Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Universidade de São Paulo

Diego Antonio Falceta Gonçalves

Plasmas Empoeirados: Ventos Estelares e o Meio Interestelar

São Paulo
2005

Livros Grátis

http://www.livrosgratis.com.br

Milhares de livros grátis para download.

Diego Antonio Falceta Gonçalves

Plasmas Empoeirados: Ventos Estelares e o Meio Interestelar

Tese apresentada ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área: Astronomia

Orientação: Prof. Dra. Vera Jatenco Silva Pereira

São Paulo
2005

Agradecimentos

Desde minha infância muitas pessoas me incentivaram em toda essa busca pelo entendimento da Natureza. Desde o primeiro livro de Astronomia que ganhei do meu tio Walter quando tinha apenas 5 anos, até o telescópio refletor de 15cm, dado pelos meus pais na adolescência. Na graduação, por obra do acaso, em busca de estudos no Tokamak do IFUSP vim a conhecer o trabalho do grupo de plasmas astrofísicos do IAG. Neste momento fui extremamente bem recebido pela Profa. Dra. Vera Jatenco Silva Pereira, e com ela tenho trabalhado até hoje, e à quem sou demasiadamente grato. Durante todos os quatro anos em que trabalhei nesta tese também tive apoio incondicional da minha família. Minha companheira Luciana, minha mãe Maria Ângela, meu pai Antonio, meus irmãos Daniela e Márcio, o tio Walter, a avó Maria (*in memoriam*), os amigos Tadeu e Guilherme, e muitos outros. Dentro do próprio departamento de Astronomia do IAG-USP pude sempre contar com a ajuda e a amizade de Gustavo, Alexandre, Aline, Profa. Dra. Zulema Abraham, Profa. Dra. Elisabete Maria de Gouveia Dal Pino, Marina, e todos aqueles que me cercaram. Por fim, agradeço também ao Departamento de Astronomia do IAG-USP por me permitir desenvolver este trabalho com toda a infra-estrutura necessária e ao CNPq pelo apoio financeiro (processo no. 140357/2001-7).

"Do pó viemos,
ao pó retornaremos."

Eclesiastes 3:20

Preceito divino, enunciando o teorema de conservação da massa e a teoria de retorno de matéria sólida ao meio interestelar, sem intenção.

Resumo

Neste trabalho primeiramente estudamos os efeitos na propagação de ondas de Alfvén em plasmas empoeirados encontrados em inúmeros ambientes astrofísicos. A relação de dispersão da onda é modificada apresentando novos mecanismos de amortecimento. Há na literatura dados observacionais que indicam a existência de condições para crescimento de partículas de poeira na base da atmosfera de estrelas gigantes e supergigantes frias. Construímos um modelo de perda de massa para essas estrelas no qual mostramos que um fluxo de ondas de Alfvén, amortecido pela presença de poeira, pode contribuir para a geração de um vento de baixa velocidade e alta taxa de perda de massa, de acordo com as observações. Já no caso de estrelas quentes, mostramos como é possível obter as condições ideais para formação e crescimento destas partículas em um modelo de colisão de ventos em sistemas binários. A partir deste modelo, é possível explicar as altas emissões em raios-X observadas, além do crescimento de grãos no pós-choque. Aplicando a idéia ao sistema binário de η Carinae, o modelo permite a determinação dos parâmetros orbitais do sistema. A poeira contida nos ventos estelares é então ejetada para o meio interestelar. Através de um cálculo semi-empírico determinamos a importância de cada intervalo de massa estelar, em cada etapa evolutiva, no retorno de material sólido ao MI. Em regiões de formação estelar investigamos como as ondas de Alfvén, amortecidas pela presença de poeira, influenciam a estabilidade de nuvens moleculares. Em oposição às teorias encontradas na literatura, mostramos que uma nuvem molecular anã, suportada apenas por pressão magnética, não pode ser dinamicamente estável.

Abstract

In this work, we firstly discuss the propagation of Alfvén waves in dusty plasmas found in several astrophysical environments. The wave dispersion relation is modified giving rise to new damping mechanisms. There are in the literature observational data indicating the presence of dust near the surface of cool giant and supergiant stars. We developed a stellar mass loss model where we show that a flux of Alfvén waves, damped by the dust presence, can generate a low velocity and high mass loss rate wind, in agreement with the observations. In the case of hot stars we show how it is possible to obtain the special conditions for dust growth in a wind collision model of massive binary systems. For this model it is possible to explain both, the high X-rays emissions and dust growth at the post-shock phase. Applying the idea to the η Carinae binary system, the model allows the determination of the system orbital and the stellar wind parameters. The stellar wind´s dust is then ejected to the interstellar medium. In a semi-empirical calculation we showed the importance of each stellar mass, at each evolutionary phase, on the dust feedback of the ISM. For star formation regions, we investigate the role of Alfvén waves, damped by the dust presence, on the stability of the molecular clouds. In despite of the works found in the literature, we showed that a dwarf molecular cloud, magnetically supported only, is unstable.

Índice

Lista de Figuras **viii**

Lista de Tabelas **x**

Constantes utilizadas **xi**

Apresentação **1**

1 Introdução à Física de Plasmas Empoeirados **4**

1.1 Introdução 4

1.2 Descrição de um Plasma Magnetizado 4

1.2.1 Descrição Cinética e Aproximação de Fluidos 5

1.2.2 Ondas de Alfvén 8

1.2.3 Amortecimento das Ondas de Alfvén 10

1.3 Presença de Partículas de Poeira 12

1.3.1 Amortecimento Cíclotron da Poeira 13

1.3.2 Distribuição de tamanho dos grãos 14

2 Ventos de Estrelas Supergigantes Late-Type **19**

2.1 Introdução 19

2.2 Grãos em Envoltórios Estelares 20

2.3 Mecanismos de Aceleração de Ventos 23

2.3.1 Pressão de Radiação sobre Grãos 23

2.3.2 Ondas de Alfvén 27

2.4 O Modelo 28
2.4.1 Equações do Vento 29
2.5 Resultados 32
2.5.1 Estrela Supergigante K5 32
2.5.2 Aplicação à α **Orionis** (Betelgeuse) 36
2.6 Discussão 36

3 Colisão de Ventos e Poeira em Sistemas Binários Massivos 39
3.1 Introdução 39
3.2 Modelo de Colisão de Ventos 43
3.2.1 O choque entre os ventos 43
3.2.2 A Evolução do Gás no Pós-choque 46
3.3 Aplicação a η **Carinae** 51
3.3.1 Introdução 51
3.3.2 A Curva de Luz em raios-X 56
3.3.3 A Curva de Luz em Rádio 62
3.4 Discussão 71

4 A Ejeção de Poeira ao Meio Interestelar 73
4.1 Introdução 73
4.2 Modelo Semi-Empírico 77
4.2.1 Evolução Estelar 80
4.2.2 Funções de Distribuição de Massa 80
4.3 Resultados 84

5 A Estabilidade de Nuvens Moleculares Magnetizadas 87
5.1 Introdução 87
5.2 O Modelo 89
5.3 Resultados 92
5.3.1 Suporte Alfvênico sem amortecimento 92
5.3.2 Suporte Alfvênico com Amortecimento 92

5.4 Conclusões 97

6 Conclusão e Perspectivas **98**

Referências **102**

Lista de Figuras

1.1 Relação de Dispersão de ondas de Alfvén para amortecimento cíclotron da poeira 17
2.1 Limite de Eddington para a poeira no Diagrama HR 26
2.2 Geometria das Linhas de Campo Magnético no Sol 29
2.3 Perfil de temperatura em α Ori 30
2.4 Comprimento de Amortecimento das Ondas 33
2.5 Perfil de Velocidade do Vento de uma Estrela K5 35
2.6 Perfis de Velocidade e Densidade do Vento de $\alpha\ Ori$ 37
3.1 Fluxos em IR ($1 - 20\ \mu m$) de WR137 40
3.2 Observações multi-temporais de WR140 em $2,2\ \mu m$ 41
3.3 Esquema da camada de choque em um sistema binário 44
3.4 Evolução temporal da temperatura após o choque 48
3.5 Estrutura do gás após o resfriamento no pós-choque 50
3.6 A estrela $\eta\ Car$ no visível e em rádio 52
3.7 A curva de luz observada em raios-X de $2 - 10 KeV$ 54
3.8 Ilustração da órbita de $\eta\ Car$ e a cauda de matéria 55
3.9 Densidade colunar da camada de gás em $\eta\ Car$ 57
3.10 Curvas de luz teóricas em raio-X variando parâmetros orbitais 59
3.11 Curvas de luz teóricas em raio-X variando a taxa de perda de massa . . . 61
3.12 Curvas de luz observada em 7 mm e 1,3 mm 63
3.13 Simulação numérica de emissão em rádio da uma superfície de choque . . 66
3.14 Ilustração do modelo orbital da superfície de choque 67

3.15 Razão entre as densidades de fluxo com relação à densidade do gás . . . 68
3.16 Observações e curva de luz teórica em 7 mm 69
3.17 Curvas de luz teóricas para 7 mm para diferentes excentricidades orbitais 70
4.1 Imagem em 850 μm de Cas A 75
4.2 Emissão em 450 μm de NGC1569 77
4.3 Taxas de perda de massa no diagrama HR 79
4.4 Trajetórias evolutivas de estrelas entre 0,8 e 120 $M_{\odot}$ 81
4.5 Contribuição relativa de cada intervalo de massa estelar na ejeção de material sólido ao meio interestelar 85
5.1 Esquema de uma nuvem molecular suportada por ondas de Alfvén 90
5.2 Perfil de densidade da nuvem com suporte Alfvênico não-amortecido . . . 93
5.3 Comprimento de amortecimento cíclotron da poeira no interior da nuvem molecular 94
5.4 Espectro de potência das ondas amortecidas para cada posição da nuvem 95
5.5 Perfil de densidade da nuvem com suporte Alfvênico amortecido 96

Lista de Tabelas

2.1 Comparação do modelo proposto com o trabalho de JPO, para $S = 5$ e $L_0 = 0,2\ r_0$ 34

3.2 Parâmetros do modelo de melhor ajuste à curva de luz em 7 mm. 70

4.3 Razão gás-grão para galáxias com alta taxa de formação estelar e alto redshift, em comparação com a Galáxia (Seaquist *et al.* 2004). 76

4.4 Funções de distribuição de massa para a Galáxia (Chabrier 2003). 83

4.5 Contribuição relativa e absoluta de material sólido para o meio interestelar para diferentes distribuições de massa da componente estelar (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2004) 85

Constantes utilizadas

Constante	**Valor**	**Significado**
σ_T	$6,65 \times 10^{-25}$ cm^2	secção de choque de Thomson
c	$3,00 \times 10^{10}$ cm s^{-1}	velocidade da luz no vácuo
e	$4,80 \times 10^{-10}$ esu	módulo da carga do elétron
G	$6,67 \times 10^{-8}$ dyn cm^2 g^{-2}	constante da gravitação de Newton
h	$6,63 \times 10^{-27}$ erg s	constante de Planck
k_B	$1,38 \times 10^{-16}$ erg K^{-1}	constante de Boltzmann
$L_\odot$	$3,83 \times 10^{33}$ erg s^{-1}	luminosidade solar
m_e	$9,11 \times 10^{-28}$ g	massa do elétron
m_H	$1,67 \times 10^{-24}$ g	massa do próton
$M_\odot$	$1,99 \times 10^{33}$ g	massa solar
$M_\odot$ ano^{-1}	$6,30 \times 10^{25}$ g s^{-1}	massa solar por ano
$R_\odot$	$6,96 \times 10^{10}$ cm	raio solar

Apresentação

A matéria visível do Universo encontra-se, em sua maioria, em um estado gasoso ionizado no qual as partículas estão acopladas eletricamente entre si e com campos eletromagnéticos externos. A essa matéria, dá-se o nome de plasma. Desta forma, quando existe um campo magnético permeando um sítio astrofísico, é extremamente importante verificar se efeitos de plasma não superam, em importância, os efeitos gravitacionais e térmicos do gás.

Outro ponto importante é que, em diversos ambientes, como núcleos de galáxias, envoltórios estelares, proto-estrelas, jatos, nuvens moleculares, cometas, anéis planetários, e até no meio intergalático, o plasma contém grande quantidade de poeira. Sabe-se que as partículas de poeira, embora se apresentem em menor quantidade que os átomos e moléculas do gás, têm grande importância na transferência radiativa e na mecânica do meio. Além disso, se estiver carregada eletricamente, pode modificar também os fenômenos eletromagnéticos do plasma, como a propagação de ondas de Alfvén.

Neste trabalho fizemos um estudo sobre a importância de partículas de poeira em alguns meios astrofísicos, bem como um estudo sobre a possibilidade de sua existência em ambientes desfavoráveis à sua formação e também no meio interestelar. No capítulo 1, apresentamos algumas das modificações que a presença dessas partículas poderia acarretar na propagação de ondas de Alfvén em um plasma empoeirado magnetizado. Pudemos demostrar que um fluxo de ondas pode ser fortemente amortecido devido à interação com grãos carregados. No capítulo 2, simulamos este resultado a fim de verificar sua importância do processo de ejeção de matéria em estrelas gigantes e supergigantes frias.

Desde meados da década de 70 acredita-se que a pressão de radiação é insuficiente para acelerar ventos de estrelas frias. Outros mecanismos têm sido propostos, sendo que ondas acústicas em estrelas variáveis e ondas magneto-hidrodinâmicas têm levado mais crédito atualmente. Isso porque a transferência de energia e momento da onda para o plasma ocorre de maneira eficiente. Como resultado fundamental de Hartmann & MacGregor (1980), ondas de Alfvén podem resultar em ventos de alta velocidade se o amortecimento da onda é suave, e ventos de baixa velocidade se o amortecimento for forte. E que a taxa de perda de massa é dependente do fluxo de energia das ondas. Como as estrelas frias apresentam ventos de baixa velocidade ($\sim 1/2$ da velocidade de escape na superfície), é importante a determinação de um mecanismo de amortecimento eficiente na base do vento. Nestes objetos, grãos podem existir nas proximidades da fotosfera, influenciando a propagação de ondas de Alfvén. Simulamos a presença destes grãos, inserindo um forte amortecimento na base do vento, e verificamos as principais consequências deste nos modelos já estabelecidos.

Entretanto, partículas de poeira não existem apenas em ventos de estrelas frias. Observações recentes de sistemas binários de estrelas massivas e quentes mostram características típicas de grandes quantidades de poeira. Embora paradoxal, demonstramos no capítulo 3 como é possível a formação de condições ideais para formação de poeira nesses objetos. Basicamente, a evolução temporal da região de choque entre os ventos de alta velocidade das estrelas resulta em um gás frio e denso. Este gás é sítio de formação de grãos, além de exercer papel importante no processo de transferência radiativa, já que apresentam alta densidade colunar. O modelo proposto de resfriamento no pós-choque induzindo o crescimento de grãos pode ser comprovado a partir da construção de curvas de luz teóricas para estes sistemas. Como principal aplicação deste modelo, tomamos a estrela η Car. Pudemos, a partir do modelo, explicar as características incomuns de suas curvas de luz em diversas bandas do espectro, bem como determinar os parâmetros orbitais do sistema. Embora em rádio e raios-X o papel da poeira na transferência radiativa seja desprezível, o ajuste às curva de luz observadas nessas bandas fornece comprovação das condições físicas do modelo, às quais se vinculam à formação de grãos nestes objetos.

A poeira presente nos ventos estelares é então ejetada ao meio interestelar. Entretanto, além dos ventos contínuos, acredita-se que supernovas também possam participar do processo de enriquecimento em grãos do meio. No capítulo 4, mostramos que, utilizando um modelo evolutivo de estrelas de massa entre $0,5 - 120\ M_{\odot}$, e uma função de distribuição de massa, é possível determinar a quantidade de matéria ejetada pelas estrelas ao longo de sua trajetória evolutiva ao meio interestelar.

Uma vez no meio interestelar, a poeira poderá influenciar, como nos ventos, por exemplo a dinâmica de nuvens em colapso. No capítulo 5 mostramos que, além da já conhecida difusão ambipolar, grãos podem influenciar o processo de sustentação magnética de uma nuvem. Inúmeros trabalhos utilizam ondas de Alfvén fracamente amortecidas para explicar a estabilidade de nuvens moleculares anãs. Entretanto, aplicando o amortecimento descrito no capítulo 1 para estes objetos, verificamos que essa estabilidade não é mais atingida.

Finalmente, no capítulo 6, apresentamos as conclusões deste trabalho bem como as perspectivas de continuidade para cada um dos tópicos desenvolvidos.

Capítulo 1

Introdução à Física de Plasmas Empoeirados

1.1 Introdução

Grande parte da matéria observada do Universo se encontra parcialmente ionizada e de tal forma que elétrons e íons estejam acoplados, denominando-se *plasma*. O acoplamento entre as partículas do plasma se caracteriza pela capacidade das mesmas em responder a flutuações de potencial elétrico em seu interior, de maneira a blindar as cargas elétricas produzindo um campo elétrico resultante nulo. No caso de uma temperatura nula a blindagem é perfeita, já que as cargas se movem apenas enquanto ainda existe potencial elétrico. Entretanto, devido aos efeitos térmicos, o movimento das partículas deixa de ser dominado pelo campo elétrico quando sua energia térmica é da ordem da energia potencial. Ao redor de uma carga, a escala de distância na qual as partículas do plasma têm energia térmica comparável à potencial é chamada *comprimento de Debye*, dada por:

$$\lambda_D = \left(\frac{k_B T}{4\pi n q^2}\right)^{1/2}. \tag{1.1}$$

Desta forma, um gás ionizado se comportará como plasma se a distância média entre as partículas (d) for muito menor que a escala de Debye ($d << \lambda_D$). Normalmente, considerando plasmas convencionais de elétrons e íons, essa condição é satisfeita em todos os sistemas astrofísicos.

1.2 Descrição de um Plasma Magnetizado

Uma partícula, de massa m e carga q, se movendo com velocidade $\vec{v}$ sob a ação de um campo elétrico $\vec{E}$ em uma região do espaço permeada por um campo magnético externo

$\vec{B}_0$, sofre a ação de uma força eletromagnética dada pela equação de Lorentz:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \tag{1.2}$$

Como resultado, a partícula gira em torno das linhas de campo magnético em uma trajetória de raio:

$$r_L = \frac{mv_\perp c}{|q|B_0}, \tag{1.3}$$

conhecido como *raio de Larmor*, e com uma freqüência:

$$\Omega = \frac{|q|B_0}{mc}, \tag{1.4}$$

conhecida como *freqüência cíclotron*.

Em um gás, ou plasma, temos inúmeras partículas sofrendo interações colisionais e a ação de campos elétrico e magnético. Determinar o comportamento individual de cada partícula torna o problema impossível de ser tratado. Uma maneira mais simples de resolver a interação entre as partículas, e também delas com os campos elétrico e magnético, é utilizar a abordagem estatística, ou mais conhecida como teoria cinética, na qual a cinemática de todas as partículas de uma dada espécie pode ser considerada como uma única função de distribuição.

1.2.1 Descrição Cinética e Aproximação de Fluidos

Na teoria cinética afirma-se que as grandezas físicas do gás como um todo podem ser descritas por apenas 3 variáveis de dimensão, mais 3 variáveis de momento. Cada espécie de partículas tem sua equação de movimento dada pela equação de Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{\nabla} f + \frac{\overrightarrow{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \overrightarrow{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{col}, \tag{1.5}$$

onde $f = f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ é a uma função distribuição da espécie considerada. O termo do segundo membro caracteriza a variação temporal da distribuição devido às interações colisionais. No caso de um plasma não-colisional imerso em um campo magnético, $\vec{F}$

pode ser substituída pela força de Lorentz, reduzindo a equação (1.5) na equação de Vlasov:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{\nabla} f + \frac{q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \overrightarrow{v}} = 0. \tag{1.6}$$

Entretanto, normalmente em Astrofísica, os modelos não necessitam de tantos detalhes já que pelas observações ficamos limitados à determinação das propriedades do plasma como um todo, como as médias das grandezas físicas, por exemplo. Um modelo utilizando a teoria cinética descreve muito mais física que podemos interpretar a partir dos dados disponíveis. Desta forma, podemos utilizar uma teoria mais simples, a aproximação de plasma como um *fluido condutor*. A aproximação de fluidos é válida quando a distância média entre as partículas (d) e o tamanho de Debye (λ_D) são muito menores que a escala de tamanho a ser considerada no problema ($L >> \lambda_D$ e $L >> d$), o que normalmente ocorre em Astrofísica.

Na teoria de fluidos as relações entre as grandezas físicas macroscópicas (observáveis) são dadas por momentos da equação (1.5). A conservação da massa é dada tomando o primeiro momento:

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d\overrightarrow{v} + \int \overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{\nabla} f d\overrightarrow{v} + \frac{q}{m} \int \left(\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \overrightarrow{v}} d\overrightarrow{v} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d\overrightarrow{v}, \tag{1.7}$$

que resulta em:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \overrightarrow{\nabla} \cdot (n \overrightarrow{u}) = 0, \tag{1.8}$$

onde $\vec{u}$ representa a velocidade média das partículas, ou a velocidade do fluido por definição. A equação (1.8) é também conhecida como *equação da continuidade*.

O segundo momento, que fornece a 2a Lei de Newton, é dado multiplicando a equação (1.5) por $m\vec{v}$ e integrando:

$$\begin{aligned} m \int \overrightarrow{v} \frac{\partial f}{\partial t} d\overrightarrow{v} + m \int \overrightarrow{v} \left(\overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{\nabla} \right) f d\overrightarrow{v} + \\ q \int \overrightarrow{v} \left(\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \overrightarrow{v}} d\overrightarrow{v} = \int m \overrightarrow{v} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d\overrightarrow{v}, \end{aligned} \tag{1.9}$$

que resulta na equação de movimento do fluido:

$$mn\left[\frac{\partial\overrightarrow{u}}{\partial t}+\left(\overrightarrow{u}\cdot\overrightarrow{\nabla}\right)\overrightarrow{u}\right]=qn\left(\overrightarrow{E}+\overrightarrow{u}\times\overrightarrow{B}\right)-\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{P}+\overrightarrow{P}_{ij}, \tag{1.10}$$

onde $\vec{P}=mn\overline{(\overrightarrow{v_t}\cdot\overrightarrow{v_t})}$ é o stress do fluido, $\vec{v_t}$ é a velocidade térmica das partículas do fluido, $\overrightarrow{P}_{ij}=mn\left(\overrightarrow{u}_i-\overrightarrow{u}_j\right)\nu_{ij}$ representa a variação de momento do fluido de uma espécie i colidindo com outra espécie j, e ν_{ij} é a freqüência de colisão entre ambas.

A equação do fluxo de energia pode ser obtida a partir do terceiro momento da equação (1.5), multiplicando-a por $\frac{m\vec{v}\cdot\vec{v}}{2}$. Após a integração, obtemos:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{B^2}{8\pi}+\frac{E^2}{8\pi}+nm\left(\frac{1}{2}u^2+\frac{3}{2}\frac{k_BT}{m}\right)\right]+\overrightarrow{\nabla}\cdot\Big[\frac{c}{4\pi}\left(\overrightarrow{E}\times\overrightarrow{B}\right)+\\ nm\overrightarrow{u}\left(\frac{1}{2}+\frac{5}{2}\frac{k_BT}{m}\right)-\overrightarrow{u}\cdot\overleftrightarrow{\sigma_{ij}}-K_C\overrightarrow{\nabla}T+\overrightarrow{R}\Big]=0,\end{aligned} \tag{1.11}$$

onde $\overleftrightarrow{\sigma_{ij}}$ representa o tensor de stress viscoso, K_C é o coeficiente de condutividade térmica e $\vec{R}$ o fluxo radiativo.

Por fim, para completar a série de equações que descrevem o comportamento de um plasma magnetizado, e determinar a evolução de $\vec{E}$ e $\vec{B}$, utilizamos as equações de Maxwell da eletrodinâmica:

$$\overrightarrow{\nabla}\times\overrightarrow{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial\overrightarrow{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\sum_\alpha q_\alpha\int\overrightarrow{v}f_\alpha(\overrightarrow{r},\overrightarrow{v},t)d^3v, \tag{1.12}$$

$$\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{B}=0, \tag{1.13}$$

$$\overrightarrow{\nabla}\times\overrightarrow{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\overrightarrow{B}}{\partial t}, \tag{1.14}$$

$$\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{E}=4\pi\sum_\alpha q_\alpha\int f_\alpha\left(\overrightarrow{r},\overrightarrow{v},t\right)d^3v, \tag{1.15}$$

onde, utilizando a aproximação de fluidos, temos na equação (1.12) a densidade de corrente $\vec{J}=\sum_\alpha q_\alpha\int\overrightarrow{v}f_\alpha(\overrightarrow{r},\overrightarrow{v},t)d^3v$, e em (1.15) a densidade de carga $\sigma=\sum_\alpha q_\alpha\int f_\alpha\left(\overrightarrow{r},\overrightarrow{v},t\right)d^3v$.

A partir das equações (1.8 − 1.15) podemos então descrever o comportamento macroscópico de um plasma de multi-espécies, carregado eletricamente e acoplado aos campos eletromagnéticos. Neste sentido, é interessante agora determinar, a partir delas, como ocorre o fenômeno de propagação de uma perturbação nestes meios.

1.2.2 Ondas de Alfvén

Em particular, faremos nesta seção uma discussão sobre um dos inúmeros modos de propagação de perturbações em plasmas magnetizados, o *modo Alfvén*. Esse modo tem como principal característica a propagação de uma perturbação no movimento dos íons ao longo das linhas de campo magnético. Neste sentido, iremos definir a geometria do problema como sendo um plasma supercondutor infinito imerso em um campo magnético $\vec{B}$ na direção z, e introduzir perturbações de baixa amplitude, indicadas pelo índice "1", nas variáveis macroscópicas: $n' = n + n_1$, $\overrightarrow{B'} = \overrightarrow{B} + \overrightarrow{B}_1$, $p' = p + p_1$ e $T' = T + T_1$. Note que, sendo o plasma supercondutor, o campo elétrico no equilíbrio é nulo e, tomando o referencial comóvel do fluido, temos também $u = 0$.

Supondo uma perturbação adiabática, simplificamos a equação de energia, e $p \propto n^\gamma$. Substituindo a equação (1.12) em (1.10), as equações (1.8), (1.10) e (1.14) podem então ser reescritas, mantendo-se apenas os termos lineares, como:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{u_1} = 0, \tag{1.16}$$

$$\begin{aligned} mn\frac{\partial \overrightarrow{u}_1}{\partial t} + nk_B\overrightarrow{\nabla}T_1 + k_BT\overrightarrow{\nabla}n_1 + \frac{1}{4\pi}\overrightarrow{B} \times \left(\overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{B}_1\right) \\ -mn\nu\left[\overrightarrow{\nabla}^2\overrightarrow{u}_1 + \frac{1}{3}\overrightarrow{\nabla}\left(\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{u}_1\right)\right] - mn\nu_{ij}\overrightarrow{u_1} = 0, \end{aligned} \tag{1.17}$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{B}_1}{\partial t} - \left(\overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{\nabla}\right)\overrightarrow{u}_1 + \overrightarrow{B}\left(\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{u}_1\right) = 0. \tag{1.18}$$

Fazemos então a amplitude da perturbação em cada variável ser proporcional à função de onda $e^{i(\omega t-\vec{k}\cdot\vec{x})}$, e obtemos:

$$i\omega n_1 - in\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{u_1} = 0, \tag{1.19}$$

$$i\omega n u_1 = \frac{i}{4\pi}\overrightarrow{B}\times\left(\overrightarrow{k}\times\overrightarrow{B}_1\right) + i\overrightarrow{k}\gamma\frac{p}{n}n_1 + \nu\left[k^2\overrightarrow{u}_1 + \frac{1}{3}\overrightarrow{k}\left(\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{u}_1\right)\right] - n\nu_{ij}\overrightarrow{u_1}, \tag{1.20}$$

$$-i\omega\overrightarrow{B}_1 - i\left(\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{B}\right)\overrightarrow{u}_1 + i\overrightarrow{B}\left(\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{u}_1\right) = 0. \tag{1.21}$$

O modo Alfvén puro é obtido tomando-se o modo cuja propagação, ou seja $\vec{k}$, é paralela às linhas de campo magnético. A partir das equações $(1.19 - 1.21)$ obtemos a relação de dispersão da onda:

$$-\omega^2 + k^2 v_A^2\cos^2\theta + i\omega(\nu k^2 + \nu_{ij}) = 0, \tag{1.22}$$

onde θ é o ângulo entre $\vec{k}$ e $\vec{B}$, cuja solução desprezando o termo de viscosidade é:

$$\omega = \frac{1}{2}i\nu_{ij} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left(-\nu_{ij}^2 + 4k^2 v_A^2\cos^2\theta\right)}, \tag{1.23}$$

onde

$$v_A \equiv \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}, \tag{1.24}$$

é a chamada *velocidade Alfvén*.

Note que, no caso não colisional ($\nu \sim 0$) a relação de dispersão se torna $\frac{\omega}{k} = \pm v_A\cos\theta$. Desta forma, a onda de Alfvén é uma perturbação das linhas de campo magnético de característica transversal, e que se propaga e transporta energia ao longo das linhas de campo. Nota-se também que, mesmo utilizando inúmeras simplificações, a equação (1.23) contém um termo complexo que depende da taxa de colisão entre as partículas. Sendo a amplitude da perturbação propocional a $e^{i(\omega t-\vec{k}\cdot\vec{x})}$, percebe-se que este termo é um efeito de amortecimento da onda. Isso significa que ao se propagar a intensidade da perturbação se reduz à uma taxa $e^{-\Gamma_{col}t}$, onde $\Gamma_{col} = \frac{1}{2}\nu$ é a taxa de amortecimento colisional da onda, podendo assim transferir momento e energia ao meio.

1.2.3 Amortecimento das Ondas de Alfvén

Na seção anterior pudemos demonstrar que as ondas de Alfvén podem ser amortecidas. O amortecimento é responsável pela transferência de energia da onda para o plasma, a qual pode ser determinada a partir do princípio de conservação de ação do fluxo de ondas. Para um fluido se movendo com velocidade $\vec{u}$ em uma região onde a velocidade de Alfvén é v_A, podemos definir o número de Mach Alfvênico como $M_A = u/v_A$. Desta forma, para o caso de uma onda cuja taxa de amortecimento é pequena com relação à sua freqüência, podemos utilizar a seguinte relação para a densidade de ação:

$$\frac{d}{dr}\left[\epsilon M_A \left(1+M_A\right)^2\right] \simeq -\frac{\epsilon M_A \left(1+M_A\right)^2}{L}, \tag{1.25}$$

onde ϵ é a densidade de energia da onda e $L \equiv v_A/\Gamma$ representa o comprimento de amortecimento da onda. Conhecendo as condições iniciais (marcadas pelo índice "0"), e integrando ambos os membros da equação (1.25), pode-se obter a densidade de energia em qualquer ponto do espaço:

$$\epsilon = \epsilon_0 \frac{M_{A0}}{M_A}\left(\frac{1+M_{A0}}{1+M_A}\right)^2 \exp\left(-\int_{r_0}^{r} L^{-1} dr'\right), \tag{1.26}$$

sendo $\epsilon = \rho\langle\delta v^2\rangle = \langle\delta B^2\rangle/4\pi$ a densidade de energia da onda, ρ a densidade em massa do plasma e $\langle\delta v^2\rangle$ e $\langle\delta B^2\rangle$, as amplitudes quadráticas médias da velocidade e do campo magnético da perturbação.

Na seção anterior, devido às aproximações feitas, obtivemos um mecanismo de amortecimento que depende apenas do acoplamento colisional entre as partículas do plasma. Entretanto, dependendo da abordagem utilizada e das aproximações feitas, muitos outros mecanismos de amortecimento podem se tornar importantes. Dentre estes podemos citar os amortecimentos: i - *não-linear*, que é obtido ao se considerar termos de ordens superiores na perturbação; ii - *ressonante superficial*, em plasmas inomogêneos; iii - *turbulento*, devido ao processo cascata no qual ondas de freqüências mais altas decaem em freqüências mais baixas e iv - devido às *ressonâncias cíclotron*, no qual uma partícula carregada com movimento cíclotron em torno das linhas de campo pode entrar em ressonância com a onda.

Jatenco-Pereira & Opher (1989) estudaram os efeitos de um fluxo de ondas de Alfvén amortecido na base da atmosfera de uma estrela supergigante fria. Nesse modelo, o fluxo de ondas amortecido é o responsável pela aceleração do vento. Para tanto, utilizaram como mecanismos de amortecimento da onda: o amortecimento não-linear, cujo comprimento de amortecimento é dado por:

$$L_1 = L_{1_0} \left(\frac{v_A}{v_{A_0}} \right)^4 \frac{\langle \delta v^2 \rangle_0}{\langle \delta v^2 \rangle} \left(1 + M_A \right), \tag{1.27}$$

o amortecimento ressonante superficial:

$$L_2 = L_{2_0} \left(\frac{r_0}{r} \right) \left(\frac{v_A}{v_{A_0}} \right)^2 \left(1 + M_A \right), \tag{1.28}$$

e o amortecimento turbulento:

$$L_3 = L_{3_0} \left(\frac{u + v_A}{u_0 + v_{A_0}} \right) \left(\frac{r}{r_0} \right) \left(\frac{\langle \delta v^2 \rangle_0}{\langle \delta v^2 \rangle} \right), \tag{1.29}$$

onde o termo L_0 é um parâmetro livre que representa o comprimento de amortecimento inicial.

No caso do amortecimento cíclotron, embora as taxas de amortecimento sejam altas, seria necessário que a freqüência da onda considerada coincidisse com a freqüência cíclotron da partícula em questão. Normalmente, em um plasma convencional de elétrons e íons, temos apenas duas freqüências cíclotron, uma para os íons e outra para os elétrons. Se o fluxo de ondas é disperso em um espectro contínuo de freqüências, uma pequena parte da energia, contida nessas freqüências, seria transferida ao gás, fazendo esse mecanismo de amortecimento pouco eficiente nessa situação. Entretanto, os plasmas observados no Universo não contém apenas prótons e elétrons. Em muitas regiões, como nos ventos de estrelas frias e no meio interestelar, poeira pode coexistir com essas partículas e, se carregadas eletricamente como discutido na seção 1.2, apresentarão movimentos ciclotrônicos também.

1.3 Presença de Partículas de Poeira

Atualmente sabe-se que partículas de poeira coexistem com elétrons e íons em inúmeras regiões, como no meio interestelar e em ventos de estrelas frias ou sistemas binários, e essas partículas podem estar eletricamente carregadas. Neste caso, elas também fazem parte do comportamento coletivo do plasma e podem modificar expressivamente a física do sistema.

Existem inúmeros mecanismos de carregamento, e desta forma, a determinação da carga de equilíbrio pode ser uma tarefa muito complexa se todos os mecanismos forem considerados. Em Astrofísica, os mecanismos mais importantes são o efeito fotoelétrico, raios cósmicos e o carregamento por captura. No caso de estrelas frias e no meio interestelar os dois primeiros são desprezíveis em relação ao terceiro. Na teoria de carregamento por captura consideramos que o grão está imerso em um plasma parcialmente ionizado, onde T_e, T_i, m_e e m_i, são as temperaturas e as massas de cada um, respectivamente.

Pela agitação térmica elétrons e íons tendem a colidir com as partículas de poeira, sendo assim capturadas. Sendo a massa do elétron muito menor que a massa do íon, normalmente o fluxo de elétrons é maior que o fluxo de íons. Desta forma, é mais comum nessa situação, encontrarmos partículas de poeira com carga líquida superficial negativa. A variação de carga da poeira será dada por:

$$e\frac{dZ_d}{dt} = I_i - I_e, \tag{1.30}$$

onde I_i e I_e são as correntes de íons e elétrons, respectivamente, na superfície do grão.

Considerando uma distribuição maxwelliana para as velocidades dos íons e dos elétrons, e sendo a energia total da partícula $E_{tot} = E - e\phi$, onde $\phi = Z_d e/a$ representa o potencial elétrico na superfície do grão de raio a, podemos determinar as densidades de corrente por:

$$J_i = +\frac{2\pi e}{m_i^2}\int_{\max(0,e\phi)}^{\infty} E f_i(E + e\phi)dE \tag{1.31}$$

$$J_e = -\frac{2\pi e}{m_e^2}\int_{\max(0,e\phi)}^{\infty} E f_e(E - e\phi)dE. \tag{1.32}$$

Na situação de equilíbrio, onde a carga do grão não varia no tempo, as correntes das equações (1.31) e (1.32) devem ser iguais. Como resultado da integração, obtemos a equação transcedental:

$$\left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{e\phi}{k_B T_i}\right) e^{-\frac{e\phi}{k_B T_e}}. \tag{1.33}$$

Fazendo $T_i \sim T_e$, obtêm-se numericamente, pelo método de iteração, $Z_d \sim 3ak_BT/e^2$.

1.3.1 Amortecimento Cíclotron da Poeira

O plasma empoeirado é caracterizado como um gás ionizado, normalmente de baixa temperatura, cujos constituintes são além de íons e elétrons, partículas de poeira. Entretanto, para a participação dessas partículas na propagação de ondas de Alfvén ser eficiente, a poeira necessita estar eletricamente acoplada ao resto do gás. Como vimos na seção 1.1, o comprimento de Debye deve ser maior que a distância média entre as partículas de poeira (d_d). A partir dessa condição podemos definir dois tipos de plasmas: i - *plasma empoeirado*, onde $\lambda_D >> d_d$ e ii - *plasma com poeira*, onde $\lambda_D < d_d$. No primeiro caso, as partículas de poeira efetivamente participam do processo de blindagem eletrostática, enquanto que no segundo caso as partículas são blindadas pelos elétrons e íons, não "enxergando" assim outros grãos como partículas carregadas.

As modificações que a presença de partículas carregadas se movendo em torno das linhas de campo gera na relação de dispersão da onda são determinadas utilizando a teoria cinética. Isso porque as características individuais das partículas, como sua freqüência cíclotron, não são levadas em consideração na aproximação de fluidos.

Cramer, Verheest & Vladimirov (2002) descrevem a relação de dispersão da onda de Alfvén por:

$$k^2 = \varsigma_1 \pm \varsigma_2, \tag{1.34}$$

sendo:

$$\varsigma_1 = \sum_j \frac{\omega^2 \Omega_j^2}{v_{A,j}^2} \frac{1}{\left(\Omega_j^2 - \omega^2\right)}, \tag{1.35}$$

$$\varsigma_2 = \sum_j \frac{\omega^3 \Omega_j}{v_{A,j}^2} \frac{1}{\left(\Omega_j^2 - \omega^2\right)}, \tag{1.36}$$

onde j é a espécie a ser considerada, Ω_j e $v_{A,j}$ são a freqüência cíclotron e a velocidade Alfvén da espécie j, respectivamente. Os sinais $(+)$ e $(-)$ representam a polarização das ondas circularmente para a direita e esquerda, respectivamente. Note que, no caso de baixas freqüências, ou seja, tomando $\omega << \Omega_j$, a equação (1.34) se resume à (1.23) no caso não colisional. Entretanto, se $\omega \sim \Omega_j$, temos uma descontinuidade cujo resíduo garante um termo complexo à relação de dispersão da onda. Esse termo complexo determina o amortecimento da onda devido à ressonância, chamado de amortecimento ressonante cíclotron.

Se um plasma é composto de íons, elétrons e grãos carregados, teremos ressonâncias para cada freqüência cíclotron. Em geral a freqüência das ondas é bem menor que a freqüência cíclotron dos elétrons e, por esse motivo, comumente elétrons não são considerados. Já no caso da ressonância cíclotron das partículas de poeira o caso é diferente. Tendo massas elevadas ($m_d > m_i$) suas freqüências ciclotrônicas são menores que a dos íons, fazendo da poeira um ingrediente importante na propagação das ondas Alfvén de baixa freqüência. Além disso, partículas de poeira imersas no gás possuem diferentes tamanhos, e assim diferentes massas. Desta forma, grãos diferentes apresentam diferentes freqüências cíclotron, e assim não teremos uma única freqüência de ressonância, mas sim inúmeras.

1.3.2 Distribuição de tamanho dos grãos

Mathis, Rumpl & Nordisieck (1977) determinaram, a partir das curvas de extinção entre 0,11μm - 1μm, que o meio interestelar possui como um de seus componentes uma população de partículas de poeira. Estas partículas são constituídas em sua maioria de carbono, formando grafite, com tamanhos variando entre 0,005 μm - 1μm distribuidos em uma função de lei de potência $f(a) \propto a^{-p}$, com $p \sim 3,3 - 3,6$. Partículas compostas de

magnésio, silício e ferro, formando tanto carbetos como óxidos, também foram observadas mas em menor proporção. O intervalo de tamanho para estas espécies é mais estreito que o do grafite, mas o índice da lei de potência é praticamente invariável.

Modelos de nucleação de grãos em ventos estelares (Kruger & Sedlmayr 1997) mostram que, devido aos processos de crescimento e destruição de grãos, uma distribuição de tamanho do tipo lei de potência também é esperada nestes objetos, e com índice semelhante ao determinado por Mathis, Rumpl & Nordisieck (1977).

Utilizando uma distribuição contínua de tamanhos para os grãos, obteremos uma distribuição contínua também para as freqüências cíclotron dessas partículas. Para introduzir os diferentes tipos de elementos nas equações (1.35) e (1.36), definiremos a função de distribuição de tamanhos, no intervalo de tamanho $a_{min} < a < a_{max}$, como:

$$f(x) = C_p x^{-p}, \tag{1.37}$$

onde $C_p = (p-1)/(1-x_m^{1-p})$, $x = \frac{a}{a_{min}}$, $x_m = \frac{a_{max}}{a_{min}}$, e a_{min} e a_{max} são os raios da menor e da maior partícula de poeira, respectivamente.

De acordo com as definições acima podemos reescrever (1.35) e (1.36) como:

$$\varsigma_1 = \frac{\omega^2\Omega_i^2}{v_A^2}\frac{1}{(\Omega_i^2-\omega^2)} + \frac{\omega^2\Omega_{d,\max}^2}{s v_{A,d}^2}\int_1^{x_m}\frac{f(x)}{x\left[\left(\Omega_{d,\max}^2/x^4\right)-\omega^2\right]}dx, \tag{1.38}$$

$$\varsigma_2 = \frac{\omega^3\Omega_i}{v_A^2}\frac{1}{(\Omega_i^2-\omega^2)} + \frac{\omega^3\Omega_{d,\max}}{s v_{A,d}^2}\int_1^{x_m}\frac{f(x)}{\left(\Omega_{d,\max}^2/x^4\right)-\omega^2}dx, \tag{1.39}$$

onde $s = C_p \ln x_m$, Ω_i e $\Omega_{d,\max}$ são a freqüência cíclotron para o íon e para o grão de menor raio ($a_{\min}$), e v_A e $v_{A,d}$ são as velocidades Alfvén dos íons e dos grãos, respectivamente.

Podemos perceber, a partir das integrais em (1.38) e (1.39), que temos singularidades para ondas cujas freqüências estiverem no intervalo $\Omega_{d,\max}/x_m^2 < \omega < \Omega_{d,\max}$. Desta forma, quanto mais amplo for o intervalo de tamanhos de grãos, *i.e.* quanto maior x_m, maior será a banda de freqüências que sofrerão amortecimento ressonante. Como dito anteriormente, o resíduo da integral nesse intervalo fornece o termo complexo da relação de dispersão, que determina o amortecimento relacionado à ressonância cíclotron

da poeira. Para obter o amortecimento analiticamente iremos em todo o trabalho utilizar para a distribuição de tamanho dos grãos o índice $p = 4$.

Para esse valor de p, e no caso de $\omega < \Omega_i$, as equações (1.38) e (1.39), se tornam:

$$\varsigma_1 = \frac{\omega^2\Omega_i^2}{v_A^2(\Omega_i^2 - \omega^2)} - \frac{\omega^2}{4\ln x_m v_{A,d}^2}\ln\left(\left|\frac{x_m^4 - (\Omega_{d,\max}/\omega)^2}{x_m^4[(\Omega_{d,\max}/\omega)^2 - 1]}\right|\right) + \frac{\omega^2}{4\ln x_m v_{A,d}^2}\pi i \tag{1.40}$$

$$\varsigma_2 = \frac{\omega^3\Omega_i}{v_A^2(\Omega_i^2 - \omega^2)} - \frac{\omega^2}{4\ln x_m v_{A,d}^2}\ln\left(\left|\left[\frac{(\Omega_{d,\max}/\omega) - x_m^2}{(\Omega_{d,\max}/\omega) + x_m^2}\right]\left[\frac{(\Omega_{d,\max}/\omega) + 1}{(\Omega_{d,\max}/\omega) - 1}\right]\right|\right) + \frac{\omega^2}{4\ln x_m v_{A,d}^2}\pi i. \tag{1.41}$$

Assim, fazendo:

$$k = k_r + ik_i = \sqrt{\varsigma_1 + \varsigma_2}, \tag{1.42}$$

onde k_r e k_i representam as partes real e imaginária do número de onda, respectivamente, podemos determinar o comprimento de amortecimento da onda, dado por:

$$L = 2\pi/k_i. \tag{1.43}$$

A partir das equações $(1.40 - 1.42)$ podemos ilustrar a relação de dispersão da onda para diferentes valores de x_m, que representa a amplitude do intervalo de tamanhos de grãos. Na Figura 1.1 temos a solução destas equações para $x_m = 1,1$ e $x_m = 1,3$, linhas cheias e pontilhadas, respectivamente. A parte real da relação de dispersão é identificada pela letra a, enquanto a parte imaginária é dada pela letra b (Falceta-Gonçalves, de Juli & Jatenco-Pereira 2003). Podemos notar que quanto maior x_m maior a banda de freqüências a ser amortecida. No caso dos sistemas astrofísicos, esse valor está em torno de $x_m \sim 100$, fazendo assim com que a banda de ressonância seja muito grande ($10^{-4}\Omega_{d,\max} < \omega < \Omega_{d,\max}$). Entretanto, quanto maior x_m menor a intensidade do amortecimento. Isso

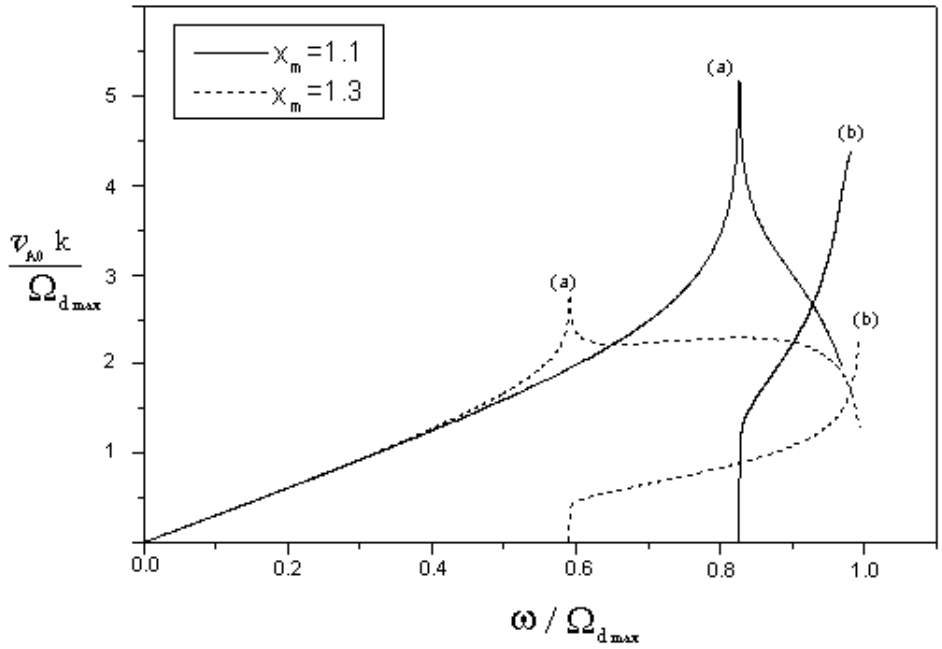

Figura 1.1: Relação de dispersão da onda, para diferentes valores de x_m. As linhas cheias representam $x_m = 1,1$, enquanto as linhas pontilhadas $x_m = 1,3$. Os índices a e b identificam a parte real e imaginária do número de onda, respectivamente (Falceta-Gonçalves, de Juli & Jatenco-Pereira 2003).

porque, para uma dada densidade de grãos, o número de partículas de poeira responsável por uma dada freqüência de amortecimento é reduzido.

Apesar de termos obtido um amortecimento de ondas devido à interação ciclotrônica com partículas de poeira, isso não significa que este seja único. As partículas de poeira, carregadas ou não, colidem com elétrons e íons proporcionando a existência de um amortecimento colisional, como determinado na equação (1.23), e também discutido por Pilipp *et al.* (1987). A importância desse amortecimento é, normalmente, inferior à dos outros mecanismos citados. Além desse, partículas de poeira apresentam uma freqüência de carregamento elétrico, gerando novamente amortecimentos ressonantes (de Juli & Schneider 1998; de Juli, Schneider, Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2004). Mas, como a carga pode ser variável no tempo, esse é um fenômeno muito complexo de ser estudado. Mendis & Rosenberg (1992, 1994) e Shukla (1992) discutem também a propagação de ondas em um plasma empoeirado levando em consideração o desbalanço na densidade eletrônica com relação à densidade de íons, já que parte dos elétrons se encontram anexados aos grãos. Segundo os autores, as ondas sofrem um amortecimento que pode ser explicado como uma quebra na condição de quase neutralidade do plasma. Entretanto, em plasmas astrofísicos o desbalanço entre as densidades de íons e elétrons é desprezível, fazendo desse um mecanismo secundário.

A aplicabilidade desses mecanismos de amortecimento em astrofísica é imensa. Várias regiões concentram as características ideais para que estes fenômenos ocorram: i - são compostas de plasma, ii - apresentam campos magnéticos (permitindo assim a existência de ondas de Alfvén), iii - apresentam grandes quantidades de partículas de poeira. Nos capítulos que se seguem, por exemplo, estudaremos os efeitos da presença de grãos na propagação de ondas de Alfvén em ventos de estrelas supergigantes frias, onde simulamos um forte amortecimento (capítulo 2), e também no meio interestelar, onde utilizamos o amortecimento cíclotron de grãos (capítulo 5).

Capítulo 2

Ventos de Estrelas Supergigantes Late-Type

2.1 Introdução

O estudo da perda de massa em estrelas evoluídas é extremamente importante em Astrofísica, já que a evolução final destes objetos depende drasticamente desse processo. Tipicamente, estrelas gigantes extinguem a fusão nuclear em seus núcleos em escalas de tempo de 10^7 anos, e suas taxas de perda de massa variam de $10^{-8} - 10^{-5} M_{\odot}\ ano^{-1}$. Assim, modelos de evolução estelar que não consideram esse processo podem estar fornecendo resultados muito aquém da realidade. Além disso, essas estrelas perdem boa parte de sua massa, contida no envoltório em expansão, para o meio interestelar. É também por esse motivo que o estudo do processo de perda de massa estelar é importante na determinação da evolução química e energética do meio interestelar.

A detecção do processo de perda de massa se dá, principalmente, através da observação de desvio Doppler para o azul do fluxo absorvido, mostrando assim, uma expansão do envoltório da estrela. A partir do desvio Doppler é possível a determinação da velocidade do vento, que é de $\sim 10 - 100\ km\ s^{-1}$ em gigantes e supergigantes frias.

O principal mecanismo responsável pela aceleração desses ventos ainda é desconhecido. Inúmeros mecanismos têm sido discutidos, mas apenas dois parecem ser eficientes o suficiente para explicar altas taxas de perda de massa por ventos de baixa velocidade das estrelas gigantes e supergigantes frias: i - *pressão de radiação*, já que são estrelas de alta luminosidade; e ii - *ondas de Alfvén*, devido à eficiência na transferência de energia e momento ao gás. Em estrelas variáveis, como Miras e Cefeidas, ondas acústicas geradas a partir das pulsações, também têm certa importância no processo de perda de massa

(Willson 2000, Wood 1979).

O processo de transferência de momento do campo de radiação para o envoltório da estrela se dá por absorção e espalhamento da luz. Como o fluxo radiativo estelar é basicamente radial, o envoltório é acelerado nessa direção. Uma estimativa para a luminosidade mínima necessária para a pressão de radiação ser responsável pelo processo de perda de massa é dada por:

$$\frac{L_{*\,\mathrm{min}}}{c} \simeq u_\infty \dot{M}, \tag{2.1}$$

onde c é a velocidade da luz, u_∞ é a velocidade terminal do vento e $\dot{M}$ a taxa de perda de massa. Para os parâmetros típicos de ventos em estrelas gigantes e supergigantes frias, $u_\infty = 10 - 50\ km\ s^{-1}$ e $\dot{M} = 10^{-7} - 10^{-6} M_\odot\ ano^{-1}$, temos $L_{*\,\mathrm{min}} \simeq 50 - 1000\ L_\odot$. Essa condição é fracamente satisfeita para estrelas gigantes e facilmente satisfeita para estrelas supergigantes. Entretanto, para que momento e energia do campo de radiação sejam transferidos ao vento estelar é necessário um acoplamento entre ambos.

No caso de estrelas frias a maior parte dos fótons é de baixa energia, e por esse motivo a opacidade do gás não é suficiente para que haja o acoplamento entre o campo de radiação e o envoltório. Isso faz com que seja necessária a existência de partículas de secção de choque maior, como grãos por exemplo, para que esse mecanismo seja eficiente.

2.2 Grãos em Envoltórios Estelares

A existência de grãos em envoltórios estelares é comprovada observacionalmente, principalmente, a partir de características de emissão e absorção em infravermelho, típicas de substâncias sólidas, e polarização. As características espectrais também ajudam a revelar a composição química destes grãos. A partir dessas observações é possível inferir uma abundância maior de grãos de silicatos, tipicamente notados em $9,7\mu m$ devido à transição de SiO em cristais, em estrelas cujo envoltório é rico em oxigênio; e uma abundância maior de grafite e carbetos de silício, notado em $11,3\mu m$, em estrelas de envoltórios ricos em carbono. Estudos em laboratório confirmam a formação de silicatos minerais para ambientes onde o oxigênio é mais abundante que o carbono ($C/O < 1$) (Nuth & Donn

1982), e grafite e carbeto de silício para ambientes com $C/O > 1$ (Bussoletti, Colangeli & Orofino 1987).

O processo formação desses grãos não é, todavia, bem conhecido. De acordo com a teoria clássica de nucleação de grãos, um núcleo de formação tende a crescer apenas após atingir um raio no qual a energia de Gibbs é máxima. Isso significa que durante a aglutinação dos primeiros monômeros, a tendência de evaporação é maior que a de crescimento. Outro problema, supondo que núcleos estáveis já existam, é a necessidade de temperaturas baixas ($T < 2000K$) para que as partículas em vapor condensem em um núcleo.

Estes problemas podem ser resolvidos considerando a nucleação heterogênea, na qual outros componentes entram na fase sólida anteriormente e, o crescimento dos grãos à base do componente principal se dá através de mantos acumulados sobre a semente. Um exemplo de componente para nucleação heterogênea é o titânio. Para grãos carbonados, o TiC, cuja temperatura de evaporação é muito mais alta, faz o papel de semente para a posterior criação de mantos de carbono (Bernatowicz *et al.* 1996). Em grãos oxigenados, o TiO_2 funciona como semente.

De acordo com a teoria de nucleação clássica, um grão tem seu raio aumentado à medida que outros átomos colidem e se agregam, segundo a equação:

$$\frac{da}{dt} = \frac{\xi n}{s}\left(\frac{k_B T m}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.2}$$

onde ξ é a probabilidade de um monômero se agregar ao grão, s é a densidade específica do material, n é a densidade numérica e m a massa do monômero. Por outro lado, o grão evapora, diminuindo seu raio a uma taxa dada por:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{P_s(T_d)}{d}\left(\frac{k_B T_d m}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{2\sigma m}{s k_B T_d a}\right), \tag{2.3}$$

onde $P_s(T_d)$ é a pressão de saturação da substância à temperatura do grão (T_d), σ é a energia superficial da substância e a o raio do grão.

Quando a taxa de crescimento, dada pela equação (2.2), é maior que a evaporação (eq. (2.3)), o grão cresce. Convém assim, criar a razão de supersaturação S, dada por:

$$S = \frac{P}{P_s(T_d)} \left(\frac{T_d}{T}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.4}$$

que é a razão entre as equações (2.2) e (2.3). Quando $S > 1$, o crescimento do grão supera sua evaporação. A pressão de saturação é dada, usualmente, pela aproximação:

$$P_s = e^{(A - \frac{B}{T})}. \tag{2.5}$$

Para o carbono, $A = 32,89$ e $B = 86300$, e para o SiO, $A = 12,81$ e $B = 25700$ (Lefèvre 1979).

Apenas como estimativa, podemos tomar uma estrela de $400R_\odot$, $T_{ef} = 3500K$, e com um vento de taxa de perda de massa de $5 \times 10^{-7} M_\odot \; ano^{-1}$, e uma velocidade de $10 \; km \; s^{-1}$. Supondo uma abundância em carbono de 10^{-4}, e que ainda não existam grãos no envoltório, obtemos $S \sim 10^{-12}$ na base do vento. O parâmetro S apenas se torna maior que 1 em distâncias muito maiores ($r > 5 \; R_*$), fazendo da poeira mera coadjuvante no processo dinâmico de aceleração do vento, a qual ocorre em sua base. Agora, supondo que aglomerados de outras substâncias, com raios de aproximadamente $10^{-3} \mu m$ possam servir como sementes para a nucleação heterogênea do carbono, temos $S \sim 200$ na base do vento. E assim, com grande parte do material na fase sólida, o vento pode sofrer a influência dessas partículas, presentes desde a sua aceleração.

Até o momento, nenhum modelo auto-consistente explicou a existência dessas sementes na base dos ventos. Em comunicação privada, H. P. Gail e B. Draine, atestam que, embora nenhuma teoria ainda tenha dado conta dessas partículas, elas com certeza existem. Essa afirmação ganha cada vez mais força a partir de observações de alta resolução (Gonidakis, Diamond & Kemball 2002).

Para explicar os fluxos observados em diversas estrelas late-type, Danchi *et al.* (1994) modelaram envoltórios contendo poeira a partir de um raio interno. O grupo mostrou que existem duas classes de estrelas, em uma as estrelas variáveis apresentam surtos episódicos de formação de poeira, e em outra as estrelas apresentam formação de poeira a taxas constantes. Em ambos os casos, o raio interno do envoltório empoeirado deve ser menor que $1,7 \; R_*$. Esse resultado está de acordo com as previsões de Draine (1981). Em

α Ori, modelos considerando envoltórios opticamente finos, determinam uma região de formação e crescimento de grãos próxima da estrela ($r_g < 3R_*$) (Bester *et al.* 1991, Tsuji 1979).

Clayton *et al.* (1992) argumentam que o cálculo usual, que fornece para o ponto de formação de grãos uma distância de 20 R_* em estrelas tipo R Coronae Borealis, está errado. Observações em ultravioleta revelam alta absorção pouco tempo após a pulsação da estrela. Assim, para explicar a absorção, a poeira deve se formar próximo da estrela, ou as pulsações resultam em irreais ejeções de gás extremamente denso. Considerando as velocidades típicas desses ventos, e um atraso de aproximadamente 20 dias entre a pulsação e a absorção das linhas em ultravioleta, grãos deveriam existir em uma faixa entre $1,5 - 2,0$ R_*. A presença de moléculas de SiO também é um traçador da região de formação de grãos. Imagens utilizando o VLBA determinam, com alta resolução, as regiões de emissão maser em 43GHz de SiO e podem ser utilizadas para a determinação da região onde grãos se formam. Isso porque à medida que as moléculas de SiO se aglutinam, a emissão maser deve diminuir. Gonidakis, Diamond & Kemball (2002) mostraram a estrutura do vento de TX Cam a partir das observações de SiO com o VLBA. Essas observações comprovam a formação de poeira a partir de $r < 2$ R_*.

2.3 Mecanismos de Aceleração de Ventos

2.3.1 Pressão de Radiação sobre Grãos

Estrelas gigantes e supergigantes possuem grande luminosidade e, se possuírem envoltórios frios, como as de tipo espectral K - M, grãos de poeira podem existir próximo à estrela como discutido anteriormente. Como energia e momento de um fóton são transferidos à partícula que o absorve, acredita-se que o campo de radiação de estrelas luminosas pode participar do processo de aceleração de ventos.

A força exercida pelo campo de radiação em um grão esférico de raio a é dada por:

$$F_{rad} = \frac{a^2 W}{c} \int_0^\infty Q(\lambda) F_*(\lambda) d\lambda, \tag{2.6}$$

onde c é a velocidade da luz, $W = 2\pi\left[1 - \left[1 - \left(\frac{R_*}{r}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\right]$ é o ângulo sólido subentendido pela estrela à distância r do grão, $Q(\lambda)$ é o fator de eficiência para extinção do grão, R_* é o raio da estrela e $F(\lambda)$ é o fluxo monocromático na superfície da estrela.

Para $r > R_*$ e fazendo $Q_{pr} = \int_0^\infty Q(\lambda)F_*(\lambda)d\lambda / \int_0^\infty F_*(\lambda)d\lambda$, a divisão da força F_{rad} pela força gravitacional define o parâmetro β, dado por:

$$\beta = \frac{F_{rad}}{F_{grav}} = \frac{3Q_{pr}L_*}{4cGM_*as}, \tag{2.7}$$

onde M_* é a massa da estrela, L_* a luminosidade e s a densidade específica do material que compõe o grão. O parâmetro β traduz a competição entre a força radiativa, que empurra o grão para longe da estrela, e a força gravitacional, que o atrai para a estrela. Ele mede assim, a eficiência da pressão de radiação na aceleração das partículas de poeira no vento estelar. Se $\beta > 1$, a força radiativa é maior que a gravitacional e o grão pode ser importante no processo de aceleração do vento.

A maior dificuldade na determinação de β reside no fator de eficiência Q, já que é uma função complexa que depende do raio do grão e da sua composição (Hoyle & Wickramasinghe 1991). Lamy & Perrin (1997) determinaram β para 11 estrelas de diferentes tipos espectrais considerando grãos de raios entre $0,005 - 25\ \mu m$ e compostos de silicatos minerais e grafite. Segundo esse trabalho, β excede 1 apenas para grãos submicrônicos ao redor de estrelas quentes. No caso de nosso interesse, as estrelas frias, o resultado é incerto. α Boo (K2 III) e α Tau (K5 III) apresentam $10^{-1} < \beta < 10^2$ para os silicatos e $\beta \sim 10^2$ para grãos de grafite. Isso significa que grãos nesses objetos podem estar sendo ejetados. Entretanto, embora exista um movimento de grãos para fora da estrela, a afirmação de que grãos são os responsáveis pela aceleração do vento depende do processo físico de acoplamento entre os grãos e as outras partículas do plasma.

Se os grãos possuem uma velocidade relativa em relação ao gás $w = u_d - u$, onde u_d é a velocidade do vento composto de grãos, podemos dizer que a força de arrasto gerada pelos grãos sobre as partículas do gás é dada por:

$$F_{arr} = \pi a^2 \rho w \sqrt{w^2 + v_T^2}, \tag{2.8}$$

onde v_T é a velocidade térmica do gás.

Essa é uma força de frenagem para os grãos e, conseqüentemente, de aceleração para o vento. Se, $\beta >> 1$, no equilíbrio, podemos dizer que $F_{arr} \sim F_{rad}$, e a força por unidade de massa sofrida pelo gás é dada por:

$$f_{rad} = \frac{n_d}{\rho} F_{arr} = \frac{n_d}{\rho} \frac{a^2 Q_{pr} L_*}{4r^2 c}. \tag{2.9}$$

Como na equação (2.7), convém definir Γ_{rad} como a divisão da equação (2.9) pela aceleração da gravidade:

$$\Gamma_{rad} = \frac{f_{rad}}{g} = \frac{\rho_d}{\rho}\beta = \frac{n_d}{\rho} \frac{a^2 Q_{pr} L_*}{4cGM_*}. \tag{2.10}$$

$\Gamma = 1$ representa o limite de Eddington, no qual a pressão de radiação consegue equilibrar a ação gravitacional da estrela. Note que na equação (2.10), Γ é igual ao parâmetro β dividido pela razão gás-grão. A razão gás-grão em estrelas pode ser determinada a partir das curvas de extinção, fornecendo valores médios de ~ 380 para estrelas carbonadas e ~ 150 para estrelas oxigenadas (Knapp 1985).

A figura 2.1 (Ferrarotti & Gail 2002) ilustra a trajetória evolutiva de estrelas de massas entre $2 - 7\ M_\odot$, bem como o limite de Eddington considerando a presença de diferentes tipos de grãos. Podemos perceber que para estrelas carbonadas, onde a principal componente sólida é o grafite, o limite de Eddington é ultrapassado. Já para as estrelas oxigenadas, o limite de Eddington da componente sólida, à base de SiO, é bem maior. Desta forma, esse resultado mostra que em estrelas carbonadas a pressão de radiação pode ser importante no processo de aceleração dos ventos, caso haja um acoplamento eficiente entre os grãos e o gás, enquanto que em estrelas oxigenadas sua importância é muito reduzida (Lamy & Perrin 1997, Netzer & Elitzur 1993, Hagen, Stencel & Dickinson 1983).

Na equação (2.9), supomos que o acoplamento entre grãos e gás é extremamente eficiente na transferência de momento. Isso certamente não é verdadeiro, tornando ainda mais crítica a aceitação da pressão de radiação como principal mecanismo de aceleração do vento. Além disso, observações de estrelas supergigantes M mostram que as pulsações

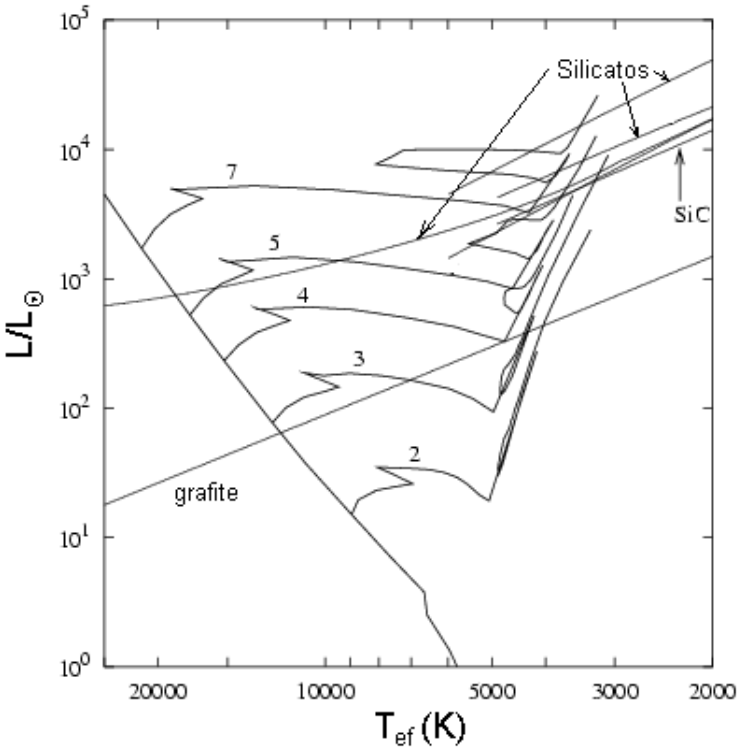

Figura 2.1: Diagrama HR e trajetórias evolutivas para estrelas com massa entre $2 - 7\ M_\odot$. As linhas indicadas pela espécie de grão determinam o limite de Eddington, acima das quais a aceleração dos ventos pode se dar por pressão de radiação sobre grãos (Ferrarotti & Gail 2002).

radiais, responsáveis por variações na luminosidade da estrela, não estão correlacionadas com a taxa de perda de massa (Skinner & Whitmore 1988). MacGregor & Stencel (1992) também demonstraram que, em estrelas gigantes frias, o acoplamento colisional é eficiente apenas para grãos com raios maiores que 10^{-5} cm. Desta forma, ou a pressão de radiação não é importante na aceleração de partículas de poeira, ou os grãos não estão acoplados ao gás com eficiência. Outro mecanismo que poderia atuar, juntamente com a radiação, na aceleração destes ventos é a pressão magnética gerada por ondas de Alfvén.

2.3.2 Ondas de Alfvén

Como descrito no capítulo 1, ondas de Alfvén são perturbações no campo magnético que permeia um plasma, e que se propagam ao longo das linhas de campo. Em praticamente todas as estrelas acredita-se existir um campo magnético global. As ondas então, guiadas pelas linhas de campo, propagam-se para fora da estrela. Se a densidade de energia das ondas diminui com a distância, uma força resultante do gradiente de pressão magnética pode acelerar o plasma gerando o vento estelar.

As ondas de Alfvén foram primeiramente observadas no vento solar, nas proximidades da Terra, pela sonda Mariner V em 1971 por Belcher & Davis, e a partir deste instante foram intensamente utilizadas para explicar a aceleração e o aquecimento do vento solar (Hollweg 1973, Jacques 1977, Nakariakov, Ofman & Arber 2000, Peter & Vocks 2003). As ondas de Alfvén podem ser geradas na base da coroa solar por torções nas linhas de campo, devido à movimentos convectivos fotosféricos, e também por perturbações nas linhas de campo durante a reconexão dessas linhas na cromosfera.

Não existe nenhuma evidência direta da existência de ondas de Alfvén em estrelas gigantes frias. Entretanto, os ingredientes necessários para a existência dessas ondas são encontrados em praticamente todas as estrelas. Primeiramente a estrela deve possuir um campo magnético, e em seguida movimentos turbulentos de um plasma acoplado às linhas de campo, ou reconexão magnética, para gerar as perturbações. Medidas de polarização de masers de SiO em AGBs fornecem valores para a intensidade do campo magnético, na região $r \sim 2\ R_*$, de $1 - 30\ G$ (Herpin *et al.* 2003). Sabe-se que, devido ao aumento

da opacidade, todas as estrelas apresentam uma camada convectiva nas proximidades da fotosfera. Observações de emissões anômalas em UV indicam que reconexão magnética pode estar ocorrendo nestas estrelas (Young *et al* 2000, Gray 2001).

2.4 O Modelo

O modelo proposto por Jatenco-Pereira & Opher (1989)(JPO) para a aceleração de ventos em estrelas frias tem como base o conhecimento que temos sobre o vento solar. Nele, as linhas de campo emergem da fotosfera como tubos em uma configuração geométrica com divergência super-radial, e após uma distância de transição ($r_t \sim 3\ R_\odot$), o campo se torna radial. O fator de expansão não-radial ($F = A/A_0$), onde A é a área da secção transversal do tubo de linhas de campo, é $\sim 7,3$ (Munro & Jackson 1977), como mostrado na figura 2.2. Para as estrelas gigantes frias, JPO utilizaram $F = 10$, por simplicidade. A equação que relaciona a área da secção transversal do tubo de linhas com a distância é dada por:

$$A\left(r\right) = A\left(r_0\right)\left(\frac{r_0}{r}\right)^S, \tag{2.11}$$

onde r_0 é o raio da estrela e S é o fator de expansão super-radial.

JPO utilizaram um fluxo de ondas de Alfvén, gerado na superfície da estrela e direcionado para fora, como fonte de energia e momento para um vento isotérmico, de $T = 10^4 K$, em uma estrela supergigante vermelha de 16 $M_\odot$ tipo K5. Nesse trabalho as ondas eram amortecidas de acordo com os mecanismos não-linear, turbulento ou ressonante superficial, descritos na seção 1.2.3. Eles obtiveram resultados satisfatórios, ou seja, $\dot{M} \sim 10^{-7}\ M_\odot\ ano^{-1}$ e $u_\infty \sim 0,5\ v_{e0}$, onde v_{e0} é a velocidade de escape na superfície, para $3 < S < 7$ e comprimento de amortecimento inicial $L_0 \sim 0,2 r_0$.

Entretanto, como dito anteriormente, estrelas gigantes frias apresentam partículas de poeira. Estes grãos podem interferir na propagação das ondas de Alfvén modificando o resultado obtido anteriormente. Outra simplificação, a de vento isotérmico, é comprovadamente irreal. Harper, Brown & Lim (2001) determinaram o perfil de temperatura do envoltório de α Ori, mostrado na figura 2.3. Nota-se que a temperatura do gás cai logo

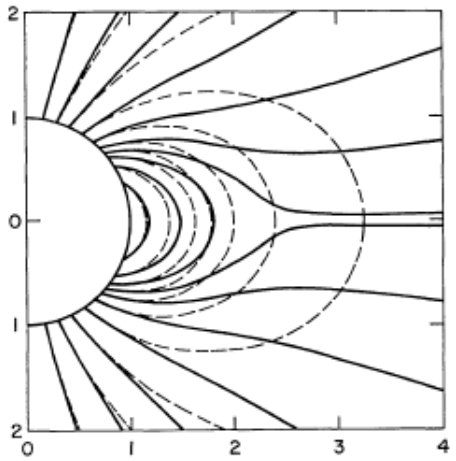

Figura 2.2: Geometria das linhas de campo magnético na atmosfera solar. As linhas tracejadas representam a geometria de um dipolo (Pneuman & Kopp 1971).

acima da fotosfera, mas eleva-se a seguir até cerca de 4000 K, caindo adiabaticamente após 3 r_0.

Em Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002), propusemos uma modificação no modelo de JPO. Incluímos um amortecimento extra devido à presença de grãos de poeira no envoltório, um perfil de temperatura realístico e incluímos a pressão de radiação como mecanismo secundário no processo de aceleração.

2.4.1 Equações do Vento

As equações que regem a dinâmica do vento são as equações do plasma definidas no capítulo 1. Alguns autores afirmam que existe a necessidade de uma abordagem cinética na descrição de um vento estelar, enquanto que a grande maioria dos modelos existentes na literatura utilizam a descrição de fluidos para o problema. Uma maneira de testar se a descrição de fluidos é válida é comparar o livre caminho médio entre as partículas com a escala do sistema. O livre caminho médio (l) é dado por:

$$l = (n\sigma)^{-1}, \tag{2.12}$$

onde σ é a secção de choque das partículas.

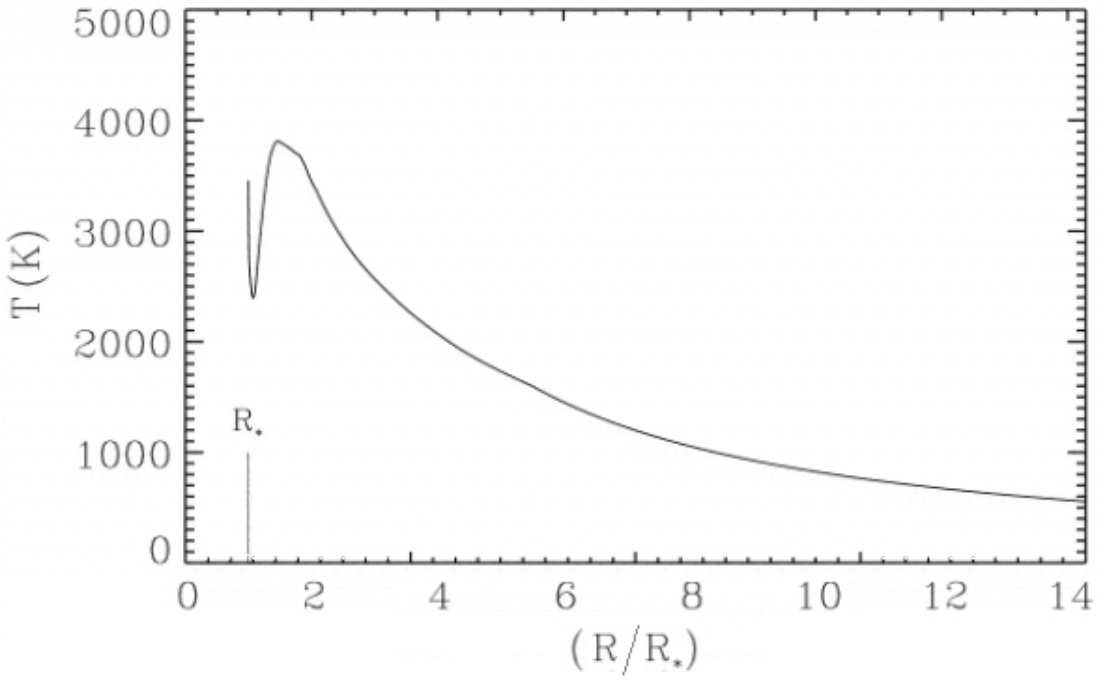

Figura 2.3: Perfil de temperatura do envoltório de α Ori (Harper, Brown & Lim 2001).

Como o vento das estrelas frias é pouco ionizado ($n_e \sim 10^{-4} n_H$) podemos dizer que a matéria é praticamente composta de hidrogênio neutro, cuja secção de choque é $\sim 10^{-16}\ cm^2$. Para estes ventos a densidade numérica é de $\sim 10^{11}\ cm^{-3}$ e assim, o livre caminho médio das partículas no vento é de $\sim 10^5\ cm$. Esse valor é muito menor que o raio da estrela, o comprimento de amortecimento da onda e também a resolução de nosso modelo. Desta forma, a utilização de uma descrição de fluido é pertinente. No caso de estrelas quentes, ou no Sol, a diferença entre os resultados utilizando teoria cinética ou de fluidos pode ser muito grande (Marsch 1994).

A equações de conservação da massa, de conservação do fluxo magnético, de momento e de energia, conseguem descrever totalmente a dinâmica de um vento estelar magnetizado. A equação de energia é necessária quando não se conhece a temperatura a cada ponto do vento. JPO removeram a equação de energia do problema ao considerar um vento isotérmico. Neste trabalho, entretanto, podemos remover do sistema a equação de energia ao utilizar um perfil de temperatura empírico, dado por Harper, Brown &

Lim (2001). Também faremos no modelo a aproximação de estado estacionário, e que o vento é unidimensional cuja propagação ocorre ao longo das linhas de campo magnético. Assim, a equação de conservação da massa se torna:

$$\rho u A = \rho_0 u_0 A_0, \tag{2.13}$$

a equação de conservação do fluxo magnético:

$$BA = B_0 A_0, \tag{2.14}$$

e a equação de movimento, adicionando os termos gravitacional e devido à propagação das ondas:

$$u\frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} - \frac{GM_*}{r^2} + f_{arr} + f_{ondas}, \tag{2.15}$$

onde $f_{arr} = f_{rad}$, dada pela equação (2.9), é a força de arrasto gerada pela colisão dos grãos acelerados pela pressão de radiação sobre os átomos do vento, e a força devido às ondas é dada por:

$$f_{ondas} = -\frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon}{dr}, \tag{2.16}$$

onde ϵ, definida em (1.25), é a densidade de energia das ondas. O gradiente de ϵ é o gradiente de pressão magnética das ondas, que resulta na aceleração do vento.

Substituindo a equação (1.26) em (2.16), temos:

$$f_{ondas} = -\frac{1}{2\rho}\left[-\frac{\epsilon}{L} - \epsilon\frac{(1+3M_A)}{(1+M_A)}\left(\frac{1}{u}\frac{du}{dr} - \frac{1}{B}\frac{dB}{dr} + \frac{1}{2\rho}\frac{d\rho}{dr}\right)\right]. \tag{2.17}$$

Por fim, combinando as equações (2.10), (2.11) e (2.13 – 2.17), obtemos a equação:

$$\frac{1}{u}\frac{du}{dr} = \frac{Z}{r}\frac{N}{D}, \tag{2.18}$$

sendo

$$N = v_T^2 \left(1 - \frac{r}{v_T}\frac{dv_T}{dr}\right) + \frac{1}{4}\left(\frac{1+3M_A}{1+M_A}\right)\langle\delta v^2\rangle + \frac{1}{2Z}\frac{r}{L}\langle\delta v^2\rangle - \frac{1}{2Z}v_e^2, \tag{2.19}$$

e

$$D = u^2 - v_T^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{1+3M_A}{1+M_A}\right)\langle\delta v^2\rangle, \tag{2.20}$$

onde $v_T^2 = k_B T/\mu m_H$ é a velocidade térmica, $v_e^2 = 2GM_*(1-\Gamma)/r$ é a velocidade de escape efetiva, considerando a aceleração devido à pressão de radiação, e $Z = S$ para $r < r_t$ e $Z = 2$ para $r > r_t$.

Em Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002), utilizamos o modelo de vento ora descrito, onde são considerados: i-) um perfil de temperatura não-isotérmico, ii-) a pressão de radiação e iii-) um forte amortecimento das ondas devido à presença de grãos; com o intuito de verificar como são modificados os resultados encontrados por JPO.

2.5 Resultados

2.5.1 Estrela Supergigante K5

Como primeira aplicação escolhemos a estrela do modelo 6 de Hartmann & MacGregor (1980), também utilizada por JPO, caracterizada por $M_* = 16\ M_\odot$, $B = 10\ G$, $r_0 = 400\ R_\odot$, $\rho_0 = 10^{-13}\ g\ cm^{-3}$ e $L_* = 3 \times 10^4\ L_\odot$, que resultam em $\Gamma = 0,3$. Como proposto no modelo de JPO, utilizamos inicialmente um fluxo total de ondas de Alfvén $\phi_{A0} = 3,36 \times 10^6\ erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$ e o fator de divergência $S = 5$. A importância do fator de divergência é destacada no trabalho de JPO. Como as paredes de um tubo, as linhas de campo guiam o vento e assim, quanto maior a área desse tubo, menor a velocidade de escoamento. O amortecimento de ondas devido aos grãos é introduzido apenas à partir da região de formação de grãos (RFG), que é um parâmetro livre. Na região onde $r < RFG$, os grãos ainda não interferem na propagação das ondas e um outro mecanismo de amortecimento deve ser considerado. Na figura 2.4 apresentamos o comportamento dos três mecanismos de amortecimento utilizados por JPO em função da distância (equações (1.27), (1.28) e (1.29)). Como já mostrado no capítulo 1, a presença

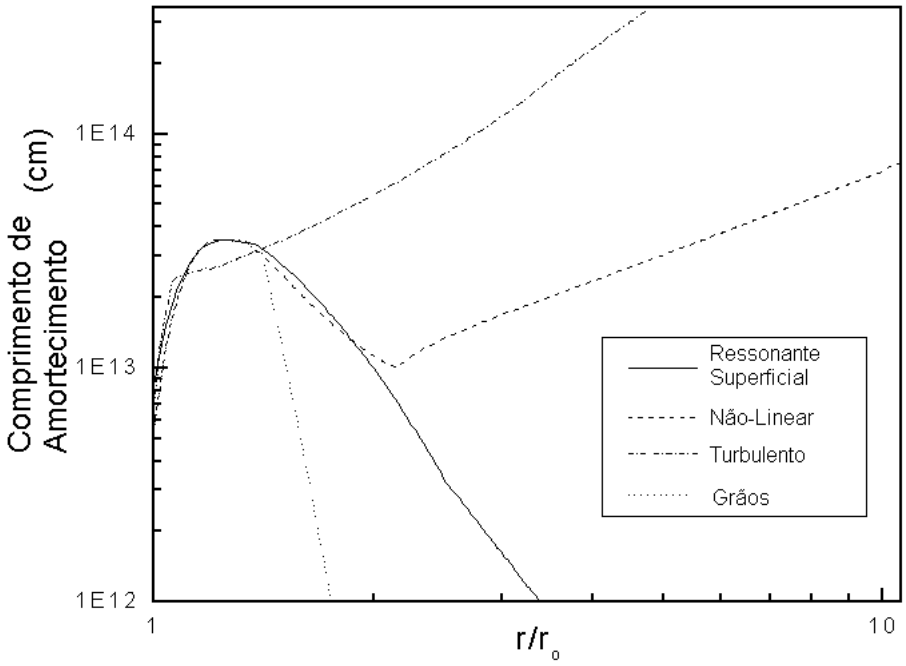

Figura 2.4: Comportamento dos três mecanismos de amortecimento utilizados por JPO para $L_0 = 0,2\, r_0$, representados pelas linhas cheia, tracejada e tracejada pontilhada, respectivamente para a estrela K5. A linha pontilhada representa o amortecimento devido aos grãos (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2002).

de poeira causa um amortecimento forte no fluxo de ondas. Desta forma, simulamos este amortecimento, para $r > RFG$, através da expressão $L_d = L_{(r=RFG)} e^{\frac{(RFG-r)}{A}}$, onde A é um parâmetro livre que apenas determina a rapidez do amortecimento. Na região onde $r < RFG$ os três mecanismos de amortecimento utilizados por JPO possuem o mesmo comportamento, e utilizamos então nos nossos cálculos, o não-linear.

Primeiramente fizemos simulações com um vento isotérmico e sem pressão de radiação, apenas variando a RFG. Os valores da RFG, velocidade terminal e taxa de perda de massa para cada simulação são dados na tabela 2.1. Nota-se que, sendo o amortecimento devido aos grãos mais forte que os outros considerados por JPO, o fluxo de ondas cai rapidamente à partir dessa região. Como conseqüência, a velocidade terminal do vento é reduzida. Assim, quanto mais próximo da estrela ocorre a formação de grãos, menor é a velocidade terminal. Para aumentar a velocidade terminal do vento, de forma a obter

Tabela 2.1: Comparação do modelo proposto com o trabalho de JPO, para $S = 5$ e $L_0 = 0,2\ r_0$

Model	$RFG\ (r/r_0)$	u_∞/v_{e0}	$\dot{M}\ (10^{-7}\ M_\odot\ ano^{-1})$
JPO	.....	$0,56$	$5,1$
JPO + grãos	1,20	$0,41$	$3,4$
JPO + grãos	1,32	$0,45$	$3,9$
JPO + grãos	1,50	$0,52$	$4,6$
JPO (S=4,3) + grãos	1,32	$0,61$	$4,4$

$u_\infty \sim 1/2 v_{e0}$, é necessário diminuir o fator de divergência S.

Agora, adicionando o perfil não-isotérmico e os efeitos da pressão de radiação, os resultados da equação do vento se tornam diferentes. Na figura 2.5 temos o perfil de velocidade para o modelo de JPO (linha tracejada) e o modelo proposto neste trabalho (linha cheia). A região circulada, onde existe a maior aceleração do vento, coincide com a região considerada para a formação dos grãos. Essa aceleração é fruto do rápido declínio do fluxo de ondas causado pelo amortecimento devido aos grãos, mas principalmente pelo gradiente de temperatura da região. A pressão de radiação também é considerada em toda a extensão do vento ($r > RFG$). Como resultado, obtém-se uma velocidade terminal bem maior que a de JPO.

Esses resultados mostram que a pressão de radiação e, principalmente, um perfil de temperatura realista, embora não sejam os principais mecanismos de aceleração do vento, podem influenciar os parâmetros finais do vento como a velocidade e a taxa de perda de massa. Assim, modelos atuais que não levam em consideração a equação de energia para a determinação do perfil de temperatura estão obtendo valores sistematicamente menores para a velocidade terminal do vento.

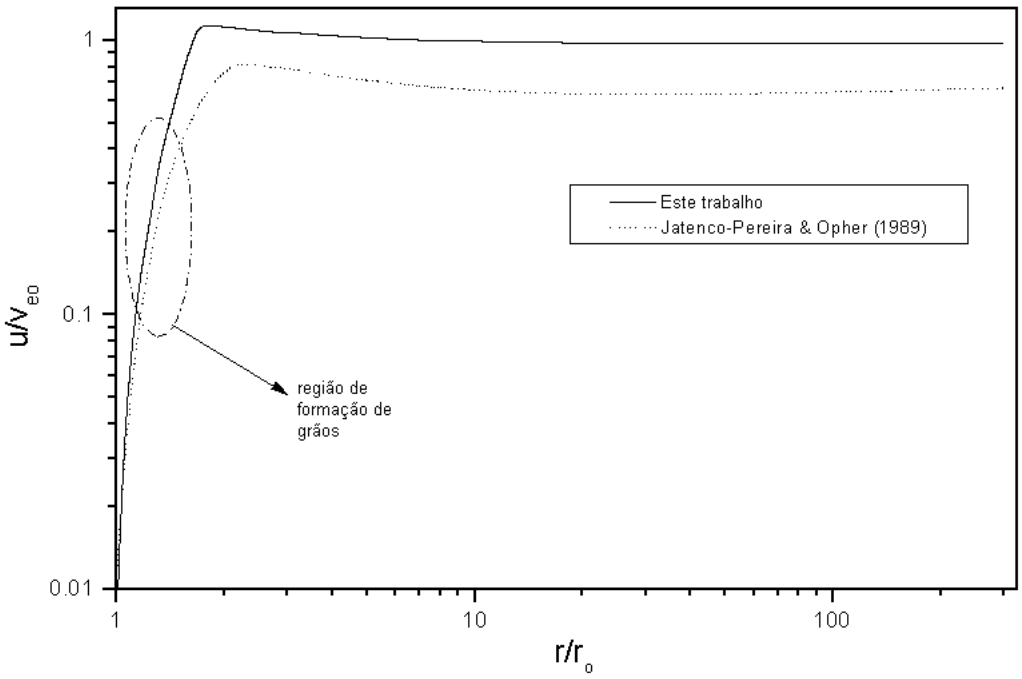

Figura 2.5: Perfil de velocidade do vento para JPO (linha tracejada) e para o modelo proposto (linha cheia), onde a pressão de radiação e um perfil não isotérmico são considerados (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2002).

2.5.2 Aplicação à α Orionis (Betelgeuse)

Betelgeuse é uma estrela supergigante vermelha (M3 I), variável de longo período, distante 130 pc do Sol. Observações do envoltório de Betelgeuse fornecem velocidade terminal de $u_\infty = 15\ km\ s^{-1}$ e taxa de perda de massa $\dot{M} = 2 - 5 \times 10^{-6}\ M_\odot\ ano^{-1}$ (Knapp & Woodhams 1991, Loup *et al.* 1993). A determinação de sua massa é incerta, e por ser uma estrela variável, a determinação de seu raio também não é precisa. Suporemos então, $r_0 = 300\ R_\odot$ e $M = 8\ M_\odot$. O perfil de temperatura do envoltório é o dado pela figura 2.3, e o fator de Eddington para os parâmetros adotados é de $\Gamma = 0,6$. O fluxo inicial de ondas de Alfvén foi considerado como parâmetro livre. O melhor valor obtido foi $\phi_{A0} = 6,9 \times 10^6\ erg\ cm^2\ s$, que reproduz um vento com velocidade terminal de $u_\infty = 16\ km\ s^{-1}$, e uma taxa de perda de massa $\dot{M} = 4 \times 10^{-6}\ M_\odot\ ano^{-1}$, de acordo com as observações. O perfil de velocidade do vento é mostrado na figura 2.6 (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2002).

Embora o perfil de densidade mostrado na figura 2.6 seja um bom ajuste para os dados observacionais de Harper, Brown & Lim (2001), gostaríamos de evidenciar que o verdadeiro objetivo do trabalho foi verificar se um perfil de temperatura, pressão de radição e a posição de formação de grãos, poderiam alterar os resultados do modelo de JPO. O principal resultado foi descobrir que a estrutura do vento é muito dependente do perfil de temperatura. Por esse motivo, é importante incluir no modelo o cálculo auto-consistente da equação de energia, para depois realizar ajustes a dados observacionais.

2.6 Discussão

Devido às conclusões de Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002), Vidotto (2005) reformulou o modelo de aceleração de ventos incluindo o cálculo da temperatura através da equação de energia. Seguindo a derivação da equação de movimento (2.18), a equação de energia (1.11) pode ser reescrita como:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{2}{3}\frac{T}{r}\left[\frac{r(Q-\Lambda)}{\rho u\,(kT/\mu m_H)} - \left(Z + \frac{r}{u}\frac{du}{dr}\right)\right], \tag{2.21}$$

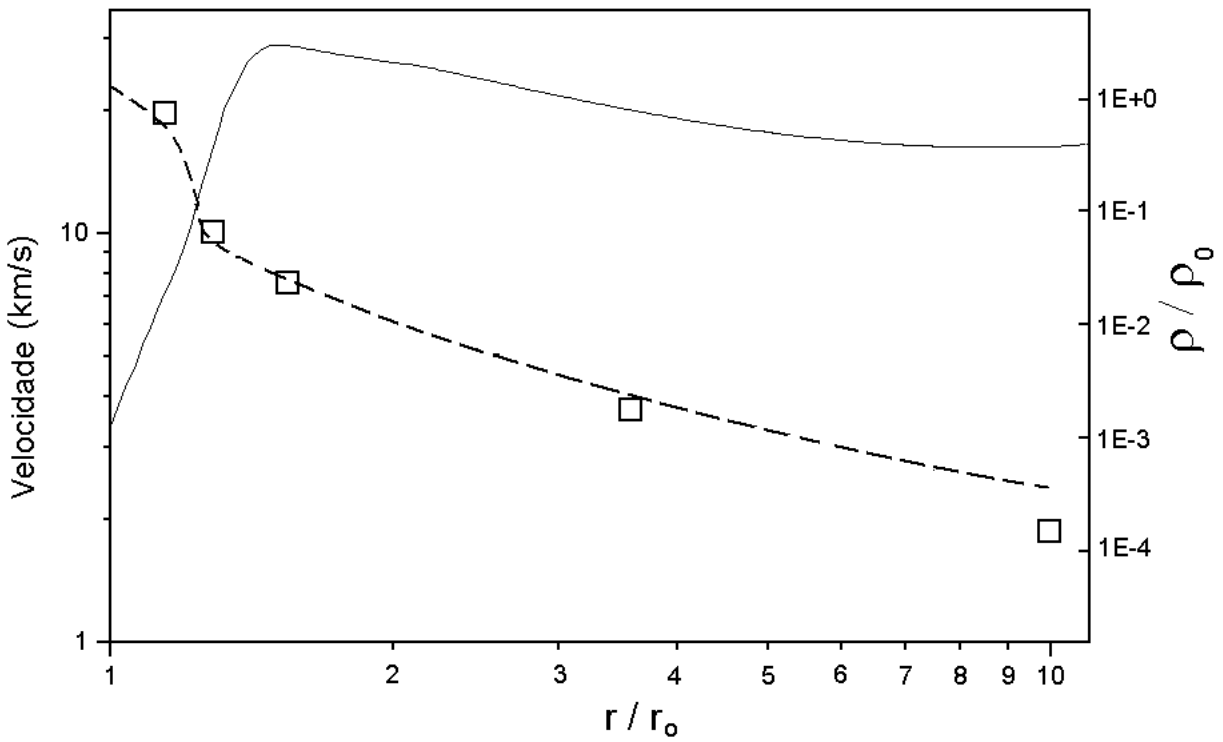

Figura 2.6: Perfis de velocidade (linha cheia) e densidade (linha tracejada) do vento de α *Ori* considerando um perfil de temperatura dado pela figura 2.3, e um vento impulsionado por ondas de Alfvén e pressão de radiação. Os quadrados se referem às medidas de densidade de Harper, Brown & Lim (2001).

onde Λ é a função de perda radiativa e $Q = \epsilon(u + v_A)/L$ é a taxa de aquecimento devido às ondas.

Neste caso, as equações (1.26), (2.13), (2.18) e (2.21) determinam o conjunto de equações diferenciais que reproduzem o vento. Utilizando os mesmos parâmetros iniciais para a estrela considerada na seção anterior, Vidotto (2005) obtém um perfil de temperatura semelhante ao utilizado empiricamente neste trabalho, e confirma nossas previsões de uma velocidade terminal 54% maior que no caso isotérmico, e o vento sendo fortemente sensível a gradientes de temperatura.

Esse resultado vai de encontro ao que se obtém na literatura. Usualmente, ventos de estrelas frias são considerados isotérmicos por se acreditar que gradientes de temperatura não têm efeitos significativos. No caso de estrelas quentes e pouco luminosas, no entanto, utiliza-se o gradiente de temperatura como principal mecanismo de aceleração dos ventos. O exemplo mais comum é o Sol. Ondas de Alfvén e reconexão magnética na superfície da estrela aquecem o plasma rapidamente de $10^4 K$ para $10^6 K$, gerando assim um grande gradiente de temperatura. Sendo de baixa densidade, o plasma atinge altas velocidades ($\sim 500-700\ km\ s^{-1}$), formando o vento solar. Mas, mostramos que mesmo em envoltórios de baixa temperatura, embora não seja o mecanismo dominante, gradientes de temperatura têm papel importante no processo de aceleração do vento.

Esses resultados não diminuem a importância das partículas de poeira nestes objetos. A presença de poeira no vento é crucial, já que atuam como o principal agente acelerador. No caso da pressão de radiação, os grãos são responsáveis por absorver a luz e transferir momento ao gás. No caso das ondas de Alfvén, grãos são responsáveis pelo seu amortecimento, aquecendo e acelerando o plasma.

Capítulo 3

Colisão de Ventos e Poeira em Sistemas Binários Massivos

3.1 Introdução

Embora envoltórios de estrelas frias sejam mais conhecidos como regiões de formação e crescimento de grãos de poeira, estrelas quentes também podem ser sítio de nucleação e conseqüente injeção desse material ao meio interestelar. Talvez os mais notáveis, e que vêm se tornando bastante freqüentes à medida que observações em infravermelho (IR) de longa duração são realizadas destes objetos, sejam os casos de formação de poeira em estrelas O e B na seqüência principal, e durante suas fases evoluídas como as Wolf-Rayet (WR). Essas estrelas são caracterizadas por possuirem altas massa ($M > 10\ M_\odot$), luminosidade ($L > 10^3\ L_\odot$) e temperatura efetiva ($T > 20000\ K$).

Essas características virtualmente impossibilitam a existência de qualquer material sólido a distâncias menores que centenas de raios estelares. Entretanto, desde o início da década de 80, observações em bandas sub-milimétricas, IR, polarimetria no visível e extinção de ultravioleta (UV) indicam a presença de grãos de poeira nesses objetos. O mais interessante é que os objetos com maior quantidade de poeira estão em sistemas binários ou múltiplos. De certa forma, deve haver então algum tipo de correlação entre a presença de poeira e a binaricidade do objeto.

No período de 1982 a 1984, observações da estrela Wolf-Rayet HD192641 (WR137) acusaram um aumento de 4 vezes no fluxo no IR, indicando a presença de poeira circunstelar (Williams *et al.* 1985). Antes disso, já se especulava a presença de poeira em dois outros objetos, WR140 (Williams *et al.* 1978) e WR48a (Danks *et al.* 1983). Na figura 3.1 apresentamos as observações em IR de WR137, onde os círculos cheios representam

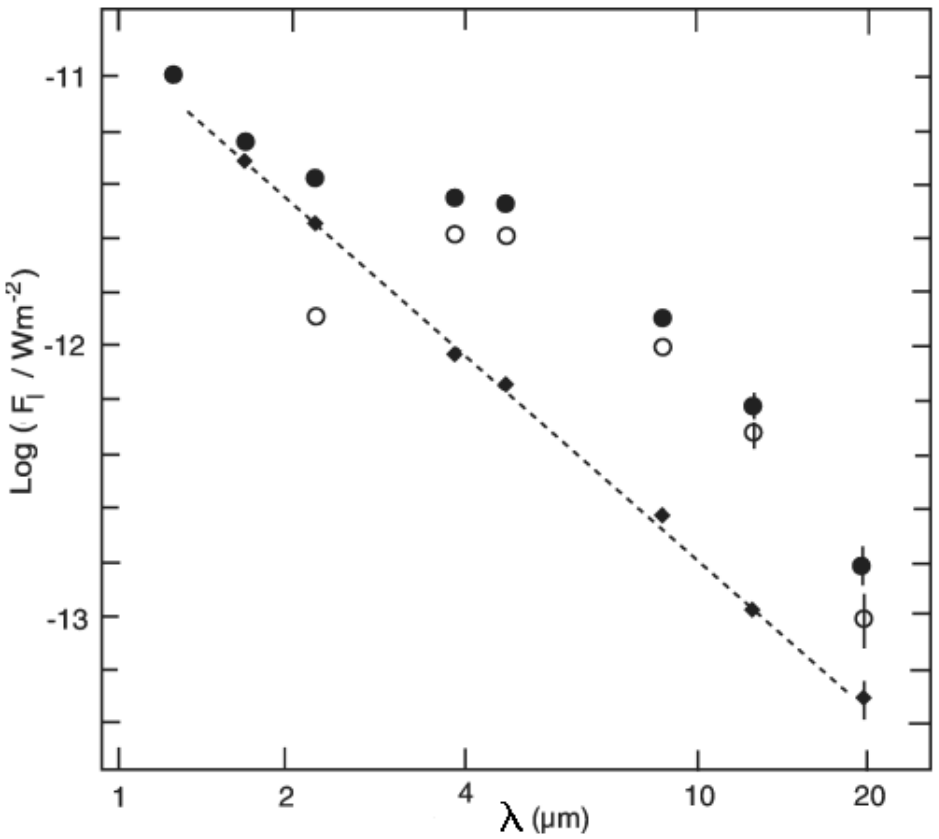

Figura 3.1: Fluxos em IR ($1 - 20\mu m$) de WR137 na fase quiescente (losangos) e na fase de máximo (círculos cheios). A subtração entre ambos é dado pelos cículos vazios (Williams *et al.* 2001).

os dados na fase de máximo, os losangos os fluxos na fase quiescente e os círculos vazios a subtração entre ambos, que fornece a distribuição espectral de energia proveniente da poeira (Williams *et al.* 2001).

WR137, naquela data, apresentava fracas evidências espectroscópicas de órbita ou presença de estrela companheira, mas que foram confirmadas anos mais tarde. A partir destas observações em IR, WR140 foi acompanhada simultaneamente em diversos filtros, e ficou caracterizada a correlação entre as características espectrais de um sistema binário e o incremento periódico em IR, cujo responsável é a presença de grãos, principalmente na passagem pelo periastro (Williams *et al.* 1990). Em anos seguintes, observações mostraram que o aumento no fluxo em IR devido à poeira em WR137 ocorre a cada

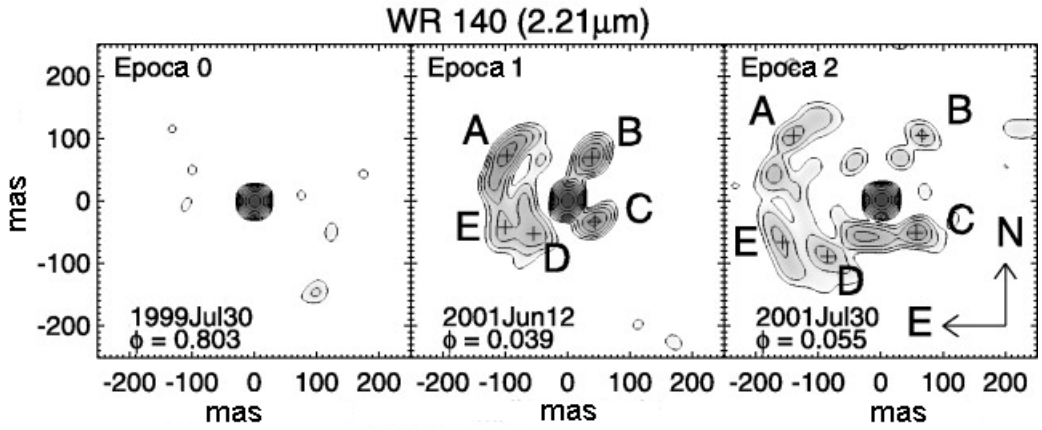

Figura 3.2: Imagem em $2,2\mu m$ de WR140 em três diferentes épocas. A imagem denominada por "época 0" foi obtida antes do episódio de formação de poeira. As duas últimas, que mostram a cauda de poeira em expansão, foram obtidas após o periastro, que ocorreu em Fevereiro de 2001 (Monnier, Tuthill & Danchi 2002).

13 anos, coincidindo com o período espectroscópico (Marchenko, Moffat & Grosdidier 1999). WR137 produz, no periastro, 10^{-7} $M_{\odot}$ ano^{-1} de poeira, ou 0,5% da massa total do vento (Williams & van der Hucht 1994). Dois outros sistemas apresentam dados observacionais muito semelhantes, WR6 e WR134 (Harries, Babler & Fox 2000)). Recentemente, observações em alta resolução em IR dos sistemas binários WR+O de WR104 (Tuthill, Monnier & Danchi 1999) e WR98a (Monnier, Tuthill & Danchi 1999) mostram uma nebulosa de poeira, com estrutura de "pluma" (espiral), em rotação sincronizada com a órbita do sistema.

Monnier, Tuthill & Danchi (2002) apresentam pela primeira vez, imagens de alta resolução da cauda de poeira formada ao redor de WR140 durante a passagem do periastro (após Fevereiro de 2001). Utilizando o Keck-I, em $2,2$ μm, fizeram observações de alta resolução multi-temporais, obtendo imagens que comprovam a formação e a expansão de um envoltório de poeira (figura 3.2).

Comprimentos de onda menores também podem fornecer uma contrapartida para este cenário. Kato *et al.* (2002) apresentam observações no óptico de WR106 durante o período de 1994 - 2002. A curva de luz de WR106 apresenta um declínio de 3 mag em

Abril de 2000. Este declínio dura aproximadamente 55 dias, quando seu fluxo volta ao patamar normal. Segundo os autores, a explicação para tal fenômeno seria a transição de uma condensação de poeira na linha de visada. O mesmo ocorre no ultravioleta e raios-X, observados em inúmeros sistemas (Williams & van der Hucht 1994).

Essas evidências não deixam a menor dúvida sobre a possibilidade de existência de grãos nesses ambientes tão hostis à sua sobrevivência. A possível explicação para a formação de poeira nestes sítios é que essas regiões são o resultado do resfriamento e adensamento dos ventos após a colisão. Quando os dois ventos supersônicos e massivos das duas estrelas se encontram, um choque muito forte provoca a compressão e o aquecimento do plasma. Se as taxas de perda radiativa são altas, o gás se comprime ainda mais. O fator de compressão após a perda radiativa pode ser de $\sim 10^3$ (Usov 1991). Muito mais denso e frio, o gás pode então, propiciar as condições ideais para o crescimento de grãos, além de proteger os grãos da radiação estelar (Williams *et al.* 2001).

Em Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham (2003, 2005), propusemos um modelo no qual os ventos de duas estrelas massivas, formando um sistema binário próximo, poderiam se tornar sítio de formação e sobrevivência de grãos. Neste modelo, conforme os ventos colidem, geram regiões de choque. A partir das relações de Hankine-Hugoniot pode-se determinar os aumentos na temperatura e densidade do gás com um tratamento hidrodinâmico simples, desconsiderando a presença de campos magnéticos. Como conseqüência da evolução temporal deste choque, mostramos que o gás atinge baixas temperaturas e alta densidade. A comprovação observacional destes choques é dada em raios-X. Estrelas WR emitem, em média, $10^{32} - 10^{33}$ $erg\ s^{-1}$ em raios-X. Sistemas binários massivos, entretanto, possuem luminosidades nesta banda de 10^{35} $erg\ s^{-1}$, indicando assim uma fonte, não fotosférica, de raios-X. A principal fonte deste excesso em raios-X é o gás extremamente quente da região de choque entre os ventos estelares (Prilutskii & Usov 1976, Pollock 1987, Zhekov & Skinner 2000).

3.2 Modelo de Colisão de Ventos

3.2.1 O choque entre os ventos

Em um sistema binário de estrelas massivas, onde ambas ejetam grandes quantidades de matéria em forma de ventos supersônicos, existe uma região interna à trajetória orbital da estrela menos massiva onde ocorre o choque entre estes ventos. Este choque é fruto da interação entre os ventos, e resulta em um aumento de densidade e, principalmente, de temperatura do gás. No periastro, quando as estrelas estão mais próximas, a densidade dos ventos na região do choque é maior e, conseqüentemente, os seus efeitos são intensificados.

A camada que caracteriza o choque pode ser dividida em três faixas, como na figura 3.3, onde $D = r_{WR} + r_{OB}$ representa a separação entre as estrelas. A faixa interna, chamada de região de contato (C), caracteriza a região onde a pressão de ambos os ventos é igual. S_1 e S_2 designam as frentes de choque para os ventos da primária e da secundária, respectivamente. A distância mínima entre as estrelas e a superfície de contato, ou seja, a posição onde o choque entre os ventos é frontal, é determinada igualando-se as pressões:

$$\rho_{WR}\ v_{WR}^2 = \rho_{OB}\ v_{OB}^2. \tag{3.1}$$

Utilizando D e a taxa de perda de massa esfericamente simétrica, $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$, obtemos:

$$r_{WR} = \frac{1}{1+\eta^{\frac{1}{2}}} D, \tag{3.2}$$

onde $\eta = \dot{M}_{OB} v_{OB} / \dot{M}_{WR} v_{WR}$, é a razão entre os momentos dos ventos.

Na figura 3.3, segundo Eichler & Usov (1993), a superfície C possui geometria cônica, onde θ representa o ângulo de abertura assintótico, e é dado por:

$$\theta \simeq 2,1 \left(1 - \frac{\eta^{\frac{2}{5}}}{4}\right) \eta^{\frac{1}{3}}. \tag{3.3}$$

Simulações numéricas confirmam essa aproximação analítica, como pode ser visto mais

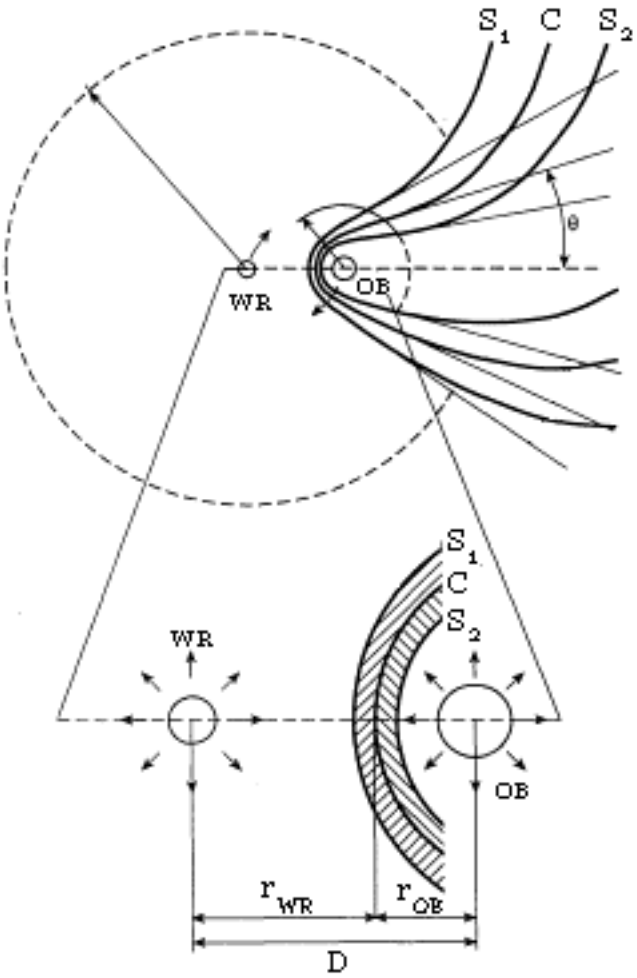

Figura 3.3: Esquema da camada de choque em um sistema binário composto por uma estrela WR e sua companheira, uma estrela OB. A superfície de contato é indicada por C, enquanto que as ondas de choque são dadas por S_1 e S_2 (Usov 1992, Eichler & Usov 1993).

adiante na figura 3.13.

Pode-se perceber pelas equações (3.2) e (3.3) que o choque forma uma superfície que encobre a estrela cujo vento possui menor momento. Normalmente, a estrela mais massiva possui o vento com momento dominante, e a superfície de choque se formará ao redor da estrela secundária.

Para a determinação dos parâmetros no choque, utilizamos as relações de Rankine-Hugoniot (desprezando os campos eletromagnéticos), dadas pela solução estacionária das equações de conservação da massa (1.8), momento (1.10) e energia (1.11), reescritas como:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \tag{3.4}$$

$$\rho \left(\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -\vec{\nabla} P, \tag{3.5}$$

$$\rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(H + v^2/2 \right) = -Q, \tag{3.6}$$

respectivamente, onde ρ é a densidade em massa do gás, P a pressão, v a velocidade, H a entalpia e Q a variação de energia por unidade de tempo por unidade de volume.

No referencial do choque, supondo um choque unidimensional, v passa a ser a velocidade relativa entre os ventos. Em geral, o choque ocorre em escalas de tempo dinâmicas muito menores que a escala de tempo radiativa. Desta forma, Q pode ser considerado nulo no instante do choque. Neste caso, se considerarmos o índice "1" para os parâmetros do gás antes do choque, e "2" para os parâmetros no pós-choque, as equações (3.4) à (3.6) se tornam:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \tag{3.7}$$

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2, \tag{3.8}$$

$$H_1 + \frac{v_1^2}{2} = H_2 + \frac{v_2^2}{2}. \tag{3.9}$$

O sistema de equações acima, supondo um gás ideal, tem como soluções a densidade e a temperatura no pós choque, dadas por:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)\,M^2}{(\gamma-1)\,M^2+2}, \tag{3.10}$$

$$\frac{\rho_2 T_2}{\rho_1 T_1} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma-1)}{(\gamma+1)}, \tag{3.11}$$

onde $M = v_1\,(\gamma k_B T_1/\mu m_H)^{\frac{1}{2}}$ é o número de Mach no pré-choque.

Tipicamente, estrelas OB e WR, apresentam ventos com velocidades terminais de $v = 2000 - 3000\ km\ s^{-1}$, e taxas de perda de massa $\dot{M} \sim 10^{-5}\ M_\odot\ ano^{-1}$ (Lamers 2001). Note que, no caso de estrelas O-B os ventos são supersônicos, com $M >> 1$. Neste caso, as equações (3.10) e (3.11) fornecem $\rho_2 \sim 4\rho_1$ e $T_2 \propto T_1 M^2$. Assim, embora as densidades exatamente no pós-choque não sejam muito altas, as temperaturas atingem $10^7 - 10^8 K$.

3.2.2 A Evolução do Gás no Pós-choque

Como conseqüência da alta temperatura, o gás começa a emitir radiação a taxas elevadas. A evolução temporal da termodinâmica do gás após o choque pode ser determinada pela equação da energia:

$$\frac{3k_B\rho\,(t)}{2\mu m_H}\frac{dT\,(t)}{dt} - \frac{k_B T\,(t)}{\mu m_H}\frac{d\rho\,(t)}{dt} + \vec{\nabla}\cdot\left(K\vec{\nabla}T\right) = \Gamma - \Lambda, \tag{3.12}$$

onde K representa a condução térmica, Γ representa o ganho de energia por absorção e Λ a perda de energia pela emissão radiativa. Para resolver completamente a evolução do gás após o choque, necessitamos de uma equação adicional que relacione a densidade e a temperatura. Normalmente, supõe-se que o gás é capaz de se contrair ou expandir livremente a fim de igualar sua pressão interna à pressão externa dos ventos. Assim,

espera-se que toda a evolução temporal do gás se dê praticamente à pressão constante. Com isso, o gás, à medida que se resfria, é comprimido pelo meio externo de tal forma que $\rho(t_1)\,T(t_1) \simeq \rho(t_2)\,T(t_2)$.

O ganho de energia do gás se dá, principalmente, pela absorção de fótons ionizantes provenientes das duas estrelas massivas, de alta luminosidade. A quantidade de energia dada ao gás pela absorção de um fóton é a sua energia ($h\nu$) menos a energia de ionização do elemento considerado ($h\nu_0$). Para efeitos de simplificação, tomaremos apenas o aquecimento gerado pela ionização do hidrogênio. A função de aquecimento, neste caso, é dada por (Osterbrock 1974):

$$\Gamma = n_{H_0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_0)\, a_\nu(H_0)\, d\nu, \tag{3.13}$$

onde a_ν é a secção de choque de fotoionização, J_ν a intensidade média dos fótons e ν_0 a freqüência de ionização do hidrogênio.

Consideraremos que as perdas radiativas podem ocorrer por emissão livre-livre (*breemstrahlung*) e por linhas de transição eletrônica. Naturalmente, o primeiro processo será dominante nos instantes iniciais do pós-choque quando a temperatura e a fração de ionização do gás são elevadas. A emissão de linhas de transição será dominante no processo de perda radiativa quando os elétrons estiverem recombinados.

A função de resfriamento por emissão livre-livre é dada por (Spitzer 1978):

$$\Lambda_{ll} \simeq 2,4 \times 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} n_e^2. \tag{3.14}$$

Para uma transição $j \rightarrow k$, de um elemento i, a função de resfriamento por emissão, é:

$$\Lambda_{linhas} = n_H n_e a_i x_j E_{jk} \gamma_{jk} \left(1 + \frac{n_e \gamma_{kj}}{A_{kj}}\right)^{-1}, \tag{3.15}$$

onde a é a abundância do elemento considerado, x é a fração de excitação, E é a energia da transição, γ é a taxa de excitação, ou desexcitação colisional e A a taxa de emissão espontânea. Mathews & Doane (1990) fornecem um ajuste aproximado para a função de resfriamento, obtido pela somatória de (3.15) para as principais linhas de um gás com abundância cósmica, dado por:

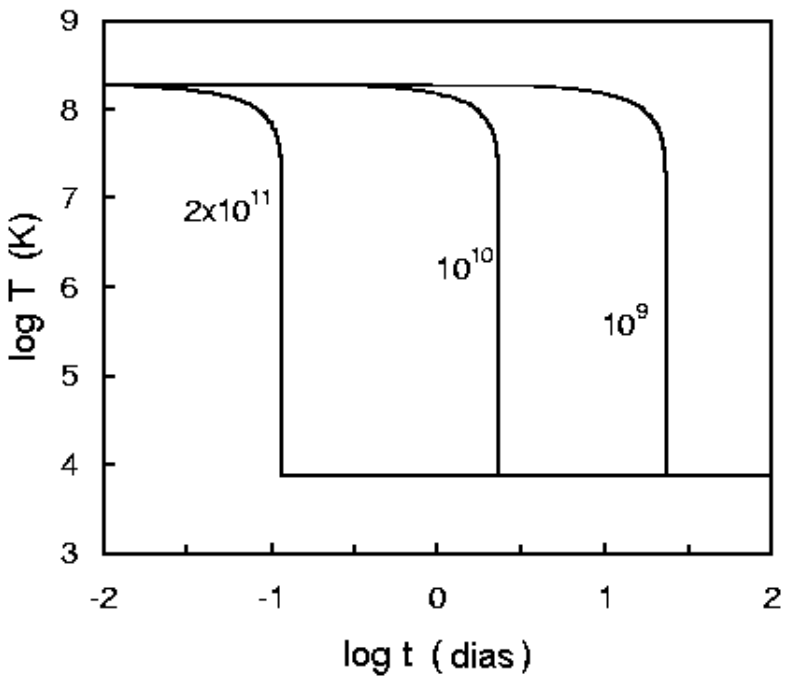

Figura 3.4: Evolução temporal da temperatura do gás após o choque. Nos cálculos fixamos a temperatura inicial do gás no choque em 2×10^8 K e supomos o fluxo de uma estrela de $T_{ef} = 5 \times 10^4$ K. O número das curvas indica a densidade inicial do gás no choque em cm^{-3} (Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham 2005).

$$\Lambda_{linhas} \simeq n_H n_e \frac{b_1 T^p}{1 + b_2 T^q}, \tag{3.16}$$

onde $b_1 = 1,53 \times 10^{-27}$, $b_2 = 1,25 \times 10^{-9}$, $p = 1,2$ e $q = 1,85$.

A temperatura de equilíbrio do gás pode ser obtida igualando-se $\Gamma = \Lambda_{ll} + \Lambda_{linhas}$. Para uma estrela de $T_{ef} = 5 \times 10^4 K$, obtemos uma temperatura de equilíbrio $T_{eq} \simeq 7500 - 8500$ K. A escala de tempo em que o resfriamento ocorre pode ser estimada como $\tau_{res} \sim nk_B T/\Lambda$. Supondo que o gás possua uma densidade no choque de 10^{10} cm^{-3}, $\tau_{res} \simeq 10^5 s$. Na figura 3.4 ilustramos a evolução temporal da temperatura de um gás inicialmente a $T = 2 \times 10^8 K$, iluminado por uma estrela de $T_{ef} = 5 \times 10^4 K$, para diferentes densidades.

Conforme a estrela secundária viaja em torno da estrela mais massiva o gás no pós-choque, já resfriado, se expande com baixa velocidade. O vento da estrela primária

empurra então esta camada de gás, já densa e resfriada, acumulando matéria e formando uma cortina de gás e poeira (ver figura 3.8). Por conservação de momento, pode-se determinar que a velocidade de expansão é de $\sim 100\ km\ s^{-1}$. Para se tomar uma escala de tamanho para esta camada, multiplicando a velocidade de expansão por, digamos, 1 dia de acúmulo de material, a cortina teria $L = 10^{12}\ cm$ de espessura.

Possuindo o gás uma densidade maior ($> 10^4 \rho_0$), é possível que nem todo o material esteja ionizado, ou seja, é possível que os fótons ionizantes da estrela sejam absorvidos pela parte externa da cauda, mantendo assim a parte interna neutra. O tamanho da região ionizada, ou "distância de Stromgrem", pode ser determinado igualando a densidade de fótons ionizantes ao número de recombinações por cm^3 (Osterbrock 1974):

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi R_*^2(\pi F_\nu)}{h\nu} d\nu = \int_{r_1}^{r} 4\pi r^2 n_e n_H \alpha^{(2)} dr, \tag{3.17}$$

onde R_* é o raio da estrela responsável pela ionização, F é o fluxo na superfície da estrela, ν_0 é a freqüência mínima de ionização do material, α é o coeficiente de recombinação do hidrogênio e $d = r - r_1$ é a espessura da região ionizada.

Para uma densidade inicial no choque de $10^{10}\ cm^{-3}$, a equação (3.17) fornece $d \simeq 5 \times 10^9\ cm << L$. Assim, teremos uma parte interna neutra, protegida dos fótons de alta energia. Como conseqüência, a temperatura em seu interior é menor que 8000 K, já que a intensidade média que penetra na cauda será dada por:

$$4\pi J_\nu = \pi F_\nu(R_*) \frac{R_*^2 e^{-\tau_\nu}}{r^2}, \tag{3.18}$$

onde r é a distância da estrela à região considerada e τ_ν é a profundidade óptica na freqüência ν. Introduzindo a equação (3.18) em (3.13), a temperatura de equilíbrio para o interior da cauda de gás será de $\sim 10^2 - 10^3 K$.

A estas baixas temperaturas e altas densidades, grãos podem crescer, como descrito na seção 2.2. Sendo as equações de crescimento e evaporação de grãos dadas por (2.2) e (2.3), respectivamente, podemos determinar o raio médio de equilíbrio de um grão. Para isso, igualamos ambas as equações e substituímos os parâmetros do interior da cauda de gás. Considerando grãos de grafite, com $s = 2,2\ g\ cm^{-3}$ (Draine & Lee 1984) e

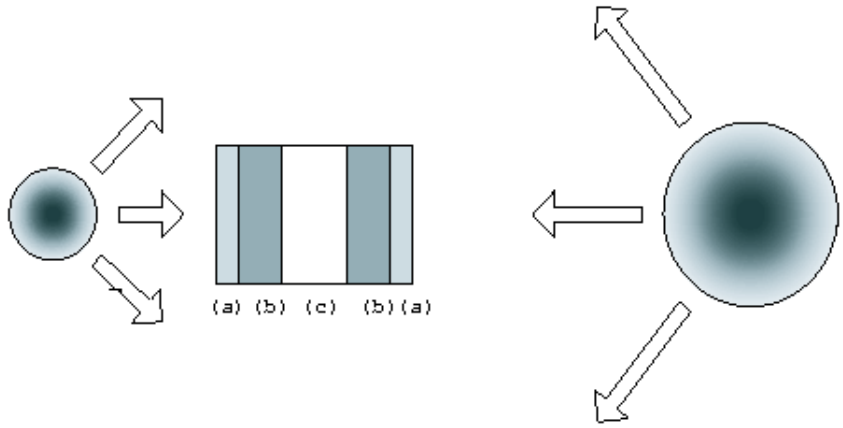

Figura 3.5: Estrutura da camada de gás após o resfriamento no pós-choque. A radiação estelar ioniza o gás na parte externa (região a), mas a parte interna permanece neutra e à baixa temperatura. No interior, onde a temperatura é muito menor (região c), grãos podem se formar (Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham 2005).

uma abundância de carbono $n(C)/n(H) \simeq 10^{-3,5}$ (Savage & Sembach 1996), obtemos $\overline{a} \sim 0,1\ \mu m$. A escala de tempo de crescimento destes grãos pode ser estimada por $\tau_{gr} = \overline{a}/(da/dt)_{gr} \ \sim\ 5\ h$.

Para o caso de grãos de silicato (SiO) o resultado é semelhante. Utilizando $s = 2,5\ g\ cm^{-3}$ (Lefèvre 1979) e $n(SiO)/n(H) \simeq 10^{-4,5}$ (Savage & Sembach 1996), obtemos $\overline{a} \sim 0,08\ \mu m$ e $\tau_{gr} = \overline{a}/(da/dt)_{gr} \sim 10\ h$

De acordo com esse resultado, podemos imaginar que em uma escala de tempo de poucas horas, o gás pode se resfriar (figura 3.4) e ainda permitir o crescimento de grãos. Em Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham (2005) mostramos que a região do pós-choque deve, então, ser constituída de uma parte externa ionizada, uma região intermediária neutra, e uma região empoeirada interna, como ilustrado na figura 3.5.

Para comprovar a teoria de que grãos podem existir em ambientes hostis à sua sobrevivência, como sistemas binários massivos, é necessário verificar se os resultados do modelo são compatíveis com as observações. Na seção seguinte, aplicamos o modelo de colisão de ventos ao sistema binário de $\eta\ Car$, ricamente observado em diversos comprimentos de onda. Modelamos as curvas de luz em raios-X e rádio, já que são bem

determinadas observacionalmente e, à partir destas, pode-se ter uma comprovação ainda mais robusta da teoria de choques de ventos. Embora grãos não influenciem na transferência radiativa nestes comprimentos de onda, o modelo de choque satisfaz tanto a determinação dos parâmetros orbitais como a sobrevivência de grãos nestes ambientes.

3.3 Aplicação a η Carinae

3.3.1 Introdução

η *Carinae* é uma estrela peculiar envolvida por uma densa nuvem de gás e poeira, formada por seqüências de episódios de ejeção de massa, caracterísitico de uma estrela luminosa azul variável (LBV - *Luminous Blue Variables*). Sua massa pode ser estimada a partir da luminosidade bolométrica, correspondendo a um objeto de 120 $M_\odot$, fazendo de η *Car*, se individual, a estrela mais massiva da Galáxia.

Durante os últimos anos surgiram fortes evidências para que η *Car* seja entendida, na realidade, como um sistema binário. Foi notada uma periodicidade de 5,52 anos na curva de luz em IR (Whitelock *et al.* 1994), na linha de alta excitação do HeI λ10830Å (Damineli 1996) e na velocidade radial da linha de Paγ, que também indica uma alta excentricidade para a órbita do sistema (Damineli, Conti & Lopes 1997). A periodicidade de 5,52 anos foi também observada em rádio (Cox *et al.* 1995, Abraham & Damineli 1999, Duncan & White 2003, Abraham *et al.* 2003). Observações com o VLBI mostram uma região muito compacta de emissão que cresce com o tempo para formar uma estrutura alongada e extensa no máximo, como mostrado na figura 3.6 (Duncan, White & Lim 1997). Isso pode ser o indicativo da presença de um disco de gás cuja ionização é variável. Observações em infravermelho também mostram um disco compacto, com uma função lei de potência entre 2 e 8 μm, atribuída à emissão térmica de grãos a temperaturas de $400 - 1500\ K$ (Morris *et al.* 1999).

Argumentos contrários ao modelo binário vieram de observações espectroscópicas de alta resolução do HST (Davidson, Ishibashi & Gull 2000), as quais mostram que, embora as velocidades radiais das linhas de emissão próximas da estrela variam, estas são incom-

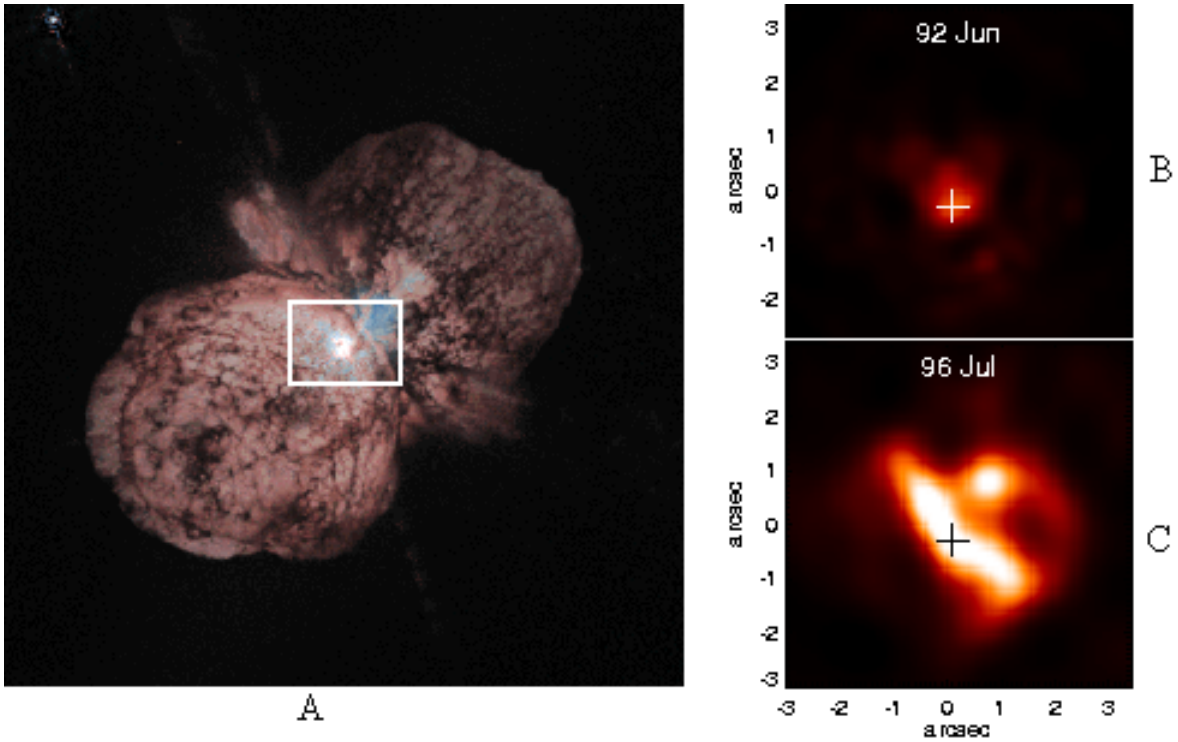

Figura 3.6: A estrela *η Car* no visível (HST) (painel A) e, coincidindo com a posição da fonte (quadrado), observações em rádio com o VLBI no mínimo (painel B) e no máximo (painel C) (Duncan, White & Lim 1997).

patíveis com os parâmetros orbitais de Damineli, Conti & Lopes (1997). Descartando a suposição de um sistema binário, os eventos poderiam ser explicados como resultado de ejeções de camadas de matéria densa, que absorveria o UV, responsável pela ionização do disco, propiciando o crescimento de grãos que correspondem ao excesso no IR (Zanella, Wolf & Stahl 1984, Martin & Koppelman 2004).

Entretanto, talvez o mais forte indício da natureza binária do sistema venha das curvas de luz em raios-X. As altas emissões nessa banda não podem ser produzidas por ejeções periódicas de massa como proposto mas, são facilmente explicadas com o uso de um modelo de colisão de ventos, como descrito na seção anterior. Os eventos de 1997 e 2003, caracterizados por mínimos na curva de luz em outros comprimentos de onda, foram também observados em raios-X, precedidos por um aumento na densidade de fluxo (figura 3.7). O aumento no fluxo é atribuído ao aumento na intensidade do choque à medida que as estrelas se aproximam do periastro (Pittard *et al.* 1998, Pittard & Corcoran 2002). Já o declínio em raios-X é um problema sem solução. Pittard & Corcoran (2002) argumentam que o declínio é causado por um aumento na absorção destes fótons, e não por uma eventual redução na emissão. O aumento na densidade colunar de H, a fim de reproduzir o declínio observado, poderia ser satisfeito com um aumento em 20 vezes na taxa de perda de massa da estrela.

Em Falceta-Gonçaves, Jatenco-Pereira & Abraham (2005), propomos um modelo que contempla as duas hipóteses: um sistema binário e a ejeção de camadas de matéria. Nós utilizamos a hipótese de sistema binário para explicar as emissão em raios-X pelo choque gerado na colisão entre os ventos. O que chamamos de ejeção de camadas de matéria é o aumento na densidade do material em torno do sistema causado pelo acúmulo de gás atrás do gás no pós-choque, como descrito na seção anterior. Essa camada de gás denso pode dar conta do aumento da densidade colunar de H, sem que para isso seja necessário um aumento na taxa de perda de massa da estrela. Para tanto, adotamos o sistema como sendo formado por duas estrelas massivas, $\eta\ Car$ e uma estrela WR típica, à qual atribuímos um vento com taxa de perda de massa e velocidade terminal dadas por, $\dot{M}_{WR} = 10^{-5}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$ e $v_{WR} = 3000\ km\ s^{-1}$, respectivamente. Os parâmetros

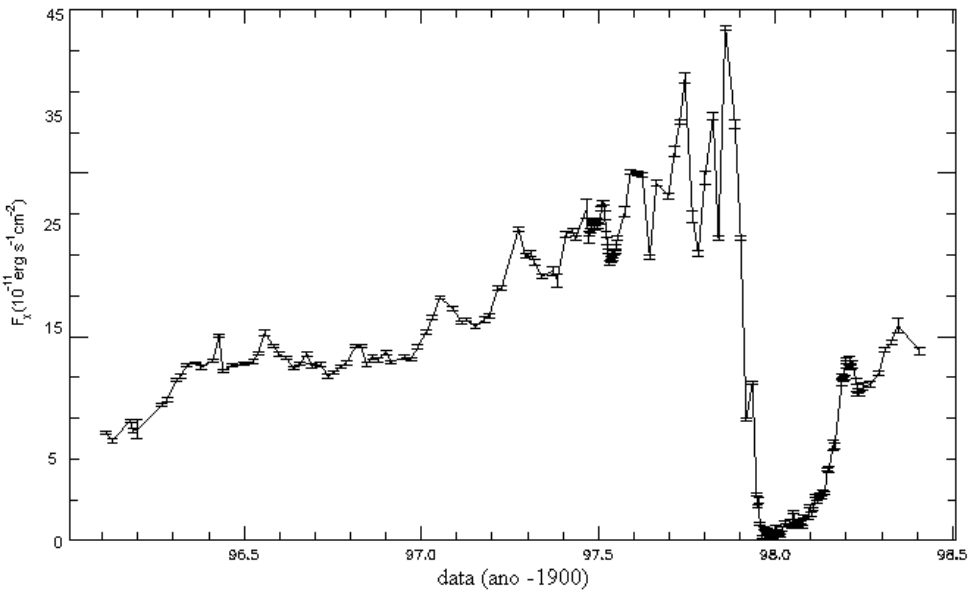

Figura 3.7: A curva de luz observada em raios-X de $2-10\ KeV$ (Ishibashi, Corcoran & Davidson 1999).

do vento de $\eta\ Car$ são conhecidos com pouca precisão. Hillier *et al.* (2001) obtêm $v_{\eta Car} \simeq 500 - 700\ km\ s^{-1}$ e, de acordo com as simulações de Pittard & Corcoran (2002), uma taxa de perda de massa de $\dot{M}_{\eta Car} = 2,5 \times 10^{-4}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$ promove o melhor ajuste ao espectro de raios-X observado.

Pouco se sabe também sobre os parâmetros orbitais, já que o sistema não é resolvido espacialmente. As observações indicam que a órbita está em um plano que quase intercepta a linha de visada (edge-on), e para explicar os fluxos em raios-X, é necessária uma separação de $D \sim 3$ UA no periastro. Damineli *et al.* (1997) determinam uma excentricidade orbital de 0,63 a partir da velocidade radial das linhas de Paγ e Paδ, enquanto que Davidson (1997), analisando os mesmos dados aponta para uma excentricidade maior ($e = 0,8$). Uma excentricidade ainda maior, $e = 0,9$, é apontada por Corcoran *et al.* (2001) a fim de reproduzir a curva de luz em raios-X. Por fim, a posição do periastro com relação ao observador é desconhecida. Segundo o nosso modelo, para que a absorção do fluxo em raio-X seja eficiente, é necessário que a camada de gás denso intercepte a linha de visada à fonte de raios-X, que é o choque posicionado entre as estrelas. Para

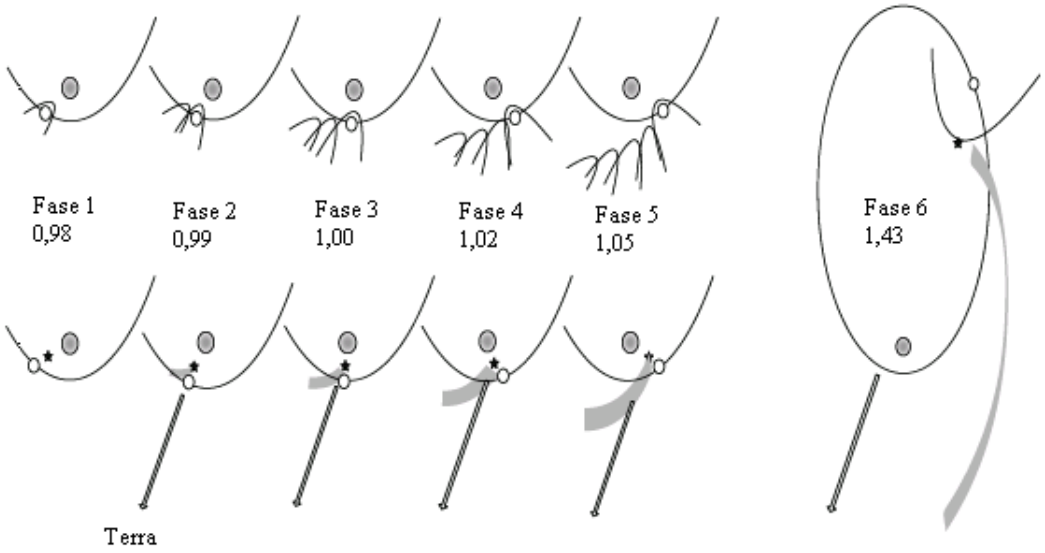

Figura 3.8: Ilustração da órbita de η *Car* e a cauda de matéria se formando após o choque. O círculos cheio e vazio representam η *Car* e a companheira, respectivamente, e o símbolo (*) o choque frontal onde a emissão é máxima. (Falceta-Gonçaves, Jatenco-Pereira & Abraham 2005).

isso, o periastro deve estar em conjunção com o observador e a estrela, como ilustrado na figura 3.8 e compatível com as observações do HST de Davidson *et al.* (2000), e não em oposição como afirma Damineli *et al.* (2000). A figura 3.8 ilustra o cone de choque em diferentes fases orbitais (painel superior), e a cauda de gás e poeira que se acumula pelo vento da estrela primária, representada por uma faixa cinza (painel inferior). Note na figura que, até a fase 3, a linha de visada do choque não é interceptada pela cauda. A partir da fase 3, o material acumulado intercepta a linha de visada, em 3 e 4 a absorção é máxima. Devido à expansão, em 5 e 6, a cauda absorve menos a radiação.

De fato, a posição do periastro depende de como os dados são interpretados. Damineli *et al.* (1997) usaram as linhas de emissão de Paγ e Paδ para determinar os parâmetros orbitais do sistema, supondo que estas eram geradas no vento de $\eta\ Car$. Se, ao contrário, as linhas forem geradas pelo gás quente no pós-choque (Hill, Moffat & St-Louis 2002), o periastro estaria na posição contrária, como suposto em nosso modelo e requerido pelas observações de Davidson *et al.* (2000).

A partir deste cenário, podemos modelar a curva de luz em diferentes bandas do espectro, e comparar com as observações a fim de determinar os parâmetros do sistema.

3.3.2 A Curva de Luz em raios-X

Considerando os parâmetros da WR para a estrela secundária do sistema de $\eta\ Car$, $\dot{M}_{\eta Car} = 2,5 \times 10^{-4}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$, $v_{\eta Car} = 700\ km\ s^{-1}$ e $e = 0,9$, obtemos utilizando a equação (3.2) a posição da superfície de contato em $r_{\eta Car} = 1,1$ UA, $n_{1,\eta Car} = 5 \times 10^{10}\ cm^{-3}$ e $n_{1,WR} = 1,4 \times 10^{9}\ cm^{-3}$. A partir das equações (3.10) e (3.11), e supondo $T_1 = 10^4 K$ para ambos os ventos, as temperaturas nas superfícies de choque serão $T_{2,\eta Car} = 6 \times 10^6 K$ e $T_{2,WR} = 2 \times 10^8 K$. Esses resultados estão de acordo com os limites impostos pelo espectro em raios-X do sistema, observado utilizando o *Chandra* (Seward *et al.* 2001).

Os raios-X são emitidos pelo gás altamente aquecido por decorrência do choque. A luminosidade emitida por toda a superfície de choque na banda de $2-10\ keV$ foi calculada analiticamente por Usov (1992) e é dada por:

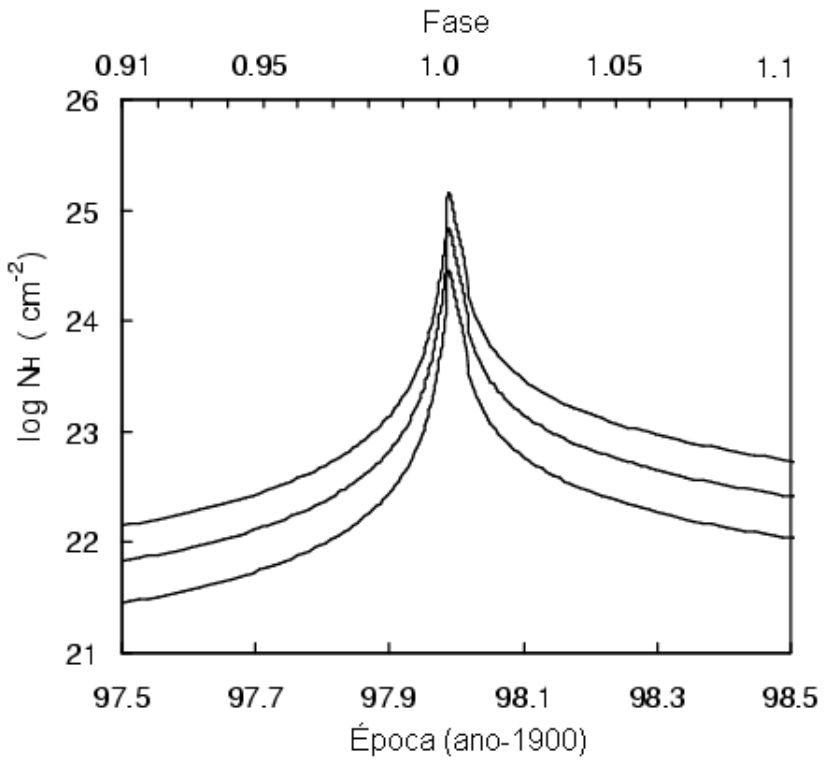

Figura 3.9: Densidade colunar da camada de gás em $\eta\ Car$ em função do tempo. As três curvas, em ordem crescente correspondem à taxas de perda de massa para $\eta\ Car$ de 10^{-4}, 2×10^{-4} e $5 \times 10^{-4}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$ (Falceta-Gonçaves, Jatenco-Pereira & Abraham 2005).

$$L_x \simeq 2,1 \times 10^{35} \frac{\dot{M}_{\eta Car}^{1/2} \dot{M}_{WR}^{3/2}}{D} \left(\frac{v_{\eta Car}^{1/2}}{v_{WR}^{3/2}} + 0,6 \frac{v_{WR}^{3/2}}{v_{\eta Car}^{5/2}} \right), \tag{3.19}$$

onde $\dot{M}_{\eta Car}$ é dada em $10^{-4}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$, $\dot{M}_{WR}$ em $10^{-6}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$, D em UA e v em $1000\ km\ s^{-1}$.

Os raios-X emitidos pelo choque serão então absorvidos pela matéria interceptando a linha de visada. Conforme a estrela secundária se move ao redor de $\eta\ Car$ a superfície do choque se resfria, e deixa para trás a cauda de gás denso e frio, como na figura 3.8. O vento de $\eta\ Car$ colide com essa superfície e empurra essa camada para fora, acumulando mais matéria. Por conservação de momento, pode-se estimar que a expansão se dá a uma velocidade de $\sim 100 - 150\ km\ s^{-1}$ e, 10 dias após o periastro, a camada possui $10^{12} cm$ de espessura.

Para calcular a densidade colunar de H, supomos que o plano orbital coincide com a linha de visada. No cálculo, dividimos o movimento da estrela secundária em passos temporais e computamos a quantidade de material interceptado pela linha de visada em cada passo, levando em consideração o vento de $\eta\ Car$ se acumulando atrás da camada, e o movimento de expansão da última. A densidade colunar de H, obtida por:

$$N_H = \int_{r_1}^{\infty} n\left(r\right) dr, \tag{3.20}$$

é mostrada na figura 3.9, considerando diferentes taxas de perda de massa para $\eta\ Car$.

O pico se dá no periastro, onde a densidade do gás no choque é maior devido à proximidade das estrelas. A assimetria, ou seja, a diminuição na densidade colunar mais devagar que seu incremento antes do periastro se deve ao acúmulo de material atrás da cauda. Note que, sem considerar aumentos na taxa de perda de massa durante o período orbital, é possível causar a assimetria apenas não permitindo que o vento de $\eta\ Car$ se expanda rapidamente. A partir da densidade colunar, é possível determinar a profundidade óptica na banda por:

$$\tau = \int_{\nu_1}^{\nu_2} N_H \sigma\left(\nu\right) d\nu, \tag{3.21}$$

onde σ é a seção de choque de absorção, obtida de Morrison & McCammon (1983) para a abundância cósmica. Assim, a partir das equações (3.19) e (3.21), podemos determinar a curva de luz teórica em raios-X considerando a emissão nas superfícies de choque e a absorção devido à cauda de material no pós-choque.

A figura 3.10 apresenta os dados observacionais em raio-X para o evento de 1997 de Ishibashi *et al.* (1999) e as curvas de luz teóricas. Em todos os casos a taxa de perda de massa considerada foi de $\dot{M}_{\eta Car} = 2,5 \times 10^{-4}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$. No painel superior comparamos os efeitos de excentricidade considerando que o periastro ocorre na conjunção ($\Phi = 0$, onde Φ é o ângulo de posição da secundária em sua órbita com relação à $\eta\ Car$). Tomamos $e = 0,9$ (linha fina) e $e = 0,95$ (linha grossa), para qualquer outro valor de excentricidade fora deste intervalo, o ajuste não é razoável. No painel inferior, a excentricidade foi fixada

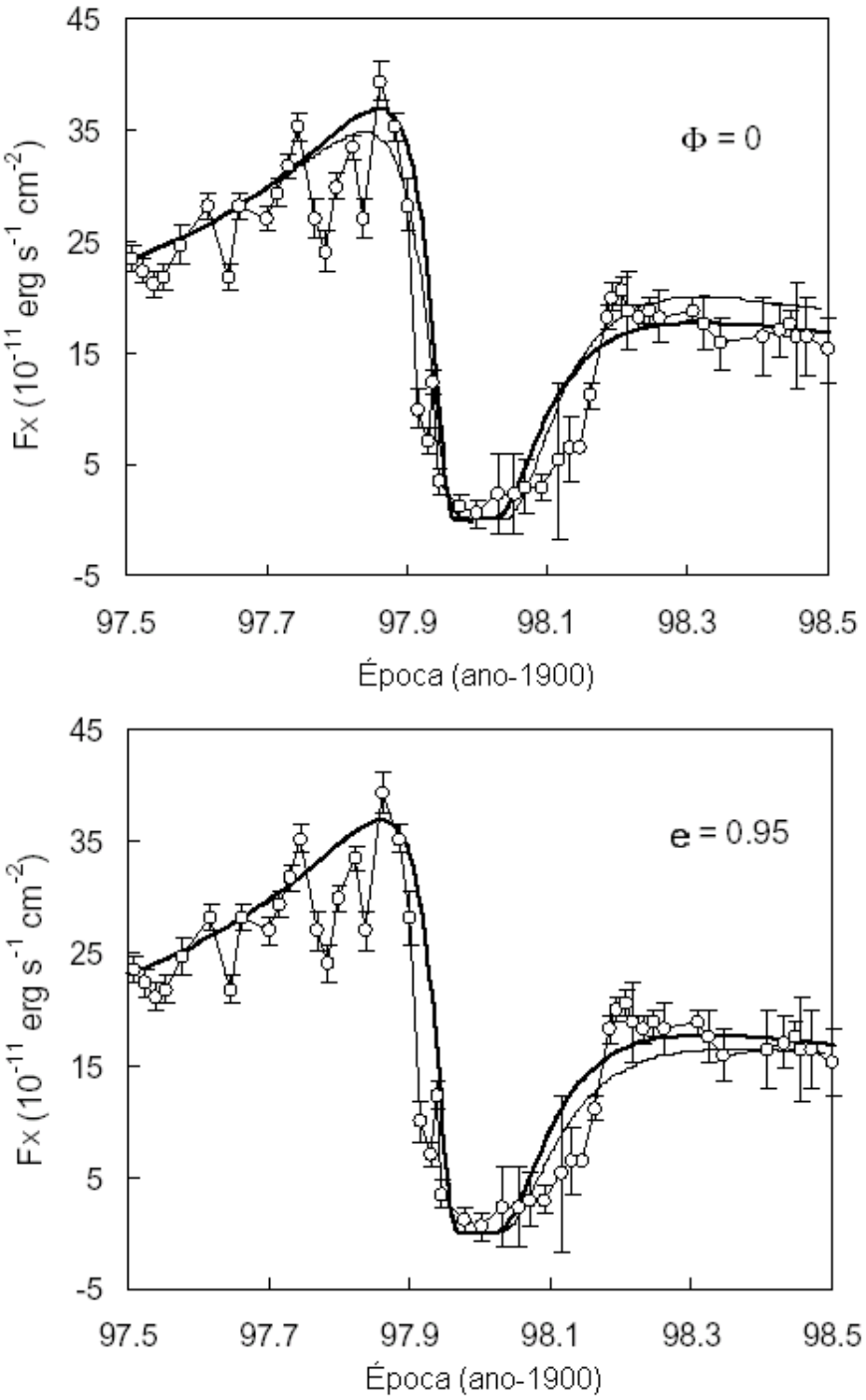

Figura 3.10: Dados observacionais em raio-X (círculos) para o evento de 1997 de Ishibashi *et al.* (1999) e curvas de luz teóricas para $\dot{M}_{\eta Car} = 2,5 \times 10^{-4}\ M_{\odot}\ ano^{-1}$. Painel superior: para $\Phi = 0$, $e = 0,9$ (linha fina) e $e = 0,95$ (linha grossa). Painel inferior: para $e = 0,95$, $\Phi = 0$ (linha grossa) e $\Phi = 30^o$ (linha fina) (Falceta-Gonçaves, Jatenco-Pereira & Abraham 2005).

em $e = 0,95$ e as curvas representam $\Phi = 0$ (linha grossa) e $\Phi = 30^o$ (linha fina), e novamente o ajuste não é bom para outro valor de Φ fora do intervalo entre 0° e 30°.

Como visto na figura 3.10, o ajuste não é muito sensível à variação dos parâmetros orbitais. Apenas podemos afirmar que a excentricidade deve estar entre 0,9 e 0,95, e o periastro deve estar próximo à conjunção do sistema. Entretanto, como a profundidade óptica é altamente depedente da taxa de perda de massa de $\eta\ Car$, os ajustes da curva de luz são mais sensíveis à esse parâmetro. Na figura 3.11 comparamos as observações às curvas de luz obtidas para três valores de taxa de perda de massa para $\eta\ Car$: $1,0 \times 10^{-4}$, $2,4 \times 10^{-4}$ e $5,0 \times 10^{-4}\ M_\odot\ ano^{-1}$, para uma órbita de $e = 0,95$ e $\Phi = 0$. Neste caso, a taxa de perda de massa de $\eta\ Car$ não deve ser muito diferente de $2,4 \times 10^{-4}\ M_\odot\ ano^{-1}$, de acordo com Pittard & Corcoran (2002), baseado em simulações numéricas.

Efeito de Camada em Óptico e UV

Na realidade, a presença de partículas de poeira não influencia na opacidade do meio para fótons em raios-X. Entretanto, no óptico e UV, a existência de uma fase sólida imersa no gás tem um impacto drástico na profundidade óptica do meio. Apenas recentemente, observações com o HST obtiveram resolução suficiente para separar a fonte central da nebulosa que a cerca (o Homúnculo). Durante o evento de 2003, os dados apresentados por Martin & Koppelman (2004) apresentaram um declínio de 0,5, 0,38, 0,17 e 0,01 mag em λ2200, 2500, 3300 e 5500 Å, respectivamente, compatíveis com a lei de extinção interestelar $R = A_V/E(B-V) \sim 3$ e $E(B-V) = 0,08$ mag (Fitzpatrick 1999). Se utilizarmos uma razão gás-grão semelhante à do meio interestelar ($\rho_g/\rho_d \sim 200$), a densidade colunar necessária para a extinção descrita seria:

$$N_H = 5,5 \times 10^{21} E\,(B-V)\ \ cm^{-2}\ mag^{-1} \simeq 4,6 \times 10^{20}\ cm^{-2}. \tag{3.22}$$

Como vimos, a densidade colunar na camada em expansão no pós-choque pode chegar à 10^4 vezes mais que o valor obtido em (3.22). Isso significa que seria necessária uma quantidade de grãos no material da cauda de 0,01% do valor para o meio interestelar; ou então, a fonte de UV é mais extensa que a camada que provoca a extinção.

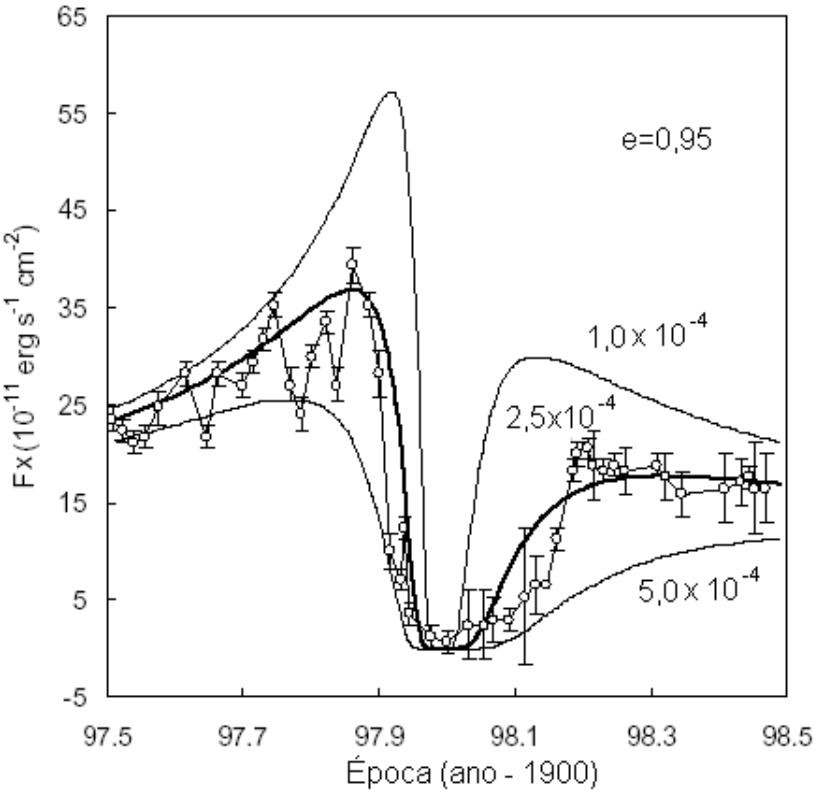

Figura 3.11: Dados observacionais em raios-X para o evento de 1997 de Ishibashi *et al.* (1999) e curvas de luz teóricas considerando $e = 0,95$ e $\Phi = 0$, para $\dot{M}_{\eta Car} = 1,0 \times 10^{-4}$, $2,5 \times 10^{-4}$ e $5,0 \times 10^{-4}$ $M_{\odot}$ ano^{-1} (Falceta-Gonçaves, Jatenco-Pereira & Abraham 2005).

Martin & Koppelman (2004) também notaram que a linha de emissão de Hα sofre decréscimo significativo, enquanto que o contínuo em λ6770 Å não demostra nenhum sinal de absorção. O fluxo absorvido, integrado ao longo da linha de visada, é dado por:

$$\Delta F_{H\alpha} = \frac{h\nu_{H\alpha}}{c} B_{H\alpha} N_2 F_{H\alpha}, \tag{3.23}$$

onde $\nu_{H\alpha}$ é a freqüência da linha de Hα, $B_{H\alpha}$ é o coeficiente de Einstein da transição e $N_2 = N_H e^{-h\nu_2/kT}$ a densidade colunar de átomos de H no nível quântico principal $n = 2$. Pelas observações, $F_{H\alpha} \simeq 5 \times 10^9\ erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$ e $\Delta F_{H\alpha} \simeq 10^9\ erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$, resultando em $N_H \sim 10^{24}\ cm^{-2}$, de acordo com o obtido para o ajuste da curva de luz em raios-X.

3.3.3 A Curva de Luz em Rádio

Observações de $\eta\ Car$ em comprimentos de onda de 1,3 mm à 6 cm também apresentam os periódicos declínios na curva de luz (Cox *et al.* 1995, Abraham & Damineli 1999). A emissão no contínuo é atribuída principalmente à emissão térmica livre-livre do disco de gás em torno do sistema e, em menor parcela, do vento da estrela primária. Como vimos na figura 3.6, acredita-se que o mínimo em rádio seja causado pela recombinação de hidrogênio no disco devido à ausência de fótons ionizantes, absorvidos pela poeira e pelo gás da cauda de gás, em torno do periastro.

A fim de obter uma curva de luz com maior resolução em torno do periastro utilizamos observações diárias em 7 mm realizadas no radiotelescópio brasileiro de Itapetinga, e semanais em 1,3 mm com o ESO (European Southern Observatory) SEST em La Silla, Chile, durante o evento de Junho de 2003 (Abraham, Falceta-Gonçalves, Dominici *et al.* 2005).

Os dados são apresentados na figura 3.12 e confirmam a presença do decréscimo da emissão em rádio coincidentes com o mínimo em outros comprimentos de onda. Entretanto, as observações em curto intervalo de tempo mostram, sobreposto à curva em declínio, um surpreendente pico de emissão em 7 mm, que atinge seu máximo em 29 de Junho, e dura cerca de 10 dias. O pico não é tão evidente em 1,3 mm, ainda mais considerando que as observações nesse comprimento de onda não foram tão freqüentes.

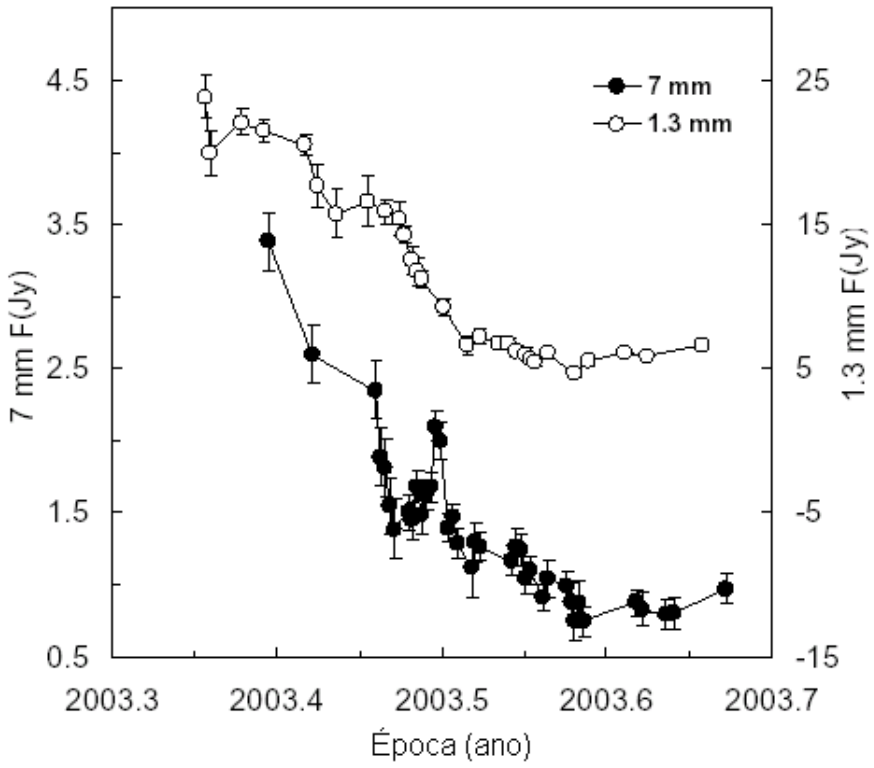

Figura 3.12: Curva de luz em rádio, para 7 mm e 1,3 mm, durante o mínimo de 2003. Círculos abertos correspondem à emissão em 1,3 mm e círculos cheios 7 mm (Abraham *et al.* 2005).

Embora o comportamento geral das curvas de luz em rádio seja similar ao dos outros comprimentos de onda, o inesperado pico em 7 mm é difícil de explicar em termos de um súbito aumento no número de fótons ionizantes. Por esse motivo, investigamos se o pico em rádio poderia ser proveniente de emissão livre-livre do gás aquecido no choque, que é o responsável pela emissão em raios-X.

Para compreender quantitativamente as curvas de luz supomos que a emissão livre-livre seja produzida tanto pelo disco ionizado ao redor do sistema (Duncan, White & Lim 1997), como pelo gás quente fruto da colisão dos ventos. Também supomos que o fluxo de radiação UV que ioniza o disco diminui subitamente (Duncan & White 2003), conforme discutido anteriormente.

Se o fluxo ionizante diminui, parte do material do disco se recombina, à uma taxa dada por:

$$\gamma = \frac{2,06 \times 10^{11} Z^2}{T^{1/2}} \Psi \left(T/Z^2\right) n_e, \tag{3.24}$$

onde Ψ é uma função tabelada em Spitzer (1978). Para a região interna do disco, onde $n_e \sim 10^7\ cm^{-3}$ e $T \sim 8000\ K$ (Abraham *et al.* 2002), a escala de tempo de recombinação é de $\sim 2,5$ dias. Como a densidade do disco diminui, essa escala de tempo tende a ser maior com a distância de $\eta\ Car$, explicando qualitativamente a duração e a forma da componente decrescente da curva de luz. Como a distribuição da densidade eletrônica no disco não é conhecida, e nosso objetivo é utilizar o pico a fim de determinar os parâmetros orbitais relevantes à colisão dos ventos, ajustamos a densidade de fluxo proveniente do disco em 7 mm como uma função em relação ao tempo dada por:

$$S_{disco}(7mm) = a \exp(bt + c) + mt + n. \tag{3.25}$$

Os parâmetros a, b, c, m e n foram ajustados simultaneamente aos parâmetros orbitais.

A contribuição do choque na emissão livre-livre em 7 mm deve ser calculada levando-se em consideração a transferência radiativa. Utilizando a proximação de Rayleigh-Jeans, temos:

$$S_\lambda = \frac{2k_B T}{\lambda^2}(1 - e^{-\tau(\lambda)})\Theta, \tag{3.26}$$

onde Θ é o ângulo sólido subentendido pela região emissora e τ é a profundidade óptica, obtida por:

$$\tau(\lambda) = \int_0^L \kappa_{ff}(\lambda)\, ds, \tag{3.27}$$

onde L é a profundidade da região emissora, e κ o coeficiente de absorção livre-livre, determinado por:

$$\kappa_{ff}(\lambda) = \frac{3,1 \times 10^8 h}{c^2} \frac{n_i n_e g_{ff}(\lambda)\, \lambda^2}{T^{3/2}}, \tag{3.28}$$

onde g_{ff} é o fator de Gaunt para a emissão livre-livre.

A profundidade L é um parâmetro desconhecido. Supondo que, durante todo o tempo de resfriamento τ_{resf}, toda a massa do vento de $\eta\ Car$ que intercepta a região de choque se acumula atrás desta, temos:

$$L_{\max} = \frac{\dot{M}_{\eta Car} \tau_{resf}}{4\pi \rho_2 r_{\eta Car}^2}. \tag{3.29}$$

Como o vento não necessariamente se acumula integralmente, mas pode escoar pelo cone em torno da companheia, dizemos que o valor dado pela equação (3.29) é um limite superior de L. Com isso, podemos dizer que o gradiente de temperatura na camada de gás é dado, aproximadamente por:

$$\frac{dT(s)}{ds} = \frac{dT(t)}{dt} \frac{\tau_{resf}}{L}, \tag{3.30}$$

onde $dT(t)/dt$ é dado pela equação (3.12).

Para a reprodução da curva de luz em 7 mm, além de L, precisamos conhecer Θ. Segundo Usov (1991), a região de choque é uma superfície cônica, cujo ângulo de abertura assintótico (θ) é dado pela equação (3.3) e confirmado em simulação numérica por Dougherty *et al.* (2003), mostrado na figura 3.13.

Neste trabalho, utilizamos a geometria dada pela figura 3.14. Nela, o choque é um cone reto, com ângulo de abertura θ dado por (3.3). Note que, se o periastro ocorre próximo da oposição, como suposto por Damineli *et al.* (2000) e Corcoran *et al.* (2001), o choque do vento da primária será observado em rádio nesta época. Por outro lado, se

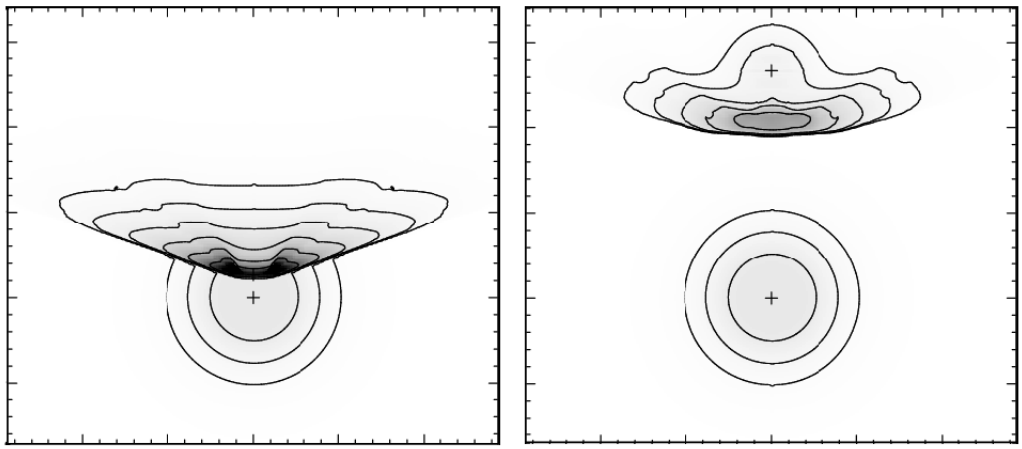

Figura 3.13: Simulação numérica de emissão em rádio da superfície de choque para razão entre os momentos dos ventos $\eta = 0,1$, para diferentes separações entre as estrelas designadas pelo símbolo (+) (Dougherty *et al.* 2003).

o periastro ocorre em conjunção, como proposto em Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham (2005), a emissão em rádio será do choque da secundária.

Como na seção 3.3.2, utilizamos a equação (3.12) e a suposição de choque isobárico para determinar os perfis de densidade e temperatura do gás após o choque. Como resultado, a equação (3.26) pode fornecer a relação entre a razão das densidades de fluxo em 1,3 e 7 mm com a densidade do gás. Essa relação é ilustrada na figura 3.15. Nota-se que a razão entre as densidades de fluxo da primária e da secundária (S_p/S_s) em 7 mm é sempre menor que 1, ou seja, a emissão da superfície de choque da secundária é maior que a emissão da primária. Desta forma, como o máximo observado em Junho de 2003 ocorre próximo ao periastro (figura 3.12), é fundamental que a fonte emissora observada nesse instante seja a superfície de choque do vento da estrela secundária. Isso implica na afirmação de que o periastro ocorre, certamente, na conjunção. A razão $S(1,3mm)/S(7mm)$ também mostra que a emissão em 1,3 mm é desprezível, muito menor que a emissão do disco, comprovando porque o pico é visível apenas em 7 mm.

Isolando o pico em 7 mm dos dados, ou seja, tomando os extremos dos dados apresentados na figura 3.12, é possível ajustar a função de linha de base para a densidade de fluxo

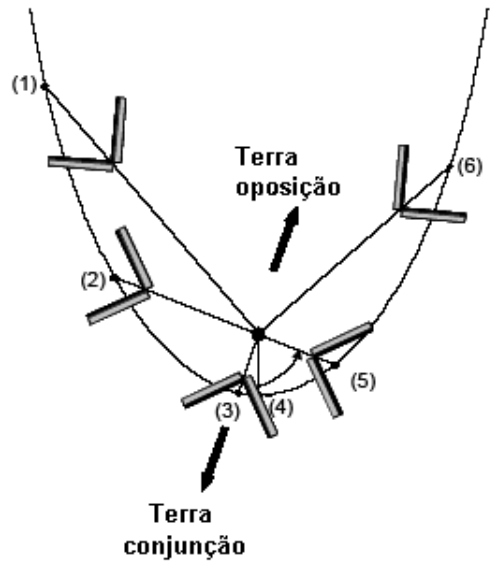

Figura 3.14: Ilustração do modelo orbital da superfície de choque. As regiões hachurada e negra representam as superfícies de choques dos ventos da estrela primária e secundária, respectivamente.

do disco (eq. 3.25). O melhor ajuste ocorre para $a = 3,1 \times 10^{-5}$, $b = -0,228$, $c = 7,5$, $m = 0,004$ e $n = 0,94$. Subtraindo as densidades de fluxo observadas pela equação (3.25) com os parâmetros citados, obtemos a curva de luz da emissão proveniente exclusivamente da superfície do choque.

Em cada ponto da órbita, determinamos o perfil de densidade e temperatura, bem como a densidade de fluxo em 7 mm. Variando os parâmetros orbitais foi possível ajustar a emissão do choque aos dados observacionais. O melhor ajuste ocorre para $e = 0,95$, o ângulo no periastro $\Phi = 30^o$, raio da área emissora $R = 1,3 \times 10^{14}$ cm e $\theta \sim 44^o$, o que representa $\eta \sim 0,1$. Como supomos $\dot{M}_{WR} = 10^{-5}$ $M_\odot$ ano^{-1}, $v_{WR} = 3000$ km s^{-1} e $v_{\eta Car} = 700$ km s^{-1}, obtemos $\dot{M}_{\eta Car} = 5 \times 10^{-4}$ $M_\odot$ ano^{-1}. A profundidade obtida para esses parâmetros de vento foi $L = 1,3 \times 10^{11}$ cm, coerente com o intervalo dado pela equação (3.29) ($L < L_{max} \sim 2 \times 10^{12}$ cm) O resultado desse ajuste é mostrado na figura 3.16. O painel da esquerda ilustra os dados observados e a densidade de fluxo total do modelo. O painel da direita mostra os dados, subtraídos da emissão do disco, e o modelo

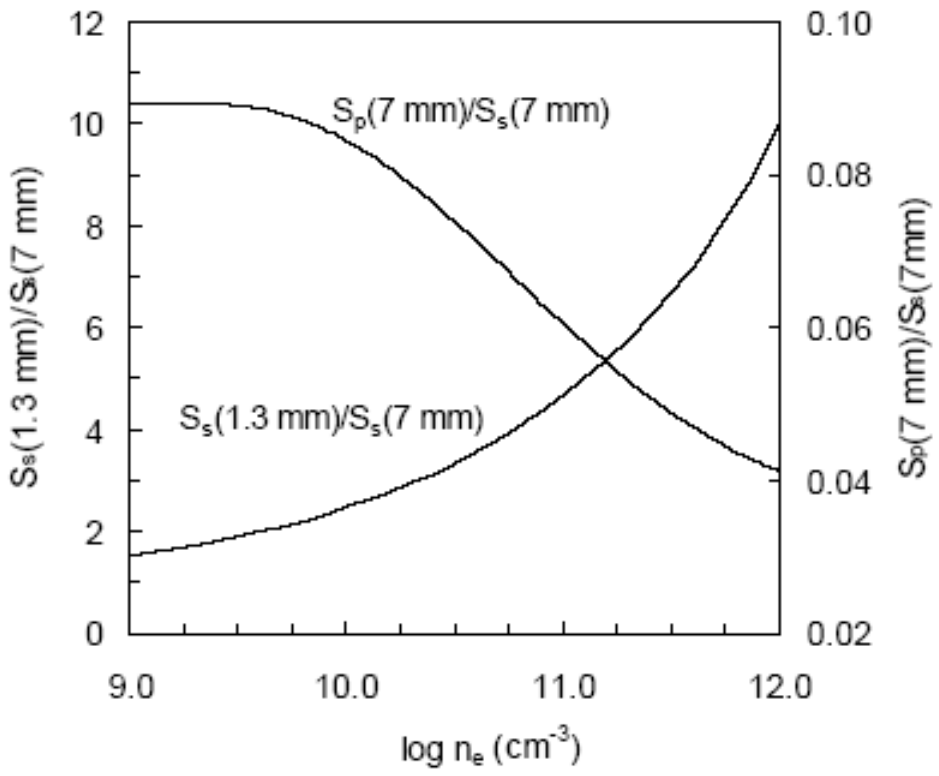

Figura 3.15: Razão entre as densidades de fluxo com relação à densidade do gás. Os índices s e p representam os fluxos gerados pelas superfícies de choque do vento da secundária e da primária, respectivamente.

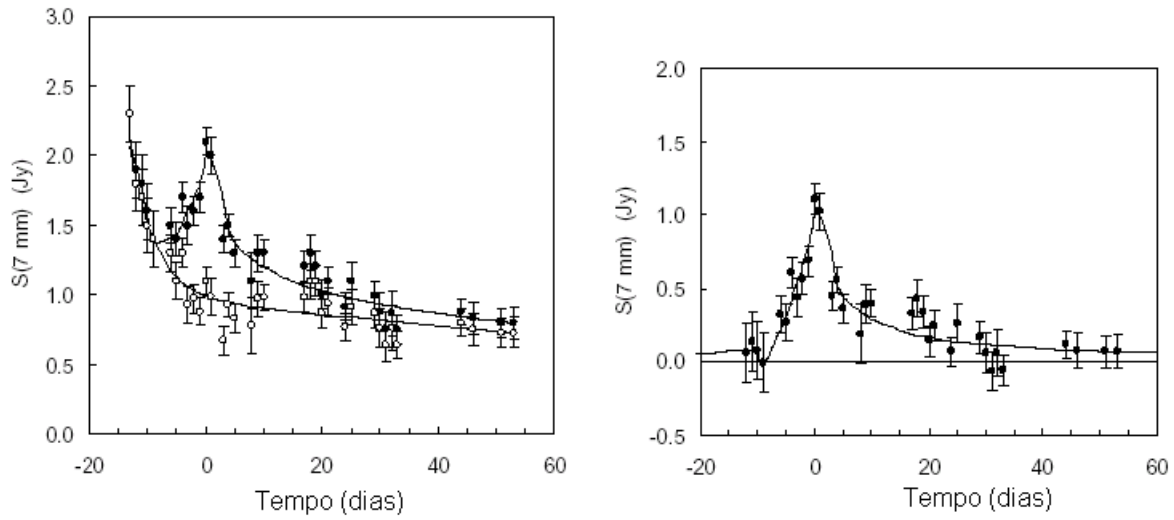

Figura 3.16: Observações e curva de luz teórica em 7 mm. O painel da esquerda ilustra os dados observados (círculos cheios), a emissão apenas do disco (círculos vazios) e a densidade de fluxo total do modelo. O painel da direita mostra os valores observados, subtraídos da eq. (3.25), e o modelo teórico para a emissão exclusiva do choque.

teórico para a emissão exclusiva do choque para o periastro ocorrendo em 29 de Junho de 2003.

O parâmetro melhor determinado pelo modelo de emissão em rádio é a excentricidade, que influencia na largura do pico de emissão da curva de luz. Na figura 3.17 mostramos a curva de luz teórica para $e = 0,9$ e $0,95$, em comparação com os dados observacionais, para 7 mm. Nota-se que uma pequena variação na excentricidade orbital resulta em grande diferença na largura do pico da curva de luz. Outros parâmetros orbitais e estelares resultam, principalmente, em variações na amplitude do pico, causando degenerecência com relação à área e à profundidade da superfície de emissão. Os parâmetros do modelo de melhor ajuste estão resumidos na tabela 3.2.

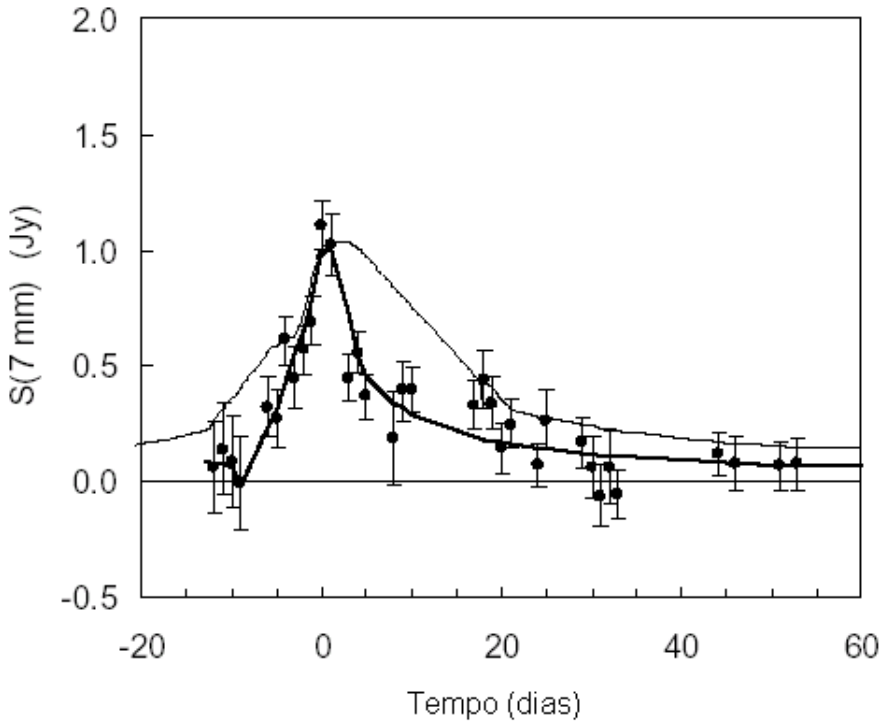

Figura 3.17: Dados observacionais e curvas de luz teóricas em 7 mm para $e = 0,9$ (linha fina) e $e = 0,95$ (linha grossa).

Tabela 3.2: Parâmetros do modelo de melhor ajuste à curva de luz em 7 mm.

Parâmetro	Valor
$\dot{M}_{WR}(M_\odot\ ano^{-1})$	10^{-5}
η	0,1
e	0,95
Φ	30°
L	$2,3 \times 10^{11}$ cm
R	$1,3 \times 10^{14}$ cm

3.4 Discussão

De acordo com os resultados obtidos pelo modelo de colisão de ventos mostramos como é possível, a partir de um resfriamento intenso após o choque e um acúmulo de material proveniente do vento da primária arrastando o remanescente da superfície de choque, comprovar a existência de uma cauda densa de gás em torno do sistema, com diferentes fases. Externamente, pela radiação das duas estrelas, o gás está ionizado a temperaturas de $\sim 10^4\ K$. Mais internamente temos gás neutro, com temperaturas $< 10^4\ K$, e no interior, com temperaturas menores que 1500 K a existência de grãos de poeira que crescem em escalas de tempo menores que a escala de tempo dinâmica do sistema. Esse resultado explica porque grandes quantidades de poeira têm sido observadas em sistemas binários massivos, que são considerados ambientes hostis ao crescimento de grãos devido às altas temperaturas.

Como aplicação do modelo, tomamos a estrela $\eta\ Car$, que apresenta periódicos decréscimos nas curvas de luz em diversos comprimentos de onda. Qualitativamente, a presença de grãos de poeira em abundâncias até menores que o meio interestelar seria suficiente para explicar um excesso de absorção durante o periastro. Em raios-X, embora grãos não sejam relevantes, o modelo de camada (criação da cauda de gás denso) conseguiu reproduzir bem a curva de luz observada. Em rádio, observações do mínimo na curva de luz em 7 mm revelam um inesperado pico de emissão. Considerando que o pico é proveniente do gás em resfriamento na superfície de choque, pudemos testar o modelo e os parâmetros obtido na curva de luz em raios-X. Como resultado principal, pelo melhor ajuste às duas curvas de luz, mostramos que o periastro deve ocorrer próximo da conjunção da estrela secundária, com ângulo orbital de $\sim 30^o$. Outro parâmetro bem determinado é a excentricidade, que deve ser $e = 0,95$. A taxa de perda de massa de $\eta\ Car$, com menor precisão, pode ser determinada no intervalo $2,5 - 5 \times 10^{-4}\ M_\odot\ ano^{-1}$. Esse modelo pode ser então muito útil na determinação de parâmetros orbitais de sistemas sem resolução visual ou espectral.

O estudo de sistemas binários também é importante porque, sendo regiões de formação de grãos, podem influenciar a evolução físico-química do meio interestelar. No capítulo

2, também vimos que ventos estelares de estrelas frias contêm material sólido. Esses ventos devolvem esse material para o meio interestelar durante a evolução da estrela. Como conseqüência, obtemos ao longo do tempo um enriquecimento do gás, apresentando abundâncias maiores além da presença de grãos.

Capítulo 4

A Ejeção de Poeira ao Meio Interestelar

4.1 Introdução

Historicamente, as primeiras inferências de presença de poeira no espaço se devem aos estudos de cometas no século XIX. Com relação à existência de grãos fora do Sistema Solar, o estudo do avermelhamento em estrelas B foi pioneiro (Greenstein 1938). O estudo do avermelhamento da luz estelar pode nos informar a quantidade e, dependendo do modelo utilizado, o tipo de poeira presente no meio. Tendo em vista que grãos são aglomerações de elementos mais pesados, uma abundância grande de grãos deve estar correlacionada a uma ausência desses elementos na fase gasosa. Spitzer (1978), estudou a depleção dos elementos mais pesados no meio interestelar (MI), mostrando que C, O, Si, Ca, Fe, Ti, Mg, Ni e Al estão fortemente ausentes, provavelmente adicionados à matéria sólida. Polarização e emissões em infravermelho são outros métodos muito utilizados que mostram o mesmo resultado. Esses métodos levam à inferência de uma razão de massa gás-grão da ordem de $100-300$ para o MI, e sendo a massa total do meio $M_{MI} \sim 5\times10^9 M_\odot$, temos uma massa atual total na forma sólida de $M_d \sim 10^7 M_\odot$. Desta forma, a principal pergunta sobre o assunto é:

- *De onde vem toda essa quantidade de poeira?*

Para responder à essa pergunta podemos apelar à teoria clássica de nucleação. Segundo essa teoria, pode-se estimar o crescimento de grãos a partir de colisões inelásticas entre elementos na fase gasosa com outros átomos ou partículas de poeira, como descrito na seção 2.2. A adição de átomos ao grão ocorre em uma escala de tempo dada por:

$$\tau \sim \frac{\overline{a}}{da/dt} = \frac{\overline{a}d}{\xi n}\left(\frac{2\pi}{k_B T A m_H}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{4.1}$$

onde ξ é a probabilidade de adição do átomo ao sólido, A é a massa atômica, n a densidade numérica e $\overline{a}$ o raio médio dos grãos. Para o meio interestelar, considerando $n \sim 10^2\ cm^{-3}$, $\overline{a} \sim 0,1\ \mu m$ e $T \sim 20\ K$, temos na hipótese mais otimista com $\xi = 1$, $\tau \sim 10^{10}\ anos$. Esse valor é muito alto e a poeira deve se formar muito antes disso. Outro revés à hipótese de crescimento no próprio meio se caracteriza na destruição dos grãos. Embora a evaporação seja relativamente desprezível, a destruição por colisões com átomos e outras partículas de poeira (*sputtering*) ocorre em uma escala de tempo de 10^7 anos (Jones, Tielens & Hollenbach 1996). Desta forma o tempo de crescimento no MI é maior que o tempo de destruição dessas partículas (Tielens 1998). Isso significa que a poeira presente no MI não deve ter se formado *in loco*, mas sim ter origem estelar, sendo lançada ao meio por ventos e ejeções de supernovas recentemente, além de reciclada inúmeras vezes durante a evolução da Galáxia.

Sendo de origem estelar, basta determinar qual fase evolutiva e quais faixas de massa estelar são mais importantes no processo de ejeção de matéria ao meio. Um fato interessante é a observação de grandes quantidades de poeira $M_d > 10^8\ M_\odot$ em galáxias a altos redshifts (z $>$ 5) (Bertoldi *et al.* 2003; Dunne, Eales & Edmunds 2003; Archibald *et al.* 2001; Hughes *et al.* 1998). Na tabela 4.3 mencionamos algumas dessas galáxias, que também apresentam alta atividade de formação estelar, e suas respectivas massas em poeira e razões gás-grão. É interessante notar que a razão gás-grão é menor que a fração observada para a Galáxia, indicando que estrelas de massas baixas e intermediárias devem ter papel secundário no processo. Isso porque essas estrelas não chegam à fase de maior perda de massa antes de 10^7 anos. Assim, supernovas (SN´s) devem ser a fonte principal dessas partículas (Morgan & Edmunds 2003; Todini & Ferrara 2001). Para a SN1987A, uma massa em poeira $> 10^{-3} M_\odot$ é determinada. Para Cas A, Dunne, Eales & Edmunds (2003) (figura 4.1) determinam uma massa de $2-4\ M_\odot$ para a poeira formada após o choque (frio, denso e abundante em metais), que é um sítio ideal para a formação de poeira. Isso porque, embora grãos sejam destruídos nos choques de altas velocidades ($v > 200\ km\ s^{-1}$), o resfriamento do gás aquecido ocorre rapidamente, e o gás resultante é frio e muito denso, como discutido no capítulo anterior em colisões de ventos, e por

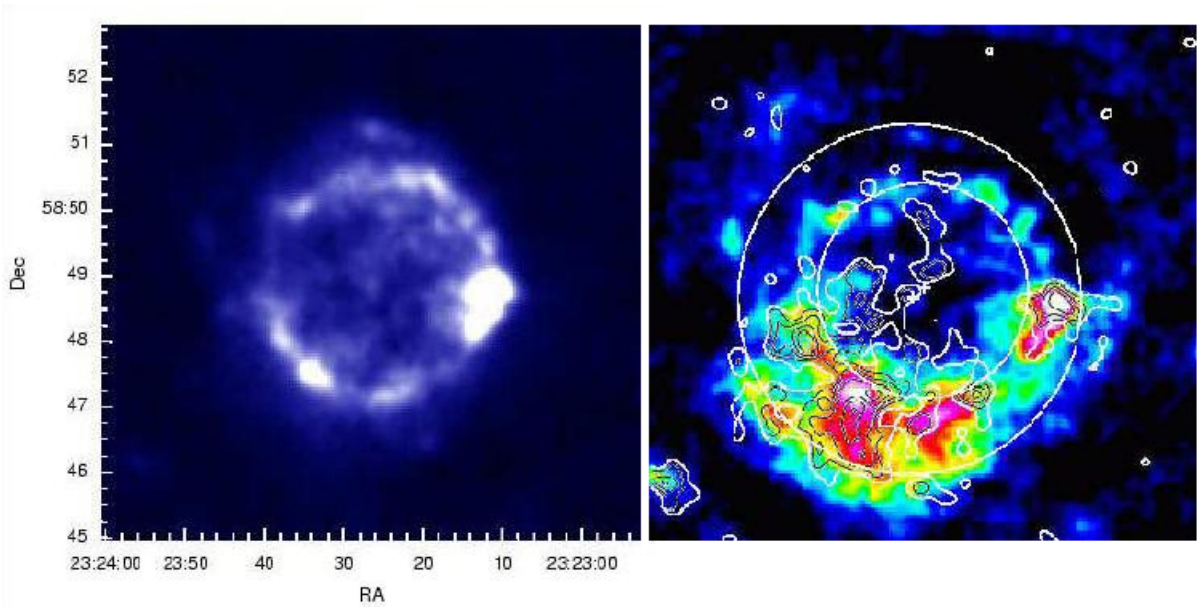

Figura 4.1: Imagem de Cas A em 850 μm utilizando SCUBA, à esquerda. À direita, mesmos dados subtraídos da contribuição síncrotron.

Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham (2003 e 2005).

SN´s parecem ser muito importantes na constribuição de material sólido para o Meio Interestelar. Entretanto, a poeira de remanescentes de SN´s não conseguiriam se espalhar por toda a Galáxia. A viscosidade do MI gera uma força de arrasto nos grãos. A expansão dos grãos irá cessar em uma escala de tamanho dada por:

$$L_{visc} \simeq 10^{18} \overline{a} s v_{\exp} n_H^{-1}, \tag{4.2}$$

que resulta, para os parâmetros do meio já mencionados, em $L_{visc} \sim 10^{16}\ cm = 0,01\ pc$. Com uma taxa de ocorrência de SN´s de $10^{-2}\ ano^{-1}$, podemos estimar que em 10^{10} anos, se forem distribuidas homogeneamente pela Galáxia, teríamos $\sim 0,1$ SN pc^{-2}. Sendo a distância média entre SN´s maior que a escala de comprimento viscoso, a poeira formada pelas SN´s deve permancer um longo tempo em forma de condensações, e não distribuída pela Galáxia, como pode ser percebido em NGC1569 (figura 4.2).

Outras fontes de contribuição de poeira devem ser consideradas então. Talvez as mais imporantes sejam gigantes e supergigantes frias, e proto-estrelas de baixa massa.

Tabela 4.3: Razão gás-grão para galáxias com alta taxa de formação estelar e alto redshift, em comparação com a Galáxia (Seaquist *et al.* 2004).

Fonte	$M_d(10^6 M_\odot)$	Razão gás-grão
Galáxia	10	200
NCG3110	23,0	30
NCG3221	7,0	154
NCG3583	2,7	41
NCG3994	7,5	49
NCG5104	12,0	77
UCG8739	23,0	26
NCG5433	11,0	40
NCG5600	1,4	64
NCG5665	1,8	117
NCG5900	4,1	49
NCG5936	9,0	51
NCG6052	8,3	104

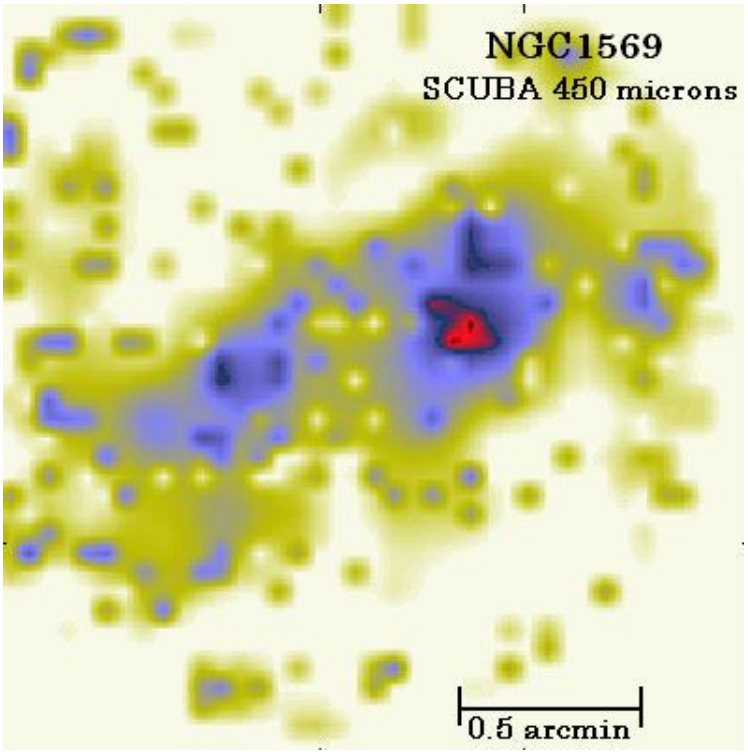

Figura 4.2: Emissão em 450 μm de NGC1569, mostrando condensações de poeira em aglomerações de ~ 1 pc (Galliano *et al.* 2003).

Embora pouco citadas como importantes fontes de poeira para o MI, as proto-estrelas de baixa massa apresentam discos densos e frios que fornecem as condições ideais para grãos crescerem, que podem se aglutinar e formar os planetas primordiais do sistema. Parte dessa poeira, no entanto, é expelida pela estrela conforme a pressão de radiação aumenta e esta entra na seqüência principal do diagrama HR. Com menor importância, mas ainda não discutido também, é o efeito da binaricidade na quantidade de poeira que retorna ao MI. Em sistemas binários massivos, como vimos no capítulo anterior, infere-se que cerca de 6% do vento das estrelas WR está na forma sólida (Marchenko *et al.* 2002).

4.2 Modelo Semi-Empírico

Para a determinação da quantidade de matéria na fase sólida ejetada ao meio interestelar pelas estrelas ao longo de toda a sua evolução é necessário conhecer: i-) as taxas de

perda de massa de cada estrela em cada fase evolutiva, e ii-) a distribuição em massa das estrelas da Galáxia. A contribuição de massa em poeira para cada faixa de massa estelar é calculada então como:

$$\int_{M_1}^{M_2} \int_{t_1}^{t_2} \Psi\left(M\right) \dot{M}_d\left(M,t\right) dt\ dM, \tag{4.3}$$

onde $\Psi(M)$ é a função de massa e $\dot{M}_d$ é a taxa de perda de massa em poeira da estrela de massa M no dado instante evolutivo t. A taxa de perda de massa é obtida empiricamente.

Para estrelas na seqüência principal, e nos ramos das gigantes e supergigantes, utilizamos os dados de de Jager, Nieuwenhuijzen & van der Hucht (1988), ilustrados na figura 4.3.

Para estrelas de massa baixa e intermediária ($M < 8\ M_\odot$) desconsideramos sua contribuição durante a seqüência principal porque apresentam baixas taxas de perda de massa ($\dot{M} < 10^{-12}\ M_\odot\ ano^{-1}$) e, por possuirem ventos quentes ($T > 10^4\ K$), não são abundantes em grãos. As taxas de perda de massa na fase pós-AGB são obtidas de Wachter (2002). Durante a fase proto-estelar de estrelas de baixa massa, consideramos taxas de perda de massa de $10^{-8}\ M_\odot\ ano^{-1}$, que duram cerca de $10^6 - 10^7$ anos (Mundt, Brugel & Buehrke 1987), até o disco ser completamente ejetado.

Para estrelas massivas ($M > 8\ M_\odot$) toda a matéria em fase sólida ejetada durante a evolução da estrela é destruída no evento de SN. Segundo o trabalho de Woitke, Dominik & Sedlmayr (1993), em choques com velocidades acima de 200 $km\ s^{-1}$ os grãos são completamente destruídos, retornando à fase gasosa. Para choques de velocidades menores que 200 $km\ s^{-1}$ uma pequena parte dos grãos é destruída ($< 20\%$). Por esse motivo, para essa faixa de massa estelar, apenas consideraremos a massa em poeira produzida após o evento de SN. Nozawa *et al.* (2003) afirmam, através de modelos utilizando teoria cinética de nucleação, que $20 - 30\%$ da massa total ejetada por estrelas muito massivas ($M > 40\ M_\odot$) passa para a fase sólida durante um evento de SN. Isso ocorre após o resfriamento da frente de choque, de forma semelhante ao processo detalhado no capítulo 3. Para massas $M < 40\ M_\odot$, a fração de poeira formada após a SN é reduzida e fica em torno de $2 - 5\%$. Isso se deve principalmente à quantidade de hidrogênio processado

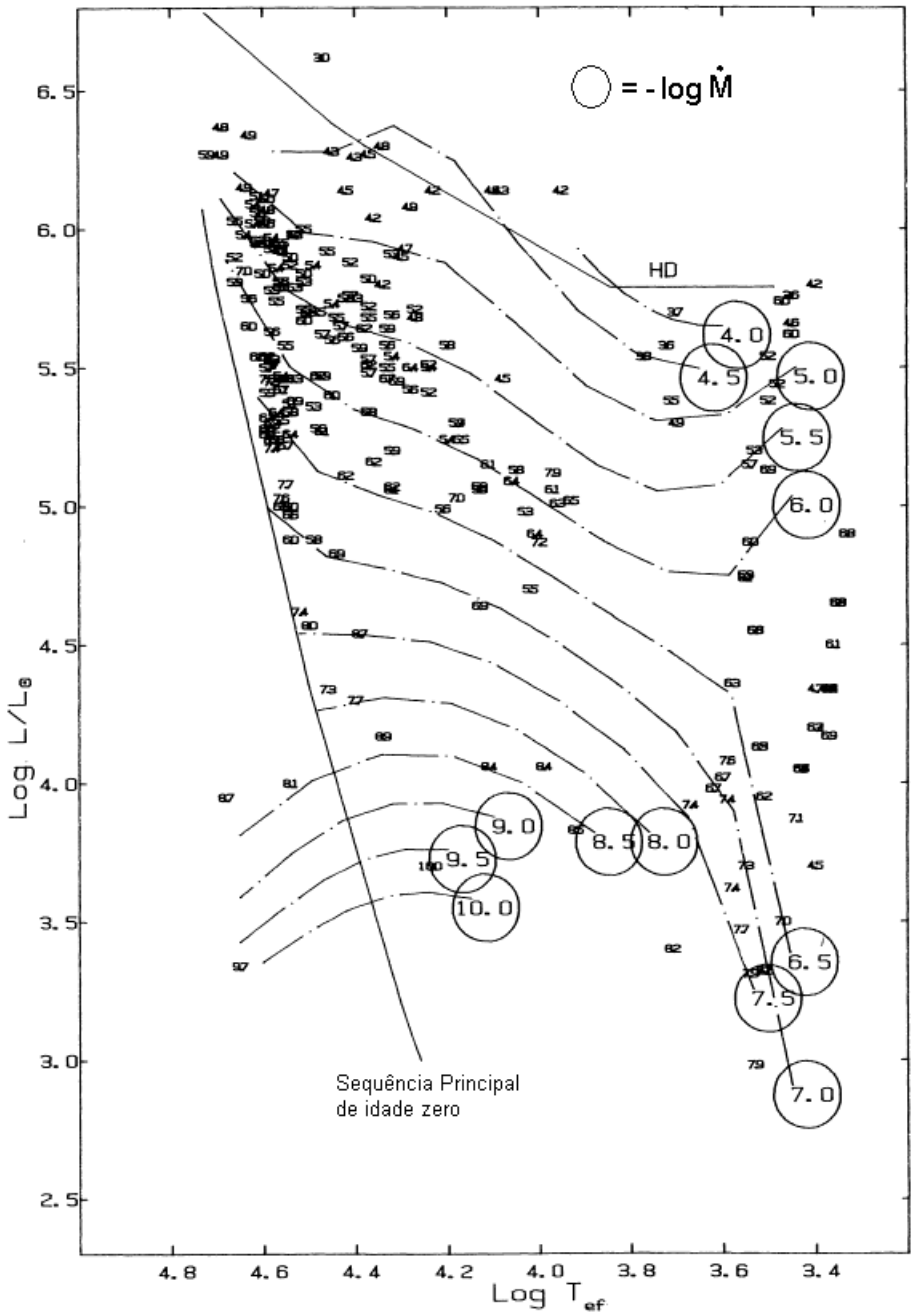

Figura 4.3: Distribuição das taxas de perda de massa no diagrama HR para estrelas de alta luminosidade ($L > 10^3\ L_\odot$). A linha identificada por *HD* representa o limite de Humphreys-Davidson (de Jager, Nieuwenhuijzen & van der Hucht 1988).

em reações nucleares na estrela, e não uma eficiência com relação ao resfriamento do pós-choque.

Tendo em vista que cerca de 50% das estrelas encontram-se em sistemas binários, também levamos em consideração a contribuição destes objetos. Cerca de $4-6\%$ da massa contida nos ventos de sistemas binários massivos se condensa no pós-choque (Marchenko *et al.* 2002).

4.2.1 Evolução Estelar

Para determinar a quantidade de poeira que cada estrela ejeta ao MI temos que integrar a taxa de perda de massa no tempo, a partir da equação (4.3), conforme esta evolui. O principal problema é que a taxa de perda de massa e a composição química do vento variam a cada etapa evolutiva da estrela. Em um cálculo consistente, é necessário que essas variações sejam consideradas e um modelo de evolução estelar seja utilizado.

Schaller *et al.* (1992) apresentam um modelo de evolução estelar, incluindo as taxas de perda de massa de de Jager, Nieuwenhuijzen & van der Hucht (1988), para metalicidades $Z = 0,001$ (primordial) e $0,02$ (solar). Nos nossos cálculos, utilizamos as tabelas fornecidas por Schaller *et al.* (1992) para a trajetória evolutiva ao longo do diagrama HR, bem como para determinar o tempo que a estrela permanece em cada fase evolutiva. A figura 4.4 ilustra os resultados para estrelas com massas entre 0,8 e 120 $M_\odot$ para $Z = 0,02$.

4.2.2 Funções de Distribuição de Massa

Para a determinação da quantidade de poeira ejetada ao meio pela componente estelar da Galáxia é necessário conhecer, além das taxas de perda de massa, a sua população estelar. Embora estrelas muito massivas possuam taxas de perda de massa muito altas, são pouco abundantes. Já estrelas de baixa massa, embora abundantes, possuem pequenas taxas de perda de massa durante a maior parte de sua evolução. Isso faz com que a determinação do principal responsável pela ejeção de matéria ao MI seja um trabalho complexo. Como definido na equação (4.3) é possível, no entanto, resolver o problema se a função de

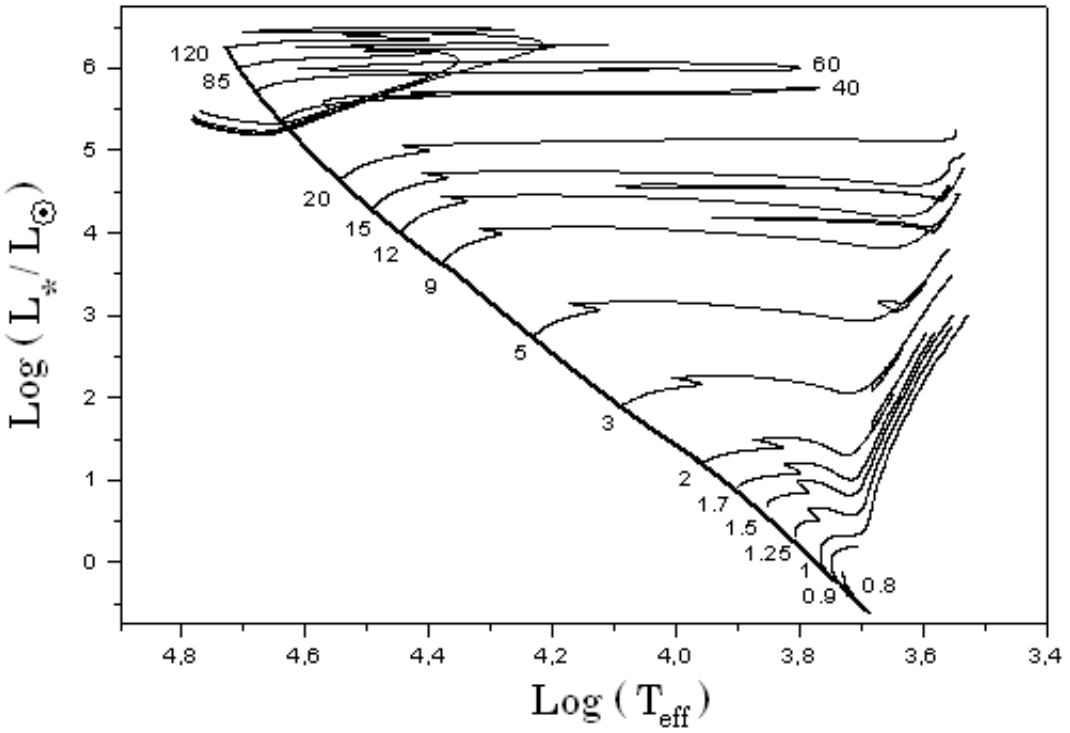

Figura 4.4: Trajetórias evolutivas de estrelas entre 0,8 e 120 $M_\odot$ (Schaller *et al.* 1992).

distribuição de massa na Galáxia é conhecida.

Uma função de massa ($\Psi(\log M)$) é definida como a quantidade de estrelas, num intervalo de massa $d\log M$, que se observa em um volume V (pc^3). De acordo com o trabalho pioneiro de Salpeter (1955), a partir da distribuição de freqüência de luminosidade é possível obter uma distribuição de massa, utilizando para isso uma relação massa-luminosidade. Entretanto, as estrelas evoluem, sendo que as mais massivas evoluem mais rápido. Desta forma, a função de massa obtida a partir de determinação de magnitudes absolutas deve ser diferente da função de massa inicial (IMF - *initial mass function*) da Galáxia. A função de massa observada é chamada de função de massa atual (PDMF - *present day mass function*). Chabrier (2003) apresenta uma revisão interessante do tema, descrevendo a função de massa da Galáxia como contendo duas partes. Para estrelas com massa menor que 1 $M_\odot$, a distribuição é dada por uma log-normal:

$$\Psi\left(\log M\right) = A \exp\left[-\left(\log M - \log M_c\right)^2 / 2\sigma^2\right], \tag{4.4}$$

e para $M > 1\ M_\odot$ a distribuição é dada por uma lei de potência:

$$\Psi\left(\log M\right) = AM^{-x}. \tag{4.5}$$

As distribuições e seus respectivos índices são mostrados na tabela 4.4. Como as estrelas de baixa massa formadas no início da evolução da Galáxia ainda não saíram da seqüência principal, a função de massa atual difere da inicial apenas no intervalo de maiores massas. E, devido à evolução das estrelas de maior massa, a função é dividida em três intervalos de massa cada um com um índice diferente, ao invés de um único expoente, como proposto por Salpeter (1955).

Tabela 4.4: Funções de distribuição de massa para a Galáxia (Chabrier 2003).

Parâmetro	IMF	PDMF
$\mathbf{M \leq 1M_\odot}$		
$\Psi(\log M) = A \exp\left[-(\log M - \log M_c)^2 / 2\sigma^2\right]$		
A	0,158	0,158
M_c	0,079	0,079
σ	0,69	0,69
$\mathbf{M > 1M_\odot}$		
$\Psi(\log M) = AM^{-x}$		
A	$4,43 \times 10^{-2}$	-
x	1,3	-
$0 \leq \log M \leq 0,54$		
A	-	$4,4 \times 10^{-2}$
x	-	4,37
$0,54 < \log M \leq 1,26$		
A	-	$1,5 \times 10^{-2}$
x	-	3,53
$\log M > 1,26$		
A	-	$2,5 \times 10^{-2}$
x	-	2,11

4.3 Resultados

Em Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2004), resolvemos a equação (4.3) levando em consideração as distribuições de massa descritas na seção anterior, e introduzimos empiricamente a taxa de perda de massa levando em consideração a evolução estelar ao longo do diagrama HR, dada pelo modelo de Schaller *et al.* (1992). Na figura 4.5, apresentamos a quantidade de poeira que cada faixa de massa estelar fornece ao MI durante toda a sua evolução, relativa à quantidade de poeira total da Galáxia. As barras pretas representam a razão para a função de massa inicial (IMF), enquanto que as barras claras representam a razão para a função de massa atual (PDMF). Pode-se perceber que a contribuição de estrelas massivas ($M > 8\ M_\odot$) é praticamente toda a matéria em grãos nos instantes iniciais de uma formação estelar. Entretanto, na fase atual na Galáxia, a relativa falta de estrelas massivas diminui a freqüência de ocorrência de SN´s, fazendo com que a reposição de material sólido seja predominantemente feita pelas estrelas de baixa massa, principalmente quando estão fora da seqüência principal. É interessante notar o papel de estrelas de massas menores que 1 $M_\odot$. Como estes objetos ainda se encontram na seqüência principal, praticamente toda a contribuição se deve ao estágios de proto-estrelas.

Outro resultado interessante é que, levando em conta um único surto de formação estelar, a quantidade de poeira é maior quanto mais jovem a galáxia. Isso porque a porção de alta massa da componente estelar é responsável pela maior parte da poeira mas, ao longo da evolução da galáxia os grãos são reciclados e destruídos. Esse fato, de simples falta de reposição do material destruído, explica a preponderância de poeira em espirais em relação às galáxias elípticas (Seaquist *et al.* 2004). E também explica porque galáxias com alta taxa de formação estelar tendem a apresentar razões de massa gás-grão sistematicamente menores que as observadas na Galáxia (Tabela 4.3).

Na tabela 4.5 apresentamos a soma das contribuições relativa e absoluta de estrelas massivas ($M > 8M_\odot$) e de massas baixa e intermediária ($M < 8M_\odot$), para as distribuições de freqüência estelar inicial e atual. Notamos que para a função de massa inicial, que traduz melhor o ambiente de uma galáxia com surto de formação estelar, as estrelas

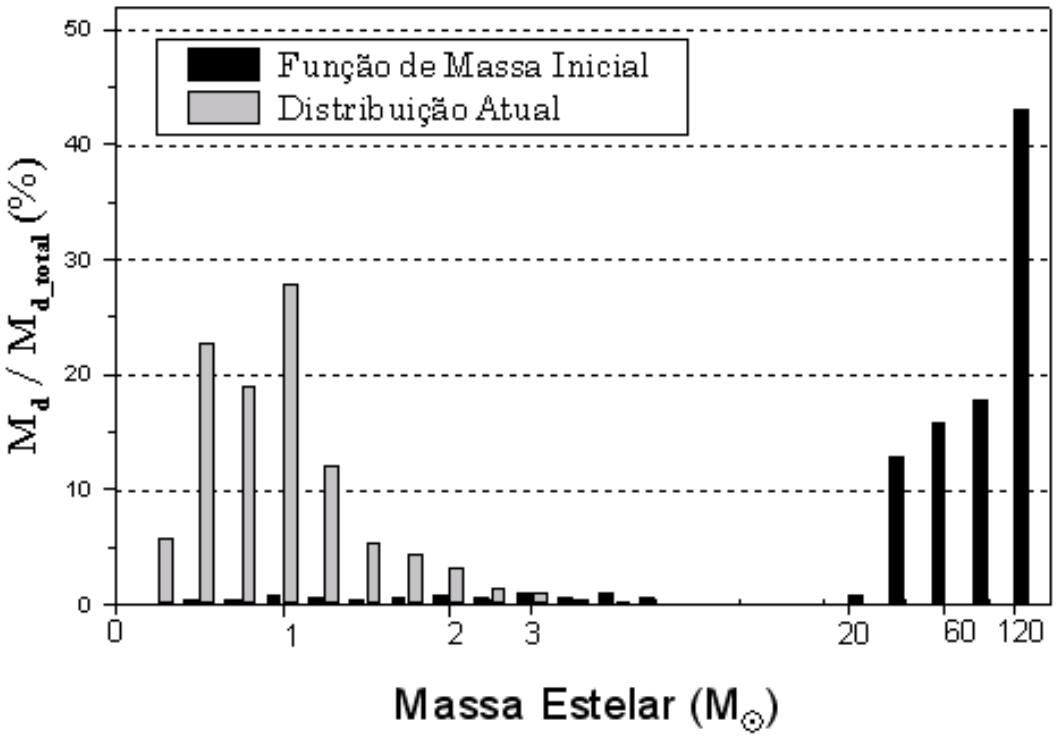

Figura 4.5: Contribuição relativa de cada intervalo de massa estelar na ejeção de material sólido ao meio interestelar. As barras pretas representam a razão entre a massa em grãos (ejetada por cada intervalo de massa estelar) e a massa total em grãos para a função de massa inicial (IMF), enquanto que as barras claras representam a mesma razão para a função de massa atual (PDMF) (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2004).

Tabela 4.5: Contribuição relativa e absoluta de material sólido para o meio interestelar para diferentes distribuições de massa da componente estelar (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2004)

	IMF	PDMF
M_d $(M > 8M_\odot)$ (%)	91	1
M_d $(M < 8M_\odot)$ (%)	9	99
M_{d_ventos} $(M < 8M_\odot)$ (%)	1	23
M_{d_total} $(M_\odot)$	$4,6 \times 10^8$	$1,2 \times 10^7$

massivas fornecem mais de 90% do material em fase sólida para o meio interestelar, além de enriquecer a galáxia com elementos pesados. Considerando a função de massa atual, a situação é revertida. Na terceira linha apresentamos a contribuição de poeira apenas de ventos de estrelas de massa baixa e intermediária até a fase de AGB. Embora inúmeros autores citem essa como sendo a principal contribuição de grãos para o meio interestelar, mostramos que esta é responsável por cerca 1/4 do total. A maior parte provém da fase pós-AGB, no chamado super-vento, e em fases de proto-estrelas.

A quantidade total de material sólido calculado para a Galáxia usando a PDMF foi de $M_d \sim 10^7 M_\odot$, consistente com as estimativas a partir de dados observacionais. Considerando a função de massa inicial, o resultado é 4 vezes maior, e ao invés de uma razão gás-grão de ~ 200, teríamos $\rho_g/\rho_d \sim 50$, de acordo com o observado nas galáxias com maior atividade de formação estelar. Esse resultado está de acordo com os valores observados, e pode ser um indicativo de que antigamente a Galáxia continha uma maior parte de sua massa contida em partículas sólidas.

Por se tratar de um cálculo semi-empírico, gostaríamos de salientar a existência de incertezas nos valores obtidos. Entretanto, sob um aspecto qualitativo, mostramos que: i-) SN´s são mais importantes no retorno de material sólido ao MI em galáxias jovens; e ii-) gigantes e supergigantes frias e protoestrelas dominam o processo em galáxias com população estelar evoluída. Este resultado é válido, além de importante e inédito. No próximo capítulo verificamos a importância dos grãos ejetados ao meio interestelar em sua dinâmica.

Capítulo 5

A Estabilidade de Nuvens Moleculares Magnetizadas

Uma vez depositados no meio interestelar, grãos podem influenciar a dinâmica do mesmo. Além de ser o principal responsável pela extinção no óptico e infravermelho, outros efeitos resultantes da presença destas partículas são de fundamental importância na estabilidade de nuvens moleculares. Grãos podem acelerar o processo de difusão ambipolar, desacoplando o campo magnético do gás em escalas de tempo menores que $\sim 10^7$ anos, como comumente encontrado na literatura. Além disso, grãos podem modificar o comprimento de Jeans da nuvem (λ_J), resultando em novas condições de estabilidade. Normalmente a presença de grãos reduz λ_J, tornando as nuvens mais instáveis ao colapso em pequenas escalas, e poderia ser a responsável pela formação de planetesimais durante o processo de formação estelar (Chhajlani & Parihar 1994). Em Falceta-Gonçalves, de Juli & Jatenco-Pereira (2003), mostramos como a presença de grãos pode afetar a estabilidade de nuvens moleculares anãs agindo como um mecanismo de amortecimento de ondas de Alfvén.

5.1 Introdução

Nuvens moleculares anãs (DMC´s - *dwarf molecular clouds*) apresentam massas $< 10^3\ M_\odot$ em regiões de $2-5\ pc$ de raio, e temperaturas de $10-20\ K$ (Shu, Adams & Lizano 1987, Evans II 1999). Observacionalmente, infere-se que estes objetos podem ser gravitacionalmente estáveis por 10^8 anos. Entretanto, uma nuvem suportada termicamente contra o colapso gravitacional, se torna instável se sua massa for maior que a massa de Jeans, dada por:

$$M_J = \rho\lambda_J^3 = \left(\frac{\pi}{G}\right)^{\frac{3}{2}} \rho^{-\frac{1}{2}} c_s^3, \tag{5.1}$$

onde c_s é a velocidade do som no meio. No caso das DMC´s, $M_J \sim 1 - 5\ M_\odot$, que é muito menor que a massa observada destes objetos. Similarmente, o tempo de colapso em queda livre, dado por:

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{5.2}$$

resulta em $\sim 10^6$ anos, que é muito menor que o tempo de vida médio destes objetos. Como conseqüência, a pressão térmica não pode, exclusivamente, explicar a estabilidade das DMC´s. Muitos mecanismos adicionais foram propostos, como campos magnéticos (Chandrasekhar & Fermi 1953), rotação (Field 1978) e turbulência (Norman & Silk 1980; Bonazzola *et al.* 1987).

Campos magnéticos típicos de $\sim \mu G$ (Crutcher 1999) podem adicionar termos extra de pressão, elevando M_J até os valores observados. Entretanto, campos magnéticos exercem tal pressão apenas na direção perpendicular às linhas de força. Assim, o problema da estabilidade dinâmica permanece ao longo das linhas de campo. Considerando que turbulências presentes no meio podem excitar perturbações no campo, temos a geração de ondas de Alfvén que se propagam na direção das linhas de força, adicionando um termo extra de pressão nesta direção (McKee & Zweibel 1995; Gammie & Ostriker 1996; Martin, Heyvaerts & Priest 1997). Martin, Heyvaerts & Priest (1997) mostraram que um fluxo de ondas de Alfvén pode suportar o colapso da nuvem na direção das linhas de força, mas que para isso seria necessário uma grande quantidade de energia concentrada em uma pequena faixa do espectro de freqüências de baixo amortecimento.

Como vimos no capítulo 1, inúmeros mecanismos de amortecimentos podem ser levados em consideração. Em particular, em seu trabalho, Martin *et al.* (1997) consideram o amortecimento colisional entre partículas neutras e íons (eq. 1.23), o qual é extremamente ineficiente em ambientes rarefeitos e frios como as DMC´s. Zweibel & Josafatsson (1983) já mencionam que se colisões entre íons e partículas neutras e efeitos não-lineares forem considerados, o fluxo de ondas de Alfvén é fracamente amortecido em DMC´s. Neste caso, o fluxo de ondas pode atravessar toda a nuvem, evitando o colapso gravitacional.

Entretanto, se um mecanismo de amortecimento eficiente existir, as ondas não conseguem atingir as bordas da nuvem e, não exercendo pressão, a nuvem colapsa.

No capítulo 1 vimos que o amortecimento cíclotron da poeira pode ser importante e dominante no processo de amortecimento de ondas de baixa freqüência. As condições físicas das nuvens sugerem a existência de grãos carregados eletricamente, devido às colisões com elétrons livres no meio. A fração de ionização típica é de $n_e/n_H \sim 10^{-6}$ no interior da nuvem, protegida da radiação do campo de radiação UV da Galáxia, e $\sim 10^{-4}$ nas bordas. De acordo com Mathis, Rumple & Nordsiek (1977), a partir do ajuste com diferentes populações de grãos à curva de extinção do meio interestelar, os raios dos grãos dessas regiões é distribuido segundo uma lei de potência $f(a) = Ca^{-p}$, onde $p \sim 3-4$. Neste caso, diferentes raios resultam em diferentes freqüências cíclotron, o que acarreta na geração de uma banda de ressonâncias para o amortecimento do fluxo de ondas. Podemos mostrar, então, que o resultado por nós obtido considerando esses efeitos na propagação de um fluxo de ondas é diferente daquele obtido por Martin *et al.* (1997).

5.2 O Modelo

O modelo proposto é baseado no trabalho de Martin, Heyvaerts & Priest (1997), onde estudamos o caso de uma nuvem, achatada devido à pressão magnética, permedada por um campo magnético $\overrightarrow{B} = B_0\widehat{z} + \delta B\widehat{x}$, onde B_0 é o campo magnético médio, suposto uniforme, e a perturbação δB é uma onda de Alfvén se propagando ao longo das linhas de campo ($k = k_z$). A pressão devido às ondas promove mais um mecanismo de suporte contra o colapso gravitacional na direção z, como indicado na figura 5.1. Utilizamos em nosso modelo ondas de baixa amplitude ($\delta B < B_0$) a fim de que a aproximação linear seja válida.

De acordo com a equação (1.10), podemos descrever a equação de movimento do plasma na nuvem por:

$$\rho\frac{d\overrightarrow{u}}{dt} + \rho\left(\overrightarrow{u}\cdot\overrightarrow{\nabla}\right)\overrightarrow{u} = -\overrightarrow{\nabla}P + \left(\overrightarrow{B}\cdot\overrightarrow{\nabla}\right)\frac{\overrightarrow{B}}{4\pi} - \overrightarrow{\nabla}\left(\frac{B^2}{8\pi}\right) + \rho\overrightarrow{g}, \qquad (5.3)$$

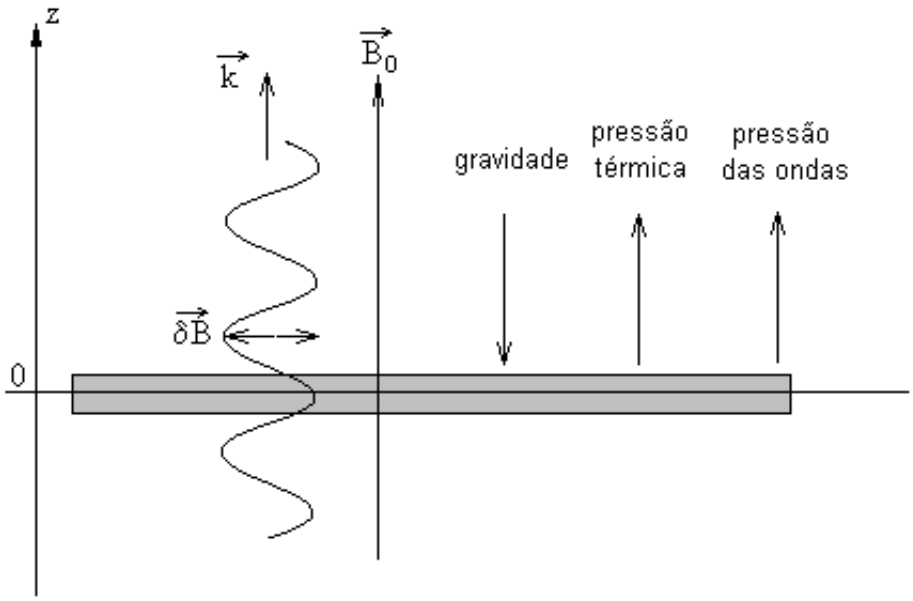

Figura 5.1: Esquema de nuvem com simetria cilíndrica onde, na direção z, a estabilidade ocorre por uma competição entre a gravidade e as pressões térmica e das ondas.

onde u é a velocidade do gás, B o campo magnético, P a pressão térmica, g a gravidade local e ρ a densidade em massa do meio.

A gravidade (g) pode ser obtida através da equação de Poisson:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{g} = 4\pi G\rho. \tag{5.4}$$

Os segundo e terceiro termos do lado direito da equação (5.3) explicitam que ao longo das linhas de força, ou seja direção z, o campo magnético uniforme (B_0) não fornece uma pressão extra contra o colapso gravitacional. Já para a onda δB, esses termos não se anulam, sendo responsáveis por mais uma força nessa direção. Tomando a média temporal da equação (5.3), e considerando o sistema em equilíbrio, podemos reescrevê-la como:

$$-\vec{\nabla} P - \vec{\nabla}\epsilon + \rho\vec{g} = 0, \tag{5.5}$$

onde $\epsilon = \langle \delta B^2 \rangle / 8\pi$ é a densidade de energia das ondas de Alfvén.

Esse fluxo de ondas é então amortecido, e a equação de energia é dada por:

$$\vec{\nabla} \ln (\epsilon v_A) = -L^{-1}, \tag{5.6}$$

onde L é o comprimento de amortecimento da onda, determinado na seção 1.3.2.

Tendo em vista que os grãos apresentam diferentes raios, diferentes freqüências cíclotron geram amortecimentos em diversas freqüências. Desta forma, necessitamos inserir um espectro de freqüências para o fluxo de ondas Alfvén. Tu, Roberts & Goldstein (1989) observaram o fluxo de ondas de Alfvén presente no vento solar, e inferiram um perfil lei de potência:

$$\Phi_A (\omega) = \Phi_A (\omega_0) \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-\alpha}, \tag{5.7}$$

onde Φ representa o fluxo de ondas de Alfvén ($erg\ s^{-1}\ cm^{-2}$) e $\alpha = 0,6$. A fonte para esse fluxo de energia em ondas é incerto, e muitos mecanismos têm sido propostos, como turbulência na fotosfera e no próprio vento, reconexão magnética e convecção em camadas mais internas. Supomos que algum mecanismo interno nas nuvens, como turbulência, gere as flutuações no campo e ondas de Alfvén de maneira similar ao que ocorre no Sol.

O fluxo total de ondas pode então ser calculado por:

$$\Phi_{tot} = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \Phi_A (\omega)\, d\omega. \tag{5.8}$$

A densidade de energia pode ser determinada por $\epsilon = \Phi / v_A$, e assim, o sistema de equações necessário para resolver o problema está fechado. Relacionamos ϵ com a densidade de energia interna do gás (U_i) pelo parâmetro $\Lambda = \epsilon / U_i$. Para as DMC´s, a razão $\beta = P/(B_0^2/8\pi)$ é tipicamente pequena ($\beta \sim 0,04$) (Crutcher 1999, Sigalotti & Klapp 2000). Desta forma, se considerarmos $\Lambda < 1$, temos $\epsilon < P$ e conseqüentemente $\delta B << B_0$, o que garante a validade da aproximação linear.

Nas próximas seções descrevemos a estrutura de uma nuvem molecular estável, utilizando as equações $(5.4 - 5.6)$, considerando dois casos: $i-)$ quando não existe amortecimento do fluxo de ondas, e $ii-)$ quando os grãos amortecem, a partir de ressonâncias cíclotron, o fluxo de ondas, para diferentes valores de Λ.

5.3 Resultados

5.3.1 Suporte Alfvênico sem amortecimento

Se não há amortecimento ou se este é fraco, temos que $L \to \infty$, ou ao menos $L >> l$, sendo l a escala de tamanho da nuvem. Desta forma, a densidade de energia da onda, dada pela equação (5.6), é determinada através da relação:

$$\epsilon\left(z\right) = \epsilon\left(z = 0\right)\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{5.9}$$

Neste caso, um gradiente de densidade resulta em um gradiente de densidade de energia das ondas e, de acordo com a equação (5.5), teremos o termo de pressão das ondas que suporta a nuvem contra o seu colapso. O perfil de densidade para o equilíbrio pode então ser obtido. Utilizamos como parâmetros locais no centro da nuvem $n_0 = 10^4\ cm^{-3}$, $B_0 = 10\ \mu G$ e $T = 20\ K$ (Evans II 1999). Na figura 5.2 a linha contínua representa o perfil de densidade sem o suporte Alfvênico (*i.e.* $\Lambda = 0$), e as outras curvas representam o resultado de equilíbrio para $\Lambda =$ 0,05, 0,15 e 0,25.

Verificamos pela figura 5.2 que o tamanho de equilíbrio da nuvem (o que representaria um comprimento de Jeans modificado) aumenta conforme aumentamos a densidade de energia das ondas, o que está de acordo com os resultados obtidos por Martin, Heyvaerts & Priest (1997), ou seja, as ondas alcançam as bordas da nuvem inibindo seu colapso. Entretanto, considerando um amortecimento realístico para o fluxo de ondas, o resultado é diferente.

5.3.2 Suporte Alfvênico com Amortecimento

Em um modelo mais realístico consideramos a propagação das ondas de Alfvén em um plasma empoeirado, e onde as partículas de poeira são carregadas eletricamente. Considerando os mesmo parâmetros para a nuvem utilizados na seção 5.3.1, a equação (1.33) fornece uma carga média para os grãos $q_d \simeq -1\left|e^-\right|$. O comprimento de amortecimento cíclotron, dado pela equação (1.43) para $p = 4$ e no intervalo de raios $0,005\ \mu m < a < 1\ \mu m$

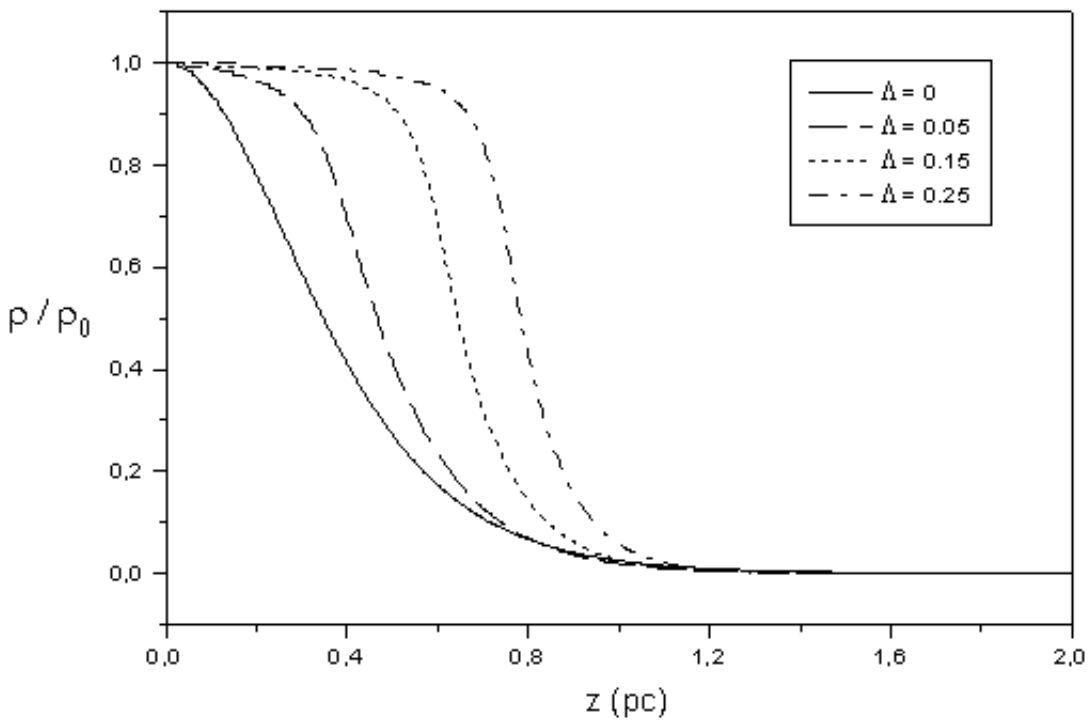

Figura 5.2: Perfil de densidade da nuvem com suporte Alfvênico não-amortecido. A linha sólida representa o modelo sem ondas de Alfvén, e as outras representam o modelo para $\Lambda = 0{,}05$, 0,15 e 0,25.

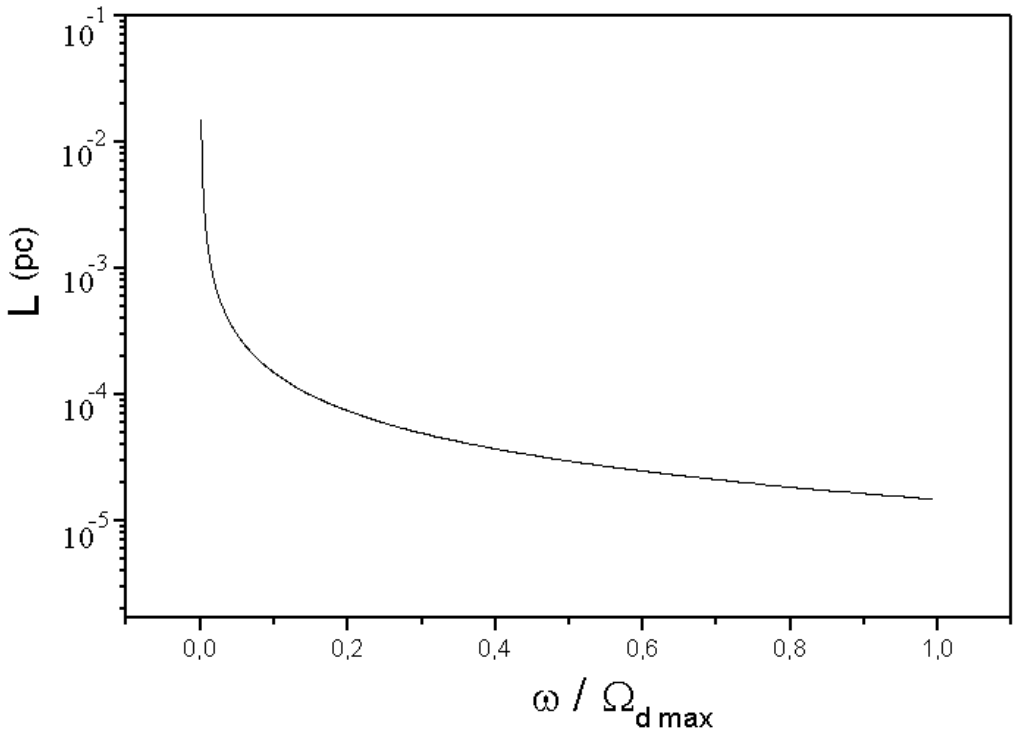

Figura 5.3: Comprimento de amortecimento cíclotron da poeira em função da freqüência para a nuvem molecular.

para as partículas de poeira, é ilustrado na figura 5.3. A figura mostra que a escala de comprimento, na qual praticamente todo o fluxo de ondas é amortecido, é da ordem de 10^{-1} *pc*. Essa escala é ainda menor se considerarmos o fluxo em freqüências coincidentes com as partículas de poeira de raios ainda menores, podendo chegar a $\sim 10^{-5}$ *pc*. O espectro do fluxo de ondas a cada ponto da nuvem é ilustrado na figura 5.4. Podemos perceber que o fluxo de ondas sofre o amortecimento até $\sim 10^{16}$ *cm* (10^{-2} pc), e as ondas com freqüência cíclotron maior são afetadas com maior intensidade, e sua energia é removida mais rapidamente.

A partir da determinação do espectro de potência em cada posição da nuvem (Fig. 5.4) podemos determinar o fluxo total em cada ponto, e conseqüentemente o gradiente na densidade de energia das ondas. Resolvendo a equação (5.5) incluindo os efeitos de amortecimento cíclotron, o perfil de densidade da nuvem é ilustrado na figura 5.5. A linha pontilhada representa a solução para $\Lambda = 0$, ou seja, na ausência de ondas de Alfvén,

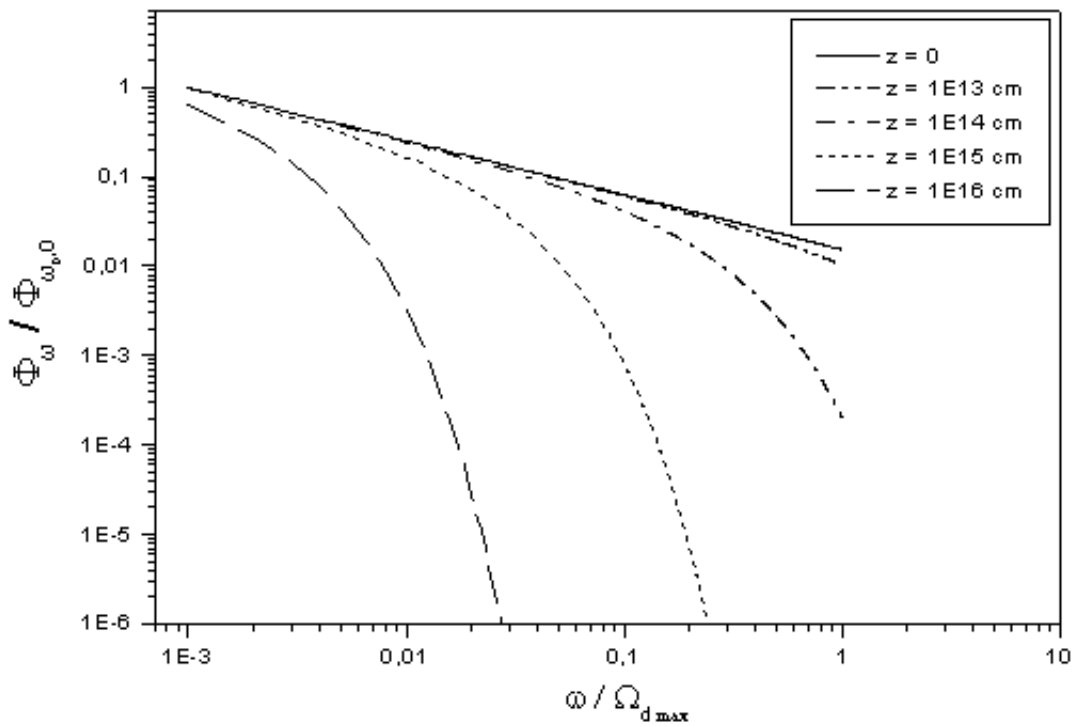

Figura 5.4: Espectro de potência das ondas, amortecidas pela ressonância cíclotron, para diferentes localidades da nuvem desde $z = 0$, no centro, até $z = 10^{16}$ cm, onde a maior parte do fluxo foi amortecido.

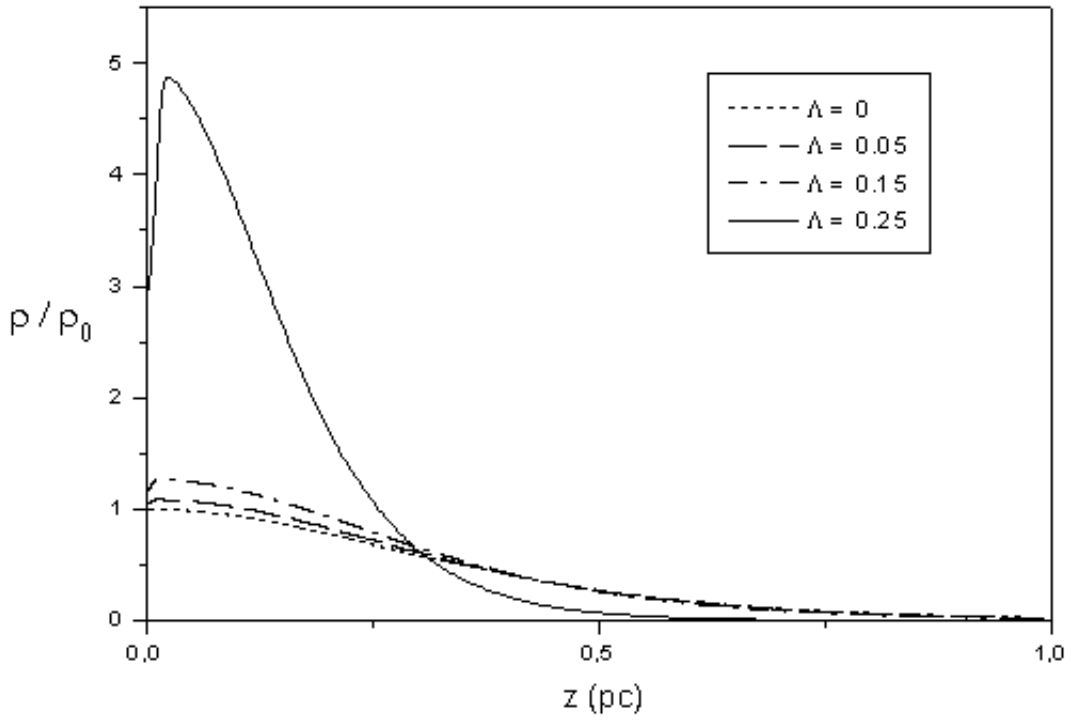

Figura 5.5: Perfil de densidade da nuvem com suporte Alfvênico amortecido. A linha pontilhada representa o modelo sem ondas de Alfvén, e as outras representam o modelo para $\Lambda = 0{,}05$, 0,15 e 0,25.

enquanto as outras representam $\Lambda = 0{,}05$, 0,15 e 0,25. Podemos verificar que, como o amortecimento ocorre em escalas muito menores que 1pc, o fluxo de ondas não atinge a região externa da nuvem. Essa região, sem suporte deve colapsar, formando uma nuvem menor e mais densa. Aumentando o parâmetro Λ, ou seja aumentando a densidade de energia das ondas, temos apenas um maior gradiente de pressão no núcleo da nuvem. Com isso a nuvem pode ser apenas mais densa, mas não maior. Neste sentido, um fluxo de ondas de Alfvén em nuvens moleculares não pode explicar a estabilidade de objetos de $1 - 5$ pc de tamanho. Um outro mecanismo deve ser o responsável pela estabilidade das DMC´s, como turbulência ou rotação. Um amortecimento súbito das ondas poderia ser responsável pelas condensações observadas nessas regiões (Snell *et al.* 1984).

5.4 Conclusões

Considerando as condições típicas de uma nuvem molecular anã, $n \sim 10^4\ cm^{-3}$ e $T = 20\ K$, a massa de Jeans é $M_J \sim 3\ M_\odot$. Em comparação com as massas reais destes objetos ($M = 10 - 100\ M_\odot$), esse valor significa que as nuvens não poderiam estar em equilíbrio. Entretanto, observações inferem que estes objetos devem permanecer em equilíbrio, inibindo a formação estelar, por cerca de 10^7 anos. Campos magnéticos de μG explicam a estabilidade da nuvem nas direções perpendiculares às linhas de força. Para a direção paralela ao campo um outro mecanismo, que não a pressão térmica, precisa ser postulado para explicar o problema. Ondas de Alfvén têm sido propostas como mecanismo alternativo, mas que necessitam ser fracamente amortecidas para que sejam eficientes no suporte das nuvens. Em Falceta-Gonçalves, de Juli & Jatenco-Pereira (2003), propomos um modelo de estabilidade de nuvens levando em consideração a presença de partículas de poeira carregadas imersas no plasma. O principal efeito decorrente da existência dessas partículas é o amortecimento das ondas devido à ressonância cíclotron de cada partícula. Como temos um espectro de tamanhos para os grãos, temos também uma banda de freqüências ressonantes. Mostramos que um fluxo de ondas no intervalo de freqüências considerado é completamente amortecido em escalas de tamanho muito menores ($L < 10^{-2}\ pc$) que o tamanho da nuvem ($l = 1 - 5\ pc$). Por esse motivo, as ondas não chegam às bordas da nuvem e não fornecem um termo de pressão em oposição à gravidade, tornando a nuvem instável. Assim, um forte amortecimento acarreta numa estabilidade de nuvens mais densas e compactas (*clumps*). Um outro mecanismo é necessário para explicar a estabilidade de nuvens moleculares anãs. Os mais prováveis são turbulência e rotação.

Capítulo 6

Conclusão e Perspectivas

Nesta tese nossa intenção foi estudar o ciclo de poeira no Universo, desde os ventos estelares frios e choques supersônicos, onde é criada, sua passagem e sobrevivência no meio interestelar e, finalmente, os efeitos dinâmicos que pode causar no mesmo. Diferentemente do que se encontra na maioria dos trabalhos sobre o tema, não abordamos exclusivamente a transferência radiativa, importante estudo para a determinação da extinção e polarização da luz. Enfocamo-nos nas propriedades do plasma que permitem o crescimento e a sobrevivência de grãos, e na dinâmica dos ambientes permeados por destas partículas (de Juli, Schneider, Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2004).

Primeiramente, mostramos como a presença de partículas de poeira nas proximidades de estrelas gigantes e supergigantes frias poderia influenciar a estrutura do vento destes objetos. Sabe-se que a pressão de radiação é insuficiente no processo de aceleração, e deve ter importância secundária. O mecanismo mais promissor é o gradiente de pressão de ondas MHD. Inúmeros trabalhos propõem ondas de Alfvén como principal responsável pela aceleração de ventos, mas sua propagação pode ser alterada na presença de partículas de poeira. Mostramos que, dentre as inúmeras formas de amortecimento das ondas, a ressonância cíclotron da poeira tem papel fundamental porque, diferentemente do caso de íons e elétrons, opera em bandas largas de freqüência. Isso porque não existe um único raio para as partículas de poeira, mas sim um espectro de tamanhos. Determinamos, para um dado espectro de tamanhos, a banda amortecida bem como as taxas de amortecimento,

mostrando que o fenômeno pode ser importante.

Como primeira aplicação, simulamos o amortecimento intenso em um modelo de ventos estelares. JPO criaram um modelo de aceleração de ventos utilizando ondas de Alfvén, e aplicaram a uma estrela supergigante K5, obtendo uma velocidade terminal igual à metade da velocidade de escape superficial ($u_\infty \sim 1/2 v_{e0}$), de acordo com as observações. Para isso, consideraram um vento isotérmico e uma geometria divergente para o campo magnético. Utilizando o mesmo modelo, mas simulando um forte amortecimento devido à presença de grãos, obtivemos um elevado gradiente de pressão na base do vento, resultando em uma velocidade terminal ainda menor. Entretanto, um vento isotérmico é irreal. De acordo com perfis observados de temperatura em α Ori, decidimos introduzir empiricamente uma função que simulasse o gradiente de temperatura. O principal efeito deste gradiente é a introdução de um termo extra de aceleração na equação do vento, semelhante ao vento solar. Aliando o forte amortecimento e um gradiente de temperatura, bem como a pressão de radiação sobre grãos, pudemos desenvolver um modelo mais realista, com o intuito somente de estudar suas conseqüências na estrutura do vento. Obtivemos como principal resultado uma velocidade terminal muito maior que no modelo em que estes processos eram desprezados ($u_\infty > v_{e0}$) (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2002). Sendo o gradiente de temperatura o termo dominante nas modificações do modelo, seria interessante a resolução auto-consistente da equação de energia do vento simultaneamente à equação de movimento. Essa idéia foi a base de desenvolvimento para a dissertação de mestrado de Aline Vidotto (2005), que confirmou os resultados citados. Está sendo programada a aplicação deste modelo em estrelas com maior riqueza de dados observacionais, a fim de testá-lo. Algumas implementações, como cálculo de divergência de campo magnético auto-consistente, também estão sendo planejadas.

Grãos não estão presentes apenas em estrelas frias. De maneira inusitada, a partir da década de 80, observações revelaram grandes quantidades de poeira em sistemas binários massivos, de temperaturas efetivas maiores que $T = 4 \times 10^4\ K$. Observações destes sistemas também detectam grandes emissões em raios-X, indício da presença de plasmas super-aquecidos decorrentes da colisão entre os ventos estelares. Desenvolve-

mos um modelo de colisão de ventos, não estacionário, no qual o gás se resfria após o choque principalmente por emissão livre-livre. Este gás se contrai isobaricamente, formando uma cortina densa e fria em torno do sistema. Mostramos que a radiação UV das estrelas é insuficiente para a ionização completa da camada, que em seu interior possui as propriedades físicas ideais para o crescimento de grãos. Para testar o modelo de formação de grãos em choques tomamos um sistema binário com grande informação observacional. O modelo de choque foi utilizado para explicar a curva de luz em raios-X de η Car, mostrando enorme compatibilidade com as observações (Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham 2003, 2005). A fim de desenvolver um modelo ainda mais robusto, estudamos também o sistema em rádio. Observações revelaram um pico em 7 mm durante a fase de mínimo na curva de luz. A emissão do pico foi atribuída ao gás no pós-choque. Os resultados obtidos em rádio e raios-X são semelhantes, e também estão de acordo com as condições necessárias para a explicação de fenômenos observados em diversos comprimentos de onda (Abraham *et al.* 2005). Embora a opacidade da componente sólida não seja relevante em raios-X e rádio, o modelo de choque utilizado para o ajuste nas curvas de luz resulta nas condições ideais para o crescimento de grãos. Interessantemente, este modelo de choque pode ser aplicado em outros sistemas binários que não sejam resolvidos espectroscopicamente para a determinação de parâmetros orbitais e estelares. Esse trabalho terá sua continuidade durante o Pós-Doutoramento no IAG.

Produzidos nos ventos estelares, colisões de ventos, em remanescentes de SN´s, entre outros, a poeira é lançada ao meio interestelar. Em um modelo semi-empírico, calculamos a contribuição de cada faixa de massa estelar no retorno de matéria sólida ao meio. Mostramos que, considerando a função de massa inicial de Salpeter, as SN´s são realmente os objetos mais importantes no enriquecimento em grãos de galáxias com população estelar jovem. Entretanto, a quantidade relativa de estrelas massivas na Galáxia atualmente é muito menor, uma vez que estas já evoluíram enquanto que as estrelas de baixa massa ainda não saíram de sequência principal. Neste caso, mostramos que as estrelas de massas intermediária e baixa respondem pela ejeção de grãos ao meio (Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira 2004). Um passo importante para a melhoria dos resultados

obtidos nesse trabalho seria a inclusão de um modelo auto-consistente para a formação de poeira em cada momento da trajetória evolutiva da estrela, elimininando assim a parte empírica do modelo.

Uma vez no meio interestelar, grãos podem influenciar a dinâmica do mesmo. Nuvens moleculares anãs são objetos que permanecem em equilíbrio por cerca de 10^7 anos, mesmo possuindo massas muito maiores que a massa crítica de Jeans. Um mecanismo alternativo para explicar a estabilidade das nuvens é semelhante ao caso dos ventos estelares, a pressão de ondas MHD. Entretanto, bem como em ventos, grãos podem modificar a propagação das ondas nestes objeto. Em nosso modelo de estabilidade de nuvens moleculares incluímos um fluxo de ondas de Alfvén, em associação com a pressão térmica, para equilibrar a gravidade. Mostramos que, se as ondas são fracamente amortecidas, o modelo consegue reproduzir as características físicas das nuvens observadas. Por outro lado, considerando o amortecimento devido à ressonância cíclotron de grãos, o fluxo é amortecido rapidamente e as bordas da nuvem, sem sustentação, devem colapsar formando pequenas condensações. Isso está de acordo também com observações de "clumps" nestas nuvens, mas impede as ondas de Alfvén de serem utilizadas como mecanismo de estabilidade de nuvens (Falceta-Gonçalves, de Juli & Jatenco-Pereira 2003). Desta forma, outros mecanismos como turbulência e rotação, devem ser dominantes no processo. No futuro, simulações numéricas incluindo esses mecanismos de amortecimento podem explicar a formação das ondas, bem como a determinação da densidade de energia das mesmas, e comprovar os resultados apresentados.

Referências

- Abraham, Z. & Damineli, A. 1999, em *ASP Conf. Ser. η Car at the Millenium* 179, 263, San Francisco

- Abraham, Z.; Damineli, A.; Dourouchoux, P. *et al.* 2002, em *Cosmic Masers: from Protostars to Black Holes*, ASP Conf. Series 206, 234, San Francisco

- Abraham, Z.; Dominici, T.; Damineli, A. *et al.* 2003, IAC, 8162

- Abraham, Z.; Falceta-Gonçalves, D.; Dominici, T. *et al.* 2005, submetido ao A&A

- Archibald, E.; Dunlop, J.; Hughes, D. *et al.* 2001, MNRAS, 323, 417

- Belcher, J. & Davis, L. 1971, JGR, 76, 3534

- Bernatowicz, T.; Cowsik, R.; Gibbons, P. *et al.* 1996, ApJ, 472, 760

- Bertoldi, F.; Carilli, C.; Cox, P. *et al.* 2003, A&A, 406, 55

- Bester, M.; Danchi, W.; Degiacomi, C. *et al.* 1991, ApJ, 367, 27

- Bonazzola, S.; Heyvaerts, J.; Falgarone, E. *et al.* 1987, A&A, 172, 293

- Bussoletti, E.; Colangeli, L. & Orofino, V. 1987, ApJ, 321, 87

- Chabrier, G. 2003, PASP, 115, 763

- Chandrasekhar, S. & Fermi, E. 1953, ApJ, 118, 116

- Chhajlani, R. & Parihar, A. 1994, ApJ, 422, 746

- Clayton, G.; Whitney, B.; Stanford, S. & Drilