Be disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 389, p. 464–474, July 2002.
- [106] DUTRA, C. M., SANTIAGO, B. X., BICA, E. Low-extinction windows in the inner Galactic Bulge. **Astronomy and Astrophysics**, v. 381, p. 219–226, January 2002.
- [107] DUTREY, A., GUILLOTEAU, S., DUVERT, G., PRATO, L., SIMON, M., SCHUSTER, K., MENARD, F. Dust and gas distribution around T Tauri stars in Taurus-Auriga. I. Interferometric 2.7mm continuum and ^{13}CO J=1-0 observations. **Astronomy and Astrophysics**, v. 309, p. 493–504, May 1996.
- [108] EISNER, J. A., HILLENBRAND, L. A., CARPENTER, J. M., WOLF, S. Constraining the Evolutionary Stage of Class I Protostars: Multiwavelength Observations and Modeling. **Astrophysical Journal**, v. 635, p. 396–421, December 2005.

- [109] ELIAS, J. H. A study of the IC 5146 dark cloud complex. **Astrophysical Journal**, v. 223, p. 859–861, August 1978.
- [110] ELMEGREEN, B.G. Molecular clouds and star formation - an overview. In: PROTOSTARS AND PLANETS II, Black, D. C., Matthews, M. S., editores, p. 33–58, 1985.
- [111] ELMEGREEN, B.G. Formation of interstellar clouds and structure. In: PROTOSTARS AND PLANETS III, Levy, E. H., Lunine, J. I., editores, p. 97–124, 1993.
- [112] ELMEGREEN, B.G. The Initial Stellar Mass Function from Random Sampling in a Turbulent Fractal Cloud. **Astrophysical Journal**, v. 486, p. 944, September 1997.
- [113] ELMEGREEN, B.G. The Stellar Initial Mass Function from Random Sampling in Hierarchical Clouds. II. Statistical Fluctuations and a Mass Dependence for Starbirth Positions and Times. **Astrophysical Journal**, v. 515, p. 323–336, April 1999.
- [114] ELMEGREEN, B.G. Star Formation in a Crossing Time. **Astrophysical Journal**, v. 530, p. 277–281, February 2000.
- [115] ELMEGREEN, D.M., B.G. & ELMEGREEN. Star formation in shock-compressed layers. **Astrophysical Journal**, v. 220, p. 1051–1062, March 1978.
- [116] ENOCH, M. L., EVANS, N. J., II, SARGENT, A. I., GLENN, J. Properties of the Youngest Protostars in Perseus, Serpens, and Ophiuchus. **Astrophysical Journal**, v. 692, p. 973–997, February 2009.
- [117] FALGARONE, E., PHILLIPS, T.G., WALKER, C.K. The edges of molecular clouds - Fractal boundaries and density structure. **Astrophysical Journal**, v. 378, p. 186–201, September 1991.
- [118] FALGARONE, E., PUGET, J.L., PERAULT, M. The small-scale density and velocity structure of quiescent molecular clouds. **Astronomy and Astrophysics**, v. 257, p. 715–730, April 1992.
- [119] FAZIO, G. G., HORA, J. L., ALLEN, L. E., ASHBY, M. L. N., BARMBY, P., DEUTSCH, L. K., HUANG, J.-S., KLEINER, S., MARENGO, M., MEGEATH, G. J., S. T. ANDMELNICK, PAHRE, M. A., PATTEN, B. M.,

POLIZOTTI, J., SMITH, H. A., TAYLOR, R. S., WANG, Z., WILLNER, S. P., HOFFMANN, W. F., PIPHER, J. L., FORREST, W. J., MCMURTY, C. W., MCCREIGHT, C. R., MCKELVEY, M. E., MCMURRAY, R. E., KOCH, D. G., MOSELEY, S. H., ARENDT, R. G., MENTZELL, J. E., MARX, C. T., LOSCH, P., MAYMAN, P., EICHHORN, W., KREBS, D., JHABVALA, M., GEZARI, D. Y., FIXSEN, D. J., FLORES, J., SHAKO-ORZADEH, K., JUNGO, R., HAKUN, C., WORKMAN, L., KARPATI, G., KICHAK, R., WHITLEY, R., MANN, S., TOLLESTRUP, E. V., EISENHARDT, P., STERN, D., GORJIAN, V., BHATTACHARYA, B., CAREY, S., NELSON, B. O., GLACCUM, W. J., LACY, M., LOWRANCE, P. J., LAINE, S., REACH, W. T., STAUFFER, J. A., SURACE, J. A., WILSON, G., WRIGHT, E. L., HOFFMAN, A., DOMINGO, G., COHEN, M. The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, p. 10–17, September 2004.

- [120] FRANCO, J., SHORE, S.N., TENORIO-TAGLE, G. On the massive star-forming capacity of molecular clouds. **Astrophysical Journal**, v. 436, p. 795–799, December 1994.
- [121] FUKAGAWA, M., HAYASHI, M., TAMURA, M., ITOH, Y., HAYASHI, S. S., OASA, Y., TAKEUCHI, T., MORINO, J.-I., MURAKAWA, K., OYA, S., YAMASHITA, T., SUTO, H., MAYAMA, S., NAOI, T., ISHII, M., PYO, T.-S., NISHIKAWA, T., TAKATO, N., USUDA, T., ANDO, H., IYE, M., MIYAMA, S. M., KAIFU, N. Spiral Structure in the Circumstellar Disk around AB Aurigae. **Astrophysical Journal Letters**, v. 605, p. L53–L56, April 2004.
- [122] GAMMIE, C.F., LIN, Y.T., STONE, J.M., OSTRIKER, E.C. Analysis of Clumps in Molecular Cloud Models: Mass Spectrum, Shapes, Alignment, and Rotation. **Astrophysical Journal**, v. 592, p. 203–216, July 2003.
- [123] GHEZ, A. M., NEUGEBAUER, G., MATTHEWS, K. The multiplicity of T Tauri stars in the star forming regions Taurus-Auriga and Ophiuchus-Scorpius: A 2.2 micron speckle imaging survey. **Astronomical Journal**, v. 106, p. 2005–2023, November 1993.
- [124] GHEZ, A.M., WHITE, R.J., SIMON, M. High Spatial Resolution Imaging of Pre-Main-Sequence Binary Stars: Resolving the Relationship between Disks and

- Close Companions. **Astrophysical Journal**, v. 490, p. 353–367, November 1997.
- [125] GILDEN, D.L. Thermal instability in molecular clouds. **Astrophysical Journal**, v. 283, p. 679–686, August 1984.
- [126] GIRART, J.M., RAO, R., MARRONE, D.P. Magnetic Fields in the Formation of Sun-Like Stars. **Science**, v. 313, p. 812–814, August 2006.
- [127] GOLDREICH, P., LYNDEN-BELL, D. I. Gravitational stability of uniformly rotating disks. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 130, p. 97, 1965.
- [128] GOMEZ, M., HARTMANN, L., KENYON, S.J., HEWETT, R. On the spatial distribution of pre-main-sequence stars in Taurus. **Astronomical Journal**, v. 105, p. 1927–1937, May 1993.
- [129] GOODMAN, A.A., BARRANCO, J.A., WILNER, D.J., HEYER, M.H. Coherence in Dense Cores. II. The Transition to Coherence. **Astrophysical Journal**, v. 504, p. 223, September 1998.
- [130] GOODMAN, A.A., BASTIEN, P., MENARD, F., MYERS, P.C. Optical polarization maps of star-forming regions in Perseus, Taurus, and Ophiuchus. **Astrophysical Journal**, v. 359, p. 363–377, August 1990.
- [131] GOODMAN, A.A., BENSON, P.J., FULLER, G.A., MYERS, P.C. Dense cores in dark clouds. VIII - Velocity gradients. **Astrophysical Journal**, v. 406, p. 528–547, April 1993.
- [132] GOODMAN, J., RAFIKOV, R. R. Planetary Torques as the Viscosity of Protoplanetary Disks. **Astrophysical Journal**, v. 552, p. 793–802, May 2001.
- [133] GORTI, U., DULLEMOND, C. P., HOLLENBACH, D. Time Evolution of Viscous Circumstellar Disks due to Photoevaporation by Far-Ultraviolet, Extreme-Ultraviolet, and X-ray Radiation from the Central Star. **Astrophysical Journal**, v. 705, p. 1237–1251, November 2009.
- [134] GOUGH, D.O., TAYLER, R.J. The influence of a magnetic field on Schwarzschild’s criterion for convective instability in an ideally conducting fluid. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 133, p. 85, 1966.

- [135] GRADY, C. A., WOODGATE, B., BRUHWEILER, F. C., BOGGESE, A., PLAIT, P., LINDLER, D. J., CLAMPIN, M., KALAS, P. Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Imaging of the Herbig AE Star AB Aurigae. **Astrophysical Journal Letters**, v. 523, p. L151–L154, October 1999.
- [136] GREAVES, J. S., RICE, W. K. M. Have protoplanetary discs formed planets? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 407, p. 1981–1988, September 2010.
- [137] GRIGAHCENE, A., DUPRET, M.-A., GARRIDO, R., GABRIEL, M., SCUFLAIRE, R. Instability strip for pre-main-sequence stars. **Communications in Asteroseismology**, v. 147, p. 69–71, January 2006.
- [138] GUTERMUTH, R. A., MEGEATH, S. T., MYERS, P. C., ALLEN, L. E., PIPHER, J. L., FAZIO, G. G. A Spitzer Survey of Young Stellar Clusters Within One Kiloparsec of the Sun: Cluster Core Extraction and Basic Structural Analysis. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 184, p. 18–83, September 2009.
- [139] HAISCH, ANTUNES A. & SCHMITT J. H. M. M., B. Solar-Like M-Class X-Ray Flares on Proxima Centauri Observed by the ASCA Satellite. **Science**, v. 268, p. 1327–1329, June 1995.
- [140] HAISCH, JR. K. E., LADA, E. A., LADA, C. J. Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. **Astrophysical Journal Letters**, v. 553, p. L153–L156, June 2001.
- [141] HANAHA, T., MATSUMOTO, T. Growth of a Bar Perturbation during Isothermal Collapse. **Astrophysical Journal**, v. 521, p. 703–707, August 1999.
- [142] HANAHA, T., MATSUMOTO, T. Stability of a Dynamically Collapsing Gas Sphere. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 52, p. 241, April 2000.
- [143] HARTIGAN, P., EDWARDS, S., GHANDOUR, L. Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars. **Astrophysical Journal**, v. 452, p. 736, October 1995.
- [144] HARTIGAN, P., STROM, K.M., STROM, S.E. Are wide pre-main-sequence binaries coeval? **Astrophysical Journal**, v. 427, p. 961–977, June 1994.

- [145] HARTMANN, L. Flows, Fragmentation, and Star Formation. I. Low-Mass Stars in Taurus. **Astrophysical Journal**, v. 578, p. 914–924, October 2002.
- [146] HARTMANN, L. Comments on Inferences of Star Formation Histories and Birth Lines. **Astrophysical Journal**, v. 585, p. 398–405, March 2003.
- [147] HARTMANN, L. **Accretion Processes in Star Formation: Second Edition:** Cambridge University Press, 2009.
- [148] HARTMANN, L., BALLESTEROS-PAREDES, J., BERGIN, E.A. Rapid Formation of Molecular Clouds and Stars in the Solar Neighborhood. **Astrophysical Journal**, v. 562, p. 852–868, December 2001.
- [149] HARTMANN, L., CALVET, N., GULLBRING, E., D’ALESSIO, P. Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. **Astrophysical Journal**, v. 495, p. 385–400, March 1998.
- [150] HARTMANN, L., KENYON, S. J. The FU Orionis Phenomenon. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 34, p. 207–240, 1996.
- [151] HARVEY, P. M., HUARD, T. L., JØRGENSEN, J. K., GUTERMUTH, R. A., MAMAJEK, E. E., BOURKE, T. L., MERÍN, B., CIEZA, L., BROOKE, T., CHAPMAN, N., ALCALÁ, J. M., ALLEN, L. E., EVANS, N. J., II, DI FRANCESCO, J., KIRK, J. M. The Spitzer Survey of Interstellar Clouds in the Gould Belt. I. IC 5146 Observed With IRAC and MIPS. **Astrophysical Journal**, v. 680, p. 495–516, June 2008.
- [152] HAYASHI, C. Evolution of Protostars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 4, p. 171, 1966.
- [153] HAYASHI, C., NAKANO, T. Thermal and Dynamical Properties of a Protostar and Its Contraction to the Stage of Quasi-Static Equilibrium. , v. 34, p. 754–775, November 1965.
- [154] HAYASHI, C., NARITA, S., MIYAMA, S.M. Analytic Solutions for Equilibrium of Rotating Isothermal Clouds —One-Parameter Family of Axisymmetric and Conformal Configurations—. **Progress of Theoretical Physics**, v. 68, p. 1949–1966, December 1982.
- [155] HEILES, C., GOODMAN, A.A., MCKEE, C.F., ZWEIBEL, E.G. Magnetic fields in star-forming regions - Observations. In: PROTOSTARS AND PLANETS III, Levy, E. H., Lunine, J. I., editores, p. 279–326, 1993.

- [156] HEITSCH, F., MAC LOW, M.M., KLESSEN, R. S. Gravitational Collapse in Turbulent Molecular Clouds. II. Magnetohydrodynamical Turbulence. **Astrophysical Journal**, v. 547, p. 280–291, January 2001.
- [157] HENNING, T. Cosmic Silicates. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 48, p. 21–46, September 2010.
- [158] HERBIG, G. H. Eruptive phenomena in early stellar evolution. **Astrophysical Journal**, v. 217, p. 693–715, November 1977.
- [159] HERBIG, G. H., DAHM, S. E. The Young Cluster IC 5146. **Astronomical Journal**, v. 123, p. 304–327, January 2002.
- [160] HERBIG, G. H., REIPURTH, B. **Young Stars and Molecular Clouds in the IC 5146 Region**, p. 108. December 2008.
- [161] HERBIG, G.H. The properties and problems of T Tauri stars and related objects. **Advances in Astronomy and Astrophysics**, v. 1, p. 47–103, 1962.
- [162] HERBST, E. Interstellar Chemistry in the Last Two Decades. In: THE STRUCTURE AND CONTENT OF MOLECULAR CLOUDS, Wilson, T. L., Johnston, K. J., editores, v. 439 of **Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag**, p. 29, 1994.
- [163] HILLENBRAND, L. A. Observational Constraints on Dust Disk Lifetimes: Implications for Planet Formation. **ArXiv Astrophysics e-prints**, November 2005.
- [164] HILLENBRAND, L.A., WHITE, R. J. An Assessment of Dynamical Mass Constraints on Pre-Main-Sequence Evolutionary Tracks. **Astrophysical Journal**, v. 604, p. 741–757, April 2004.
- [165] HOOGERWERF, R., DE BRUIJNE, J.H.J., DE ZEEUW, P.T. On the origin of the O and B-type stars with high velocities. II. Runaway stars and pulsars ejected from the nearby young stellar groups. **Astronomy and Astrophysics**, v. 365, p. 49–77, January 2001.
- [166] HOYLE, F., LYTTLETON, R. A. The evolution of the stars. **Proceedings of the Cambridge Philosophical Society**, v. 35, p. 592, 1939.
- [167] HUBBLE, E.P. A general study of diffuse galactic nebulae. **Astrophysical Journal**, v. 56, p. 162–199, October 1922.

- [168] HUESO, R., GUILLOT, T. Evolution of protoplanetary disks: constraints from DM Tauri and GM Aurigae. **Astronomy and Astrophysics**, v. 442, p. 703–725, November 2005.
- [169] HUGHES, A. M., WILNER, D. J., ANDREWS, S. M., QI, C., HOGERHEIJDE, M. R. Empirical Constraints on Turbulence in Protoplanetary Accretion Disks. **Astrophysical Journal**, v. 727, p. 85, February 2011.
- [170] HUGHES, A. M., WILNER, D. J., QI, C., HOGERHEIJDE, M. R. Gas and Dust Emission at the Outer Edge of Protoplanetary Disks. **Astrophysical Journal**, v. 678, p. 1119–1126, May 2008.
- [171] HUNTER, C. The Development of Gravitational Instability in a Self-Gravitating Gas Cloud. **Astrophysical Journal**, v. 139, p. 570, February 1964.
- [172] HUSSAIN, G. A. J., JARDINE, M., DONATI, J.-F., BRICKHOUSE, N. S., DUNSTONE, N. J., WOOD, K., DUPREE, A. K., COLLIER CAMERON, A., FAVATA, F. The coronal structure of AB Doradus determined from contemporaneous Doppler imaging and X-ray spectroscopy. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 377, p. 1488–1502, June 2007.
- [173] INDEBETOUW, R., ZWEIBEL, E.G. Fragmentation Instability of Molecular Clouds: Numerical Simulations. **Astrophysical Journal**, v. 532, p. 361–376, March 2000.
- [174] ISELLA, A., CARPENTER, J. M., SARGENT, A. I. Structure and Evolution of Pre-main-sequence Circumstellar Disks. **Astrophysical Journal**, v. 701, p. 260–282, August 2009.
- [175] ISHIHARA, D., ONAKA, T., KATAZA, H., SALAMA, A., ALFAGEME, C., CASSATELLA, A., COX, N., GARCÍA-LARIO, P., STEPHENSON, C., COHEN, M., FUJISHIRO, N., FUJIWARA, H., HASEGAWA, S., ITA, Y., KIM, W., MATSUHARA, H., MURAKAMI, H., MÜLLER, T. G., NAKAGAWA, T., OHYAMA, Y., OYABU, S., PYO, J., SAKON, I., SHIBAI, H., TAKITA, S., TANABÉ, T., UEMIZU, K., UENO, M., USUI, F., WADA, T., WATARAI, H., YAMAMURA, I., YAMAUCHI, C. The AKARI/IRC mid-infrared all-sky survey. **Astronomy and Astrophysics**, v. 514, p. A1, May 2010.
- [176] JEANS, J. H. The planetesimal hypothesis. **Astrophysical Journal**, v. 52, p. 172–173, June 1929.

- [177] JEANS, J.H. The Stability of a Spherical Nebula. **Royal Society of London Philosophical Transactions Series A**, v. 199, p. 1–53, 1902.
- [178] JØRGENSEN, J. K., BOURKE, T. L., MYERS, P. C., SCHÖIER, F. L., VAN DISHOECK, E. F., WILNER, D. J. Probing the Inner 200 AU of Low-Mass Protostars with the Submillimeter Array: Dust and Organic Molecules in NGC 1333 IRAS 2A. **Astrophysical Journal**, v. 632, p. 973–981, October 2005a.
- [179] JØRGENSEN, J. K., LAHUIS, F., SCHÖIER, F. L., VAN DISHOECK, E. F., BLAKE, G. A., BOOGERT, A. C. A., DULLEMOND, C. P., EVANS, N. J., II, KESSLER-SILACCI, J. E., PONTOPPIDAN, K. M. Protostellar Holes: Spitzer Space Telescope Observations of the Protostellar Binary IRAS 16293-2422. **Astrophysical Journal Letters**, v. 631, p. L77–L80, September 2005b.
- [180] JØRGENSEN, J. K., VAN DISHOECK, E. F., VISSER, R., BOURKE, T. L., WILNER, D. J., LOMMEN, D., HOGERHEIJDE, M. R., MYERS, P. C. PROSAC: a submillimeter array survey of low-mass protostars. II. The mass evolution of envelopes, disks, and stars from the Class 0 through I stages. **Astronomy and Astrophysics**, v. 507, p. 861–879, November 2009.
- [181] KEENE, J., MASSON, C. R. Detection of A 45 AU radius source around L1551-IRS 5: A possible accretion disk. **Astrophysical Journal**, v. 355, p. 635–644, June 1990.
- [182] KENYON, S.J., HARTMANN, L. Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 101, p. 117, November 1995.
- [183] KITAMURA, Y., MOMOSE, M., YOKOGAWA, S., KAWABE, R., TAMURA, M., IDA, S. 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. **Astrophysical Journal**, v. 581, p. 357–380, December 2002.
- [184] KLESSEN, R.S., BURKERT, A. The Formation of Stellar Clusters: Gaussian Cloud Conditions. II. **Astrophysical Journal**, v. 549, p. 386–401, March 2001.
- [185] KLESSEN, R.S., HEITSCH, F., MAC LOW, M.-M. Gravitational Collapse in Turbulent Molecular Clouds. I. Gasdynamical Turbulence. **Astrophysical Journal**, v. 535, p. 887–906, June 2000.

- [186] KRAMER, C., RICHER, J., MOOKERJEA, B., ALVES, J., LADA, C. Dust properties of the dark cloud IC 5146. Submillimeter and NIR imaging. **Astronomy and Astrophysics**, v. 399, p. 1073–1082, March 2003.
- [187] KRAUS, A.L., HILLENBRAND, L.A. Unusually Wide Binaries: Are They Wide or Unusual? **Astrophysical Journal**, v. 703, p. 1511–1530, October 2009.
- [188] KROUPA, P., TOUT, C.A., GILMORE, G. The distribution of low-mass stars in the Galactic disc. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 262, p. 545–587, June 1993.
- [189] KUSAKA, T., NAKANO, T., HAYASHI, C. Growth of Solid Particles in the Primordial Solar Nebula. **Progress of Theoretical Physics**, v. 44, p. 1580–1595, December 1970.
- [190] LADA, C. J., ALVES, J., LADA, E. A. Infrared Extinction and the Structure of the IC 5146 Dark Cloud. **Astrophysical Journal**, v. 512, p. 250–259, February 1999.
- [191] LADA, C. J., LADA, E. A., CLEMENS, D. P., BALLY, J. Dust extinction and molecular gas in the dark cloud IC 5146. **Astrophysical Journal**, v. 429, p. 694–709, July 1994.
- [192] LADA, E.A., STROM, K. M., MYERS, P. C. Environments of star formation - Relationship between molecular clouds, dense cores and young stars. In: **PROTOSTARS AND PLANETS III**, Levy, E. H., Lunine, J. I., editores, p. 245–277, 1993.
- [193] LAI, D. Global Nonradial Instabilities of Dynamically Collapsing Gas Spheres. **Astrophysical Journal**, v. 540, p. 946–961, September 2000.
- [194] LARSON, R.B. Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 145, p. 271, 1969.
- [195] LARSON, R.B. The Collapse of a Rotating Cloud. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 156, p. 437, 1972a.
- [196] LARSON, R.B. The evolution of spherical protostars with masses 0.25 M_{solar} to 10 M_{solar} . **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 157, p. 121, 1972b.

- [197] LARSON, R.B. The Evolution of Protostars – Theory. , v. 1, p. 1–70, 1973.
- [198] LARSON, R.B. Stellar kinematics and interstellar turbulence. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 186, p. 479–490, February 1979.
- [199] LARSON, R.B. Turbulence and star formation in molecular clouds. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 194, p. 809–826, March 1981.
- [200] LARSON, R.B. Gravitational torques and star formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 206, p. 197–207, January 1984.
- [201] LARSON, R.B. Cloud fragmentation and stellar masses. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 214, p. 379–398, June 1985.
- [202] LARSON, R.B. Star formation in groups. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 272, p. 213–220, January 1995.
- [203] LARSON, R.B. Star Formation and Galactic Evolution. In: THE INTERPLAY BETWEEN MASSIVE STAR FORMATION, THE ISM AND GALAXY EVOLUTION, Kunth, D., Guiderdoni, B., Heydari-Malayeri, M., Thuan, T. X., editores, p. 3–8, 1996.
- [204] LARSON, R.B. The Stellar Initial Mass Function and Beyond (Invited Review). In: GALACTIC STAR FORMATION ACROSS THE STELLAR MASS SPECTRUM, De Buizer, J. M., van der Bliek, N. S., editores, v. 287 of **Astronomical Society of the Pacific Conference Series**, p. 65–80, 2003.
- [205] LARSON, R.B., TINSLEY, B.M. Star formation rates in normal and peculiar galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 219, p. 46–59, January 1978.
- [206] LAUGHLIN, G., BODENHEIMER, P. Nonaxisymmetric evolution in protostellar disks. **Astrophysical Journal**, v. 436, p. 335–354, November 1994.
- [207] LEBRETON, Y., MICHEL, E. Reference grids of stellar models and oscillation frequencies. Data from the CESAM stellar evolution code and ADIPLS oscillation programme. **Astrophysics and Space Science**, v. 316, p. 167–171, August 2008.
- [208] LEISAWITZ, D., BASH, F.N., THADDEUS, P. A CO survey of regions around 34 open clusters. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 70, p. 731–812, August 1989.

- [209] LEUNG, C.M. Physical conditions in isolated dark globules. In: **PROTOSTARS AND PLANETS II**, Black, D. C., Matthews, M. S., editores, p. 104–136, 1985.
- [210] LI, Z.Y., SHU, F.H. Magnetized Singular Isothermal Toroids. **Astrophysical Journal**, v. 472, p. 211, November 1996.
- [211] LIN, C.C., MESTEL, L., SHU, F.H. The Gravitational Collapse of a Uniform Spheroid. **Astrophysical Journal**, v. 142, p. 1431, November 1965.
- [212] LIN, S.-Y., OHASHI, N., LIM, J., HO, P. T. P., FUKAGAWA, M., TAMURA, M. Possible Molecular Spiral Arms in the Protoplanetary Disk of AB Aurigae. **Astrophysical Journal**, v. 645, p. 1297–1304, July 2006.
- [213] LOMBARDI, M., BERTIN, G. Boyle’s law and gravitational instability. **Astronomy and Astrophysics**, v. 375, p. 1091–1099, September 2001.
- [214] LOONEY, L. W., MUNDY, L. G., WELCH, W. J. Unveiling the Circumstellar Envelope and Disk: A Subarcsecond Survey of Circumstellar Structures. **Astrophysical Journal**, v. 529, p. 477–498, January 2000.
- [215] LOONEY, L. W., MUNDY, L. G., WELCH, W. J. Envelope Emission in Young Stellar Systems: A Subarcsecond Survey of Circumstellar Structure. **Astrophysical Journal**, v. 592, p. 255–265, July 2003.
- [216] LOW, C., LYNDEN-BELL, D. The minimum Jeans mass or when fragmentation must stop. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 176, p. 367–390, August 1976.
- [217] LUHMAN, K. L., LADA, C. J., HARTMANN, L., MUENCH, A. A., MEGEATH, S. T., ALLEN, L. E., MYERS, P. C., MUZEROLLE, J., YOUNG, E., FAZIO, G. G. The Disk Fractions of Brown Dwarfs in IC 348 and Chamaeleon I. **Astrophysical Journal Letters**, v. 631, p. L69–L72, September 2005.
- [218] LUHMAN, K.L., RIEKE, G.H. Low-Mass Star Formation and the Initial Mass Function in the ρ Ophiuchi Cloud Core. **Astrophysical Journal**, v. 525, p. 440–465, November 1999.
- [219] LYNDEN-BELL, D., PRINGLE, J. E. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 168, p. 603–637, September 1974.

- [220] MAC LOW, M.M. MHD Turbulence in Star-Forming Regions and the Interstellar Medium. In: *TURBULENCE AND MAGNETIC FIELDS IN ASTROPHYSICS*, Falgarone, E., Passot, T., editores, v. 614 of , p. 182–212, 2003.
- [221] MAC LOW, M.M., KLESSEN, R.S. Control of star formation by supersonic turbulence. *RvMP*, v. 76, p. 125–194, January 2004.
- [222] MAC LOW, M.M., KLESSEN, R.S., BURKERT, A., SMITH, M.D. Kinetic Energy Decay Rates of Supersonic and Super-Alfvénic Turbulence in Star-Forming Clouds. *Physical Review Letters*, v. 80, p. 2754–2757, March 1998.
- [223] MACDONALD, J., MULLAN, D.J. Magneto-convection and Lithium Age Estimates of the β Pictoris Moving Group. *Astrophysical Journal*, v. 723, p. 1599–1606, November 2010.
- [224] MAIZ-APELLANIZ, J., WALBORN, N.R., GALUE, H.A., WEI, L.H. Galactic O star catalog (Maiz-apellaniz+, 2004). *VizieR Online Data Catalog*, v. 5116, p. 0, April 2004.
- [225] MAMAJEK, E. E. Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primordial Disks. In: *AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS CONFERENCE SERIES*, Usuda, T., Tamura, M., Ishii, M., editores, v. 1158 of **American Institute of Physics Conference Series**, p. 3–10, August 2009.
- [226] MANNINGS, V., BOSS, A. P., RUSSELL, S. S. Protostars and Planets IV. **Protostars and Planets IV**, May 2000.
- [227] MARCONI, M., PALLA, F. The Instability Strip for Pre-main-sequence Stars. *Astrophysical Journal Letters*, v. 507, p. L141–L144, November 1998.
- [228] MASON, B.D., GIES, D.R., HARTKOPF, W.I., BAGNUOLO, W.G. TEN BRUMMELAAR T., JR., MCALISTER, H. A. ICCD speckle observations of binary stars. XIX - an astrometric/spectroscopic survey of O stars. *Astronomical Journal*, v. 115, p. 821, February 1998.
- [229] MASUNAGA, H., INUTSUKA, S.-I. A Radiation Hydrodynamic Model for Protostellar Collapse. II. The Second Collapse and the Birth of a Protostar. *Astrophysical Journal*, v. 531, p. 350–365, March 2000.

- [230] MATHIS, J. S., RUMPL, W., NORDSIECK, K. H. The size distribution of interstellar grains. **Astrophysical Journal**, v. 217, p. 425–433, October 1977.
- [231] MATSUMOTO, T., HANAHA, T. Fragmentation of a Molecular Cloud Core versus Fragmentation of the Massive Protoplanetary Disk in the Main Accretion Phase. **Astrophysical Journal**, v. 595, p. 913–934, October 2003.
- [232] MATSUMOTO, T., HANAHA, T., NAKAMURA, F. Gravitational Contraction of Rotating Clouds: Formation of Self-similarly Collapsing Disks. **Astrophysical Journal**, v. 478, p. 569, March 1997.
- [233] MATZNER, C.D. On the Role of Massive Stars in the Support and Destruction of Giant Molecular Clouds. **Astrophysical Journal**, v. 566, p. 302–314, February 2002.
- [234] MAYNE, N. J., NAYLOR, T., LITTLEFAIR, S. P., SAUNDERS, E. S., JEFFRIES, R. D. Empirical isochrones and relative ages for young stars, and the radiative-convective gap. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 375, p. 1220–1240, March 2007.
- [235] MCCAUGHREAN, M. J., O'DELL, C. R. Direct Imaging of Circumstellar Disks in the Orion Nebula. **Astronomical Journal**, v. 111, p. 1977, May 1996.
- [236] MCCLURE, M. K., FURLAN, E., MANOJ, P., LUHMAN, K. L., WATSON, D. M., FORREST, W. J., ESPAILLAT, C., CALVET, N., D'ALESSIO, P., SARGENT, B., TOBIN, J. J., CHIANG, H.-F. The Evolutionary State of the Pre-main Sequence Population in Ophiuchus: A Large Infrared Spectrograph Survey. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 188, p. 75–122, May 2010.
- [237] MCKEE, C. F., TAN, J. C. The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. **Astrophysical Journal**, v. 585, p. 850–871, March 2003.
- [238] MCKEE, C. F., ZWEIBEL, E.G., GOODMAN, A.A., HEILES, C. **Magnetic Fields in Star-Forming Regions - Theory**: 1993.
- [239] MCKEE, C.F. The Dynamical Structure and Evolution of Giant Molecular Clouds. In: NATO ASIC PROC. 540: THE ORIGIN OF STARS AND PLANETARY SYSTEMS, Lada, C. J., Kylafis, N. D., editores, p. 29, 1999.

- [240] MCKEE, C.F., OSTRIKER, E.C. Theory of Star Formation. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 45, p. 565–687, September 2007.
- [241] MCKEE, C.F., STOREY, J.W.V., WATSON, D. M., GREEN, S. Far-infrared rotational emission by carbon monoxide. **Astrophysical Journal**, v. 259, p. 647–656, August 1982.
- [242] MCKEE, C.F., ZWEIBEL, E.G. Alfvén Waves in Interstellar Gasdynamics. **Astrophysical Journal**, v. 440, p. 686, February 1995.
- [243] MEGEATH, S. T., ALLEN, L. E., GUTERMUTH, R. A., PIPHER, J. L., MYERS, P. C., CALVET, N., HARTMANN, L., MUZEROLLE, J., FAZIO, G. G. Initial Results from the Spitzer Young Stellar Cluster Survey. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, p. 367–373, September 2004.
- [244] MELO, C.H.F., COVINO, E., ALCALÁ, J.M., TORRES, G. Observational constraints on the pre-main sequence tidal circularization process. In: IAU SYMPOSIUM, v. 200 of **IAU Symposium**, p. 16P, 2000.
- [245] MENDES, D'ANTONA F. & MAZZITELLI I., L. T. S. Theoretical models of low-mass, pre-main sequence rotating stars. I. The effects on lithium depletion. **Astronomy and Astrophysics**, v. 341, p. 174–180, January 1999.
- [246] MENDOZA V., E.E. Infrared Photometry of T Tauri Stars and Related Objects. **Astrophysical Journal**, v. 143, p. 1010, March 1966.
- [247] MENDOZA V., E.E. Infrared Excesses in T Tauri Stars and Related Objects. **Astrophysical Journal**, v. 151, p. 977, March 1968.
- [248] MESTEL, L. Problems of Star Formation I, II. , v. 6, p. 161, June 1965.
- [249] MESTEL, L., SPITZER, L., JR. Star formation in magnetic dust clouds. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 116, p. 503, 1956.
- [250] MINKOWSKI, R. New Emission Nebulae (II). **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 59, p. 257, October 1947.
- [251] MIYAMA, S.M., HAYASHI, C., NARITA, S. Criteria for collapse and fragmentation of rotating, isothermal clouds. **Astrophysical Journal**, v. 279, p. 621–632, April 1984.

- [252] MIYAMA, S.M., NARITA, S., HAYASHI, C. Fragmentation of Isothermal Sheet-Like Clouds. II —Full Nonlinear Numerical Simulations—. **Progress of Theoretical Physics**, v. 78, p. 1273–1287, December 1987.
- [253] MOLARO, P., BRESSAN, A., BARBIERI, M., MARIGO, P., ZAGGIA, S. Pre-MS depletion, accretion and primordial ${}^7\text{Li}$. **Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi**, v. 22, p. 233, 2012.
- [254] MONAGHAN, J.J., LATTANZIO, J.C. A simulation of the collapse and fragmentation of cooling molecular clouds. **Astrophysical Journal**, v. 375, p. 177–189, July 1991.
- [255] MOTTE, F., ANDRÉ, P. The circumstellar environment of low-mass protostars: A millimeter continuum mapping survey. **Astronomy and Astrophysics**, v. 365, p. 440–464, January 2001.
- [256] MOTTE, F., ANDRE, P., NERI, R. The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud: wide-field millimeter continuum mapping. **Astronomy and Astrophysics**, v. 336, p. 150–172, August 1998.
- [257] MOUSCHOVIAS, T.C. A connection between the rate of rotation of interstellar clouds, magnetic fields, ambipolar diffusion, and the periods of binary stars. **Astrophysical Journal**, v. 211, p. 147–151, January 1977.
- [258] MOUSCHOVIAS, T.C. Cosmic Magnetism and the Basic Physics of the Early Stages of Star Formation. In: NATO ASIC PROC. 342: THE PHYSICS OF STAR FORMATION AND EARLY STELLAR EVOLUTION, Lada, C. J., Kylafis, N. D., editores, p. 61, 1991.
- [259] MOUSCHOVIAS, T.C. **Magnetic braking, ambipolar diffusion, interstellar dust, and the formation of protostars: axisymmetric simulations.**: 1994.
- [260] MOUSCHOVIAS, T.C., CIOLEK, G.E. **Magnetic Fields and Star Formation: A Theory Reaching Adulthood:** 1999.
- [261] MULLAN, D.J., MACDONALD, J. Are Magnetically Active Low-Mass M Dwarfs Completely Convective? **Astrophysical Journal**, v. 559, p. 353–371, September 2001.

- [262] MUNDY, L.G. Observations of circumstellar disks and infall. In: AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS CONFERENCE SERIES, Holt, S. S., Mundy, L. G., editores, v. 393 of **American Institute of Physics Conference Series**, p. 63–71, February 1997.
- [263] MURAKAMI, H., BABA, H., BARTHEL, P., CLEMENTS, D. L., COHEN, M., DOI, Y., ENYA, K., FIGUEREDO, E., FUJISHIRO, N., FUJIWARA, H., FUJIWARA, M., GARCIA-LARIO, P., GOTO, T., HASEGAWA, S., HIBI, Y., HIRAO, T., HIROMOTO, N., HONG, S. S., IMAI, K., ISHIGAKI, M., ISHIGURO, M., ISHIHARA, D., ITA, Y., JEONG, W.-S., JEONG, K. S., KANEDA, H., KATAZA, H., KAWADA, M., KAWAI, T., KAWAMURA, A., KESSLER, M. F., KESTER, D., KII, T., KIM, D. C., KIM, W., KOBAYASHI, H., KOO, B. C., KWON, S. M., LEE, H. M., LORENTE, R., MAKIUTI, S., MATSUHARA, H., MATSUMOTO, T., MATSUO, H., MATSUURA, S., MÜLLER, T. G., MURAKAMI, N., NAGATA, H., NAKAGAWA, T., NAOI, T., NARITA, M., NODA, M., OH, S. H., OHNISHI, A., OHYAMA, Y., OKADA, Y., OKUDA, H., OLIVER, S., ONAKA, T., OOTSUBO, T., OYABU, S., PAK, S., PARK, Y.-S., PEARSON, C. P., ROWAN-ROBINSON, M., SAITO, T., SAKON, I., SALAMA, A., SATO, S., SAVAGE, R. S., SERJEANT, S., SHIBAI, H., SHIRAHATA, M., SOHN, J., SUZUKI, T., TAKAGI, T., TAKAHASHI, H., TANABÉ, T., TAKEUCHI, T. T., TAKITA, S., THOMSON, M., UEMIZU, K., UENO, M., USUI, F., VERDUGO, E., WADA, T., WANG, L., WATABE, T., WATARAI, H., WHITE, G. J., YAMAMURA, I., YAMAUCHI, C., YASUDA, A. The Infrared Astronomical Mission AKARI. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 59, p. 369, October 2007.
- [264] MUZEROLLE, J., ALLEN, L. E., MEGEATH, S. T., HERNÁNDEZ, J., GUTERMUTH, R. A. A Spitzer Census of Transitional Protoplanetary Disks with AU-scale Inner Holes. **Astrophysical Journal**, v. 708, p. 1107–1118, January 2010.
- [265] MUZEROLLE, J., CALVET, N., HARTMANN, L. Magnetospheric Accretion Models for the Hydrogen Emission Lines of T Tauri Stars. **Astrophysical Journal**, v. 492, p. 743–753, January 1998.
- [266] MYERS, P.C. Dense cores in dark clouds. III - Subsonic turbulence. **Astrophysical Journal**, v. 270, p. 105–118, July 1983.

- [267] MYERS, P.C. **Molecular cloud cores**: 1985.
- [268] MYERS, P.C. Star Forming Molecular Clouds. In: MOLECULAR CLOUDS AND STAR FORMATION, Yuan, C., You, J.-H., editores, p. 47, 1995.
- [269] MYERS, P.C. Physical Conditions in Nearby Molecular Clouds. In: NATO ASIC PROC. 540: THE ORIGIN OF STARS AND PLANETARY SYSTEMS, Lada, C. J., Kylafis, N. D., editores, p. 67, 1999.
- [270] MYERS, P.C., GOODMAN, A.A. Magnetic molecular clouds - Indirect evidence for magnetic support and ambipolar diffusion. **Astrophysical Journal**, v. 329, p. 392–405, June 1988.
- [271] MYERS, P.C., LAZARIAN, A. Turbulent Cooling Flows in Molecular Clouds. **Astrophysical Journal Letters**, v. 507, p. L157–L160, November 1998.
- [272] NAKAMURA, F., HANAWA, T., NAKANO, T. Fragmentation of filamentary molecular clouds with longitudinal and helical magnetic fields. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 45, p. 551–566, August 1993.
- [273] NAKAMURA, F., HANAWA, T., NAKANO, T. Fragmentation of filamentary molecular clouds with longitudinal magnetic fields: Formation of disks and their collapse. **Astrophysical Journal**, v. 444, p. 770–786, May 1995.
- [274] NAKAMURA, F., MATSUMOTO, T., HANAWA, T., TOMISAKA, K. Gravitational Collapse of Isothermal Magnetized Clouds: The Universality of Self-similar Collapse. **Astrophysical Journal**, v. 510, p. 274–290, January 1999.
- [275] NAKAMURA, T. Gravitational Instability of Rotating Gaseous Disks with Magnetic Field. II —Dispersion Relation—. **Progress of Theoretical Physics**, v. 71, p. 212–214, January 1984.
- [276] NAKANO, T. Contraction of magnetic interstellar clouds. , v. 9, p. 139–231, July 1984.
- [277] NAKANO, T., NAKAMURA, T. Gravitational Instability of Magnetized Gaseous Disks 6. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 30, p. 671–680, 1978.
- [278] NARAYANAN, D., KULESA, C. A., BOSS, A., WALKER, C. K. Molecular Line Emission from Gravitationally Unstable Protoplanetary Disks. **Astrophysical Journal**, v. 647, p. 1426–1436, August 2006.

- [279] NARITA, S., HAYASHI, C., MIYAMA, S. M. Characteristics of Collapse of Rotating Isothermal Clouds. **Progress of Theoretical Physics**, v. 72, p. 1118–1136, December 1984.
- [280] NATTA, A., GRININ, V., MANNINGS, V. Properties and Evolution of Disks around Pre-Main-Sequence Stars of Intermediate Mass. **Protostars and Planets IV**, p. 559–588, May 2000.
- [281] NEUGEBAUER, G., HABING, H. J., VAN DUINEN, R., AUMANN, H. H., BAUD, B., BEICHMAN, C. A., BEINTEMA, D. A., BOGGESS, N., CLEGG, P. E., DE JONG, T., EMERSON, J. P., GAUTIER, T. N., GILLETT, F. C., HARRIS, S., HAUSER, M. G., HOUCK, J. R., JENNINGS, R. E., LOW, F. J., MARSDEN, P. L., MILEY, G., OLNON, F. M., POTTASCH, S. R., RAIMOND, E., ROWAN-ROBINSON, M., SOIFER, B. T., WALKER, R. G., WESSELIUS, P. R., YOUNG, E. The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission. **Astrophysical Journal Letters**, v. 278, p. L1–L6, March 1984.
- [282] NORDLUND, Å., PADOAN, P. Star Formation and the Initial Mass Function. In: **TURBULENCE AND MAGNETIC FIELDS IN ASTROPHYSICS**, Falgarone, E., Passot, T., editores, v. 614 of , p. 271–298, 2003.
- [283] NORMAN, M.L., WILSON, J.R., BARTON, R. T. A new calculation on rotating protostar collapse. **Astrophysical Journal**, v. 239, August 1980.
- [284] OGINO, S., TOMISAKA, K., NAKAMURA, F. Gravitational Collapse of Spherical Interstellar Clouds. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 51, p. 637, October 1999.
- [285] OSSENKOPF, V., HENNING, T. Dust opacities for protostellar cores. **Astronomy and Astrophysics**, v. 291, p. 943–959, November 1994.
- [286] OSTRIKER, E.C., GAMMIE, C.F., STONE, J. M. Kinetic and Structural Evolution of Self-gravitating, Magnetized Clouds: 2.5-dimensional Simulations of Decaying Turbulence. **Astrophysical Journal**, v. 513, p. 259–274, March 1999.
- [287] OSTRIKER, E.C., STONE, J.M., GAMMIE, C.F. Density, Velocity, and Magnetic Field Structure in Turbulent Molecular Cloud Models. **Astrophysical Journal**, v. 546, p. 980–1005, January 2001.

- [288] OWEN, J. E., ERCOLANO, B., CLARKE, C. J., ALEXANDER, R. D. Radiation-hydrodynamic models of X-ray and EUV photoevaporating protoplanetary discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 401, p. 1415–1428, January 2010.
- [289] PACHOLCZYK, A.G. On the Gravitational Instability of some Magneto-Hydrodynamical Systems of Astrophysical Interest. Part II. , v. 13, p. 1–29, 1963.
- [290] PADGETT, D. L., BRANDNER, W., STAPELFELDT, K. R., STROM, S. E., TEREBEY, S., KOERNER, D. HUBBLE SPACE TELESCOPE/NICMOS Imaging of Disks and Envelopes around Very Young Stars. **Astronomical Journal**, v. 117, p. 1490–1504, March 1999.
- [291] PADGETT, D. L., CIEZA, L., STAPELFELDT, K. R., EVANS, N. J., II, KOERNER, D., SARGENT, A., FUKAGAWA, M., VAN DISHOECK, E. F., AUGEREAU, J.-C., ALLEN, L., BLAKE, G., BROOKE, T., CHAPMAN, N., HARVEY, P., PORRAS, A., LAI, S.-P., MUNDY, L., MYERS, P. C., SPIESMAN, W., WAHHAJ, Z. The SPITZER c2d Survey of Weak-Line T Tauri Stars. I. Initial Results. **Astrophysical Journal**, v. 645, p. 1283–1296, July 2006.
- [292] PADOAN, P., JUVELA, M., GOODMAN, A.A., NORDLUND, Å. The Turbulent Shock Origin of Proto-Stellar Cores. **Astrophysical Journal**, v. 553, p. 227–234, May 2001.
- [293] PALLA, F., STAHLER, S.W. Star Formation in the Orion Nebula Cluster. **Astrophysical Journal**, v. 525, p. 772–783, November 1999.
- [294] PALLA, F., STAHLER, S.W. Star Formation in Space and Time: Taurus-Auriga. **Astrophysical Journal**, v. 581, p. 1194–1203, December 2002.
- [295] PANIĆ, O., HOGERHEIJDE, M. R. Characterising discs around Herbig Ae/Be stars through modelling of low-J ^{12}CO lines. **Astronomy and Astrophysics**, v. 508, p. 707–716, December 2009.
- [296] PENSTON, M.V. Dynamics of self-gravitating gaseous spheres-III. Analytical results in the free-fall of isothermal cases. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 144, p. 425, 1969.

- [297] PERES, G., ORLANDO, S., REALE, F., ROSNER, R. The Distribution of the Emission Measure, and of the Heating Budget, among the Loops in the Corona. **Astrophysical Journal**, v. 563, p. 1045–1054, December 2001.
- [298] PFLAMM-ALTENBURG, J., KROUPA, P. The two-step ejection of massive stars and the issue of their formation in isolation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 404, p. 1564–1568, May 2010.
- [299] PIÉTU, V., GUILLOTEAU, S., DUTREY, A. Sub-arcsec imaging of the AB Aur molecular disk and envelope at millimeter wavelengths: a non Keplerian disk. **Astronomy and Astrophysics**, v. 443, p. 945–954, December 2005.
- [300] POLLACK, J. B., HOLLENBACH, D., BECKWITH, S., SIMONELLI, D. P., ROUSH, T., FONG, W. Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks. **Astrophysical Journal**, v. 421, p. 615–639, February 1994.
- [301] PRASAD, S.S., TARAFDAR, S.P., VILLERE, K.R., HUNTRESS, W.T., JR. Chemical evolution of molecular clouds. In: INTERSTELLAR PROCESSES, Hollenbach, D. J., Thronson, H. A., Jr., editores, v. 134 of **Astrophysics and Space Science Library**, p. 631–666, 1987.
- [302] PREIBISCH, T., ZINNECKER, H. The History of Low-Mass Star Formation in the Upper Scorpius OB Association. **Astronomical Journal**, v. 117, p. 2381–2397, May 1999.
- [303] REALE, F., BETTA, R., PERES, G., SERIO, S., MCTIERNAN, J. Determination of the length of coronal loops from the decay of X-ray flares I. Solar flares observed with YOHKOH SXT. **Astronomy and Astrophysics**, v. 325, p. 782–790, September 1997.
- [304] ROBITAILLE, T. P., MEADE, M. R., BABLER, B. L., WHITNEY, B. A., JOHNSTON, K. G., INDEBETOUW, R., COHEN, M., POVICH, M. S., SEWILO, M., BENJAMIN, R. A., CHURCHWELL, E. Intrinsically Red Sources Observed by Spitzer in the Galactic Midplane. **Astronomical Journal**, v. 136, p. 2413–2440, December 2008.
- [305] RUOPPO, A., MARCONI, M., MARQUES, J. P., MONTEIRO, CHRISTENSEN-DALSGAARD J., M.J.P.F.G., PALLA, F., RIPEPI, V. A

theoretical approach for the interpretation of pulsating PMS intermediate-mass stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 466, p. 261–268, April 2007.

- [306] SAIGO, K., HANAWA, T. Similarity Solution for Formation of a Circumstellar Disk through the Collapse of a Flattened Rotating Cloud. **Astrophysical Journal**, v. 493, p. 342, January 1998.
- [307] SAIGO, K., MATSUMOTO, T., HANAWA, T. Collapse of Rotating Gas Clouds and Formation of Protostellar Disks: Effects of Temperature Change during Collapse. **Astrophysical Journal**, v. 531, p. 971–987, March 2000.
- [308] SALPETER, E. E. A Generalist Looks Back. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 40, p. 1–25, 2002.
- [309] SALPETER, E.E. The Luminosity Function and Stellar Evolution. **Astrophysical Journal**, v. 121, p. 161, January 1955.
- [310] SAUMON, D., BERGERON, P., LUNINE, J.I., HUBBARD, W.B., BURROWS, A. Cool zero-metallicity stellar atmospheres. **Astrophysical Journal**, v. 424, p. 333–344, March 1994.
- [311] SCALO, J.M. Fragmentation and hierarchical structure in the interstellar medium. In: **PROTOSTARS AND PLANETS II**, Black, D. C., Matthews, M. S., editores, p. 201–296, 1985.
- [312] SCALO, J.M. Theoretical approaches to interstellar turbulence. In: **INTERSTELLAR PROCESSES**, Hollenbach, D. J., Thronson, H. A., Jr., editores, v. 134 of **Astrophysics and Space Science Library**, p. 349–392, 1987.
- [313] SCHNEIDER, S., ELMEGREEN, B.G. A catalog of dark globular filaments. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 41, p. 87–95, September 1979.
- [314] SCHOLZ, A., JAYAWARDHANA, R., WOOD, K. Exploring Brown Dwarf Disks: A 1.3 mm Survey in Taurus. **Astrophysical Journal**, v. 645, p. 1498–1508, July 2006.
- [315] SHU, F., NAJITA, J., GALLI, D., OSTRIKER, E., LIZANO, S. The collapse of clouds and the formation and evolution of stars and disks. In: **PROTOSTARS AND PLANETS III**, Levy, E. H., Lunine, J. I., editores, p. 3–45, 1993.

- [316] SHU, F. H. Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. **Astrophysical Journal**, v. 214, p. 488–497, June 1977.
- [317] SHU, F. H., ALLEN, A., SHANG, H., OSTRICKER, E.C., LI, Z.-Y. Low-Mass Star Formation: Theory. In: NATO ASIC PROC. 540: THE ORIGIN OF STARS AND PLANETARY SYSTEMS, Lada, C. J., Kylafis, N. D., editores, p. 193, 1999.
- [318] SHU, F.H., ADAMS, F.C., LIZANO, S. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 25, p. 23–81, 1987.
- [319] SIESS, L., DUFOUR, E., FORESTINI, M. An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 358, p. 593–599, June 2000.
- [320] SIMON, M. Clustering of Young Stars in Taurus, Ophiuchus, and the Orion Trapezium. **Astrophysical Journal Letters**, v. 482, p. L81, June 1997.
- [321] SIMON, R. Gravitational instability in the isothermal stratified nebula. **Annales d’Astrophysique**, v. 28, p. 40, February 1965.
- [322] SKRUTSKIE, M. F., DUTKEVITCH, D., STROM, S. E., EDWARDS, S., STROM, K. M., SHURE, M. A. A sensitive 10-micron search for emission arising from circumstellar dust associated with solar-type pre-main-sequence stars. **Astronomical Journal**, v. 99, p. 1187–1195, April 1990.
- [323] SMITH, B. J., STRUCK, C., NOWAK, M. A. Chandra X-Ray Imaging of the Interacting Starburst Galaxy System NGC 7714/7715: Tidal Ultraluminous X-Ray Sources, Emergent Wind, and Resolved H II Regions. **Astronomical Journal**, v. 129, p. 1350–1368, March 2005.
- [324] SOLOMON, P.M., SANDERS, D. B. **Star formation in a galactic context - The location and properties of molecular clouds:** 1985.
- [325] SPITZER, L. **Diffuse matter in space:** 1968.
- [326] SPITZER, L. **Physical processes in the interstellar medium:** 1978.
- [327] STAHLER, S.W. The cyanopolyynes as a chemical clock for molecular clouds. **Astrophysical Journal**, v. 281, p. 209–218, June 1984.

- [328] STAHLER, S.W. Early stellar evolution. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 106, p. 337–343, April 1994.
- [329] STAHLER, S.W. Protostars and Their Disks. In: STAR FORMATION FROM THE SMALL TO THE LARGE SCALE, Favata, F., Kaas, A., Wilson, A., editores, v. 445 of **ESA Special Publication**, p. 133, 2000.
- [330] STAPELFELDT, K. R., KRIST, J. E., MÉNARD, F., BOUVIER, J., PADGETT, D. L., BURROWS, C. J. An Edge-On Circumstellar Disk in the Young Binary System HK Tauri. **Astrophysical Journal Letters**, v. 502, p. L65–L69, July 1998.
- [331] STASSUN, K.G., HEBB, L., LÓPEZ-MORALES, M., PRŠA, A. Eclipsing binary stars as tests of stellar evolutionary models and stellar ages. In: IAU SYMPOSIUM, Mamajek, E. E., Soderblom, D. R., Wyse, R. F. G., editores, v. 258 of **IAU Symposium**, p. 161–170, June 2009.
- [332] STEVENS, I.R. Book Review: Selected works of Yakov Borisovich Zeldovich, Vol. I: Chemical physics and hydrodynamics / Princeton U Press, 1992. **The Observatory**, v. 113, p. 221, August 1993.
- [333] STODÓLKIEWICZ, J.S. On the Gravitational Instability of Some Magneto-Hydrodynamical Systems of Astrophysical Interest. Part III. , v. 13, p. 30–54, 1963.
- [334] STONE, J.M., OSTRIKER, E.C., GAMMIE, C.F. Dissipation in Compressible Magnetohydrodynamic Turbulence. **Astrophysical Journal Letters**, v. 508, p. L99–L102, November 1998.
- [335] STUTZKI, J., BENSCH, F., HEITHAUSEN, A., OSSENKOPF, V., ZIELINSKY, M. On the fractal structure of molecular clouds. **Astronomy and Astrophysics**, v. 336, p. 697–720, August 1998.
- [336] SURAN, M., GOUPIL, M., BAGLIN, A., LEBRETON, Y., CATALA, C. Comparative seismology of pre- and main sequence stars in the instability strip. **Astronomy and Astrophysics**, v. 372, p. 233–240, June 2001.
- [337] SZHUCS, L., APAI, D., PASCUCCI, I., DULLEMOND, C. P. Stellar-mass-dependent Disk Structure in Coeval Planet-forming Disks. **Astrophysical Journal**, v. 720, p. 1668–1673, September 2010.

- [338] TENORIO TAGLE, G., YORKE, H. W., BODENHEIMER, P. The gas dynamics of H II regions. III - The components of the galactic extended low density H II region. **Astronomy and Astrophysics**, v. 80, p. 110–118, November 1979.
- [339] TEREBEY, S., SHU, F.H., CASSEN, P. The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds. **Astrophysical Journal**, v. 286, p. 529–551, November 1984.
- [340] TESTI, L., SARGENT, A. I. Star Formation in Clusters: A Survey of Compact Millimeter-Wave Sources in the Serpens Core. **Astrophysical Journal Letters**, v. 508, p. L91–L94, November 1998.
- [341] TESTI, L., SARGENT, A.I., OLMI, L., ONELLO, J.S. Star Formation in Clusters: Early Subclustering in the Serpens Core. **Astrophysical Journal Letters**, v. 540, p. L53–L56, September 2000.
- [342] TIELENS, A. G. G. M. Interstellar Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Molecules. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 46, p. 289–337, September 2008.
- [343] TOHLINE, J.E. Ring formation in rotating protostellar clouds. **Astrophysical Journal**, v. 236, p. 160–171, February 1980.
- [344] TOHLINE, J.E. Hydrodynamic collapse. , v. 8, p. 1–81, 1982.
- [345] TOMISAKA, K. Collapse and Fragmentation of Cylindrical Magnetized Clouds: Simulation with Nested Grid Scheme. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 48, p. 701–717, October 1996.
- [346] TOOMRE, A. **What amplifies the spirals**: 1981.
- [347] TOOMRE, A. Some flattened isothermal models of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 259, p. 535–543, August 1982.
- [348] VAN DISHOECK, E.F., BLAKE, G. A. Chemical Evolution of Star-Forming Regions. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 36, p. 317–368, 1998.
- [349] VAZQUEZSEMADENI, E., OSTRIKER, E.C., PASSOT, GAMMIE C.F., T., STONE, J.M. Compressible MHD Turbulence: Implications for Molecular Cloud and Star Formation. **Protostars and Planets IV**, p. 3, May 2000.

- [350] VICENTE, S. M., ALVES, J. Size distribution of circumstellar disks in the Trapezium cluster. **Astronomy and Astrophysics**, v. 441, p. 195–205, October 2005.
- [351] VISSER, A. E., RICHER, J. S., CHANDLER, C. J. Completion of a SCUBA Survey of Lynds Dark Clouds and Implications for Low-mass Star Formation. **Astronomical Journal**, v. 124, p. 2756–2789, November 2002.
- [352] VOROBYOV, E. I., BASU, S. The Burst Mode of Accretion and Disk Fragmentation in the Early Embedded Stages of Star Formation. **Astrophysical Journal**, v. 719, p. 1896–1911, August 2010.
- [353] WAHHAJ, Z., CIEZA, L., KOERNER, D. W., STAPELFELDT, K. R., PADGETT, D. L., CASE, A., KELLER, J. R., MERÍN, B., EVANS, N. J., II, HARVEY, P., SARGENT, A., VAN DISHOECK, E. F., ALLEN, L., BLAKE, G., BROOKE, T., CHAPMAN, N., MUNDY, L., MYERS, P. C. The Spitzer c2d Survey of Weak-line T Tauri Stars. III. The Transition from Primordial Disks to Debris Disks. **Astrophysical Journal**, v. 724, p. 835–854, December 2010.
- [354] WALKER, M. F. Studies of Extremely Young Clusters. III. IC 5146. **Astrophysical Journal**, v. 130, p. 57, July 1959.
- [355] WARD-THOMPSON, D. Isolated Star Formation: From Cloud Formation to Core Collapse. **Science**, v. 295, p. 76–81, January 2002.
- [356] WEIDENSCHILLING, S. J. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 180, p. 57–70, July 1977.
- [357] WEIDNER, C., KROUPA, P., BONNELL, I.A.D. The relation between the most-massive star and its parental star cluster mass. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 401, p. 275–293, January 2010.
- [358] WERNER, M. W., ROELLIG, T. L., LOW, G. H., F. J. AND RIEKE, RIEKE, M., HOFFMANN, E., W. F. AND YOUNG, HOUCK, J. R., BRANDL, B., FAZIO, G. G., HORA, J. L., GEHRZ, R. D., HELOU, G., SOIFER, B. T., STAUFFER, J., KEENE, J., EISENHARDT, P., GALLAGHER, D., GAUTIER, T. N., IRACE, W., LAWRENCE, C. R., SIMMONS, L., VAN CLEVE, J. E., JURA, M., WRIGHT, , L., E., CRUIKSHANK, D. P. The Spitzer Space

Telescope Mission. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, p. 1–9, September 2004.

- [359] WHITNEY, B. A., WOOD, K., BJORKMAN, J. E., COHEN, M. Two-dimensional Radiative Transfer in Protostellar Envelopes. II. An Evolutionary Sequence. **Astrophysical Journal**, v. 598, p. 1079–1099, December 2003.
- [360] WHITWORTH, A.P., BHATTAL, A.S., FRANCIS, N., WATKINS, S.J. Star formation and the singular isothermal sphere. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 283, p. 1061–1070, December 1996.
- [361] WHITWORTH, A.P., BOFFIN, H.M.J., FRANCIS, N. Gas cooling by dust during dynamical fragmentation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 299, p. 554–561, September 1998.
- [362] WILLIAMS, J.P., BLITZ, L., MCKEE, C. F. The Structure and Evolution of Molecular Clouds: from Clumps to Cores to the IMF. **Protostars and Planets IV**, p. 97, May 2000.
- [363] WINKLER, K.-H. A., NEWMAN, M. J. Formation of solar-type stars in spherical symmetry. I - The key role of the accretion shock. **Astrophysical Journal**, v. 236, p. 201–211, February 1980a.
- [364] WINKLER, K.H.A., NEWMAN, M.J. Formation of solar-type stars in spherical symmetry. II - Effects of detailed constitutive relations. **Astrophysical Journal**, v. 238, p. 311–325, May 1980b.
- [365] WOLF, M. Remarkable nebula in Cygnus. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 64, p. 838, June 1904.
- [366] WOLF, S., D'ANGELO, G. On the Observability of Giant Protoplanets in Circumstellar Disks. **Astrophysical Journal**, v. 619, p. 1114–1122, February 2005.
- [367] WOLK, S. J., WALTER, F. M. A Search for Protoplanetary Disks Around Naked T Tauri Stars. **Astronomical Journal**, v. 111, p. 2066, May 1996.
- [368] WUCHTERL, G., TSCHARNUTER, W. M. From clouds to stars. Protostellar collapse and the evolution to the pre-main sequence I. Equations and evolution in the Hertzsprung-Russell diagram. **Astronomy and Astrophysics**, v. 398, p. 1081–1090, February 2003.

- [369] WYATT, M. C. Evolution of Debris Disks. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 46, p. 339–383, September 2008.
- [370] YORKE, H. W., BODENHEIMER, P., LAUGHLIN, G. Protostellar disk formation and early evolution. In: **STAR FORMATION, GALAXIES AND THE INTERSTELLAR MEDIUM**, Franco, J., Ferrini, F., Tenorio-Tagle, G., editores, p. 127, 1993.
- [371] YOUNG, C. H., SHIRLEY, Y. L., EVANS, N. J., II, RAWLINGS, J. M. C. Tracing the Mass during Low-Mass Star Formation. IV. Observations and Modeling of the Submillimeter Continuum Emission from Class I Protostars. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 145, p. 111–145, March 2003.
- [372] ZHU, Z., HARTMANN, L., GAMMIE, C., MCKINNEY, J. C. Two-dimensional Simulations of FU Orionis Disk Outbursts. **Astrophysical Journal**, v. 701, p. 620–634, August 2009.
- [373] ZINNECKER, H., YORKE, H. W. Toward Understanding Massive Star Formation. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 45, p. 481–563, September 2007.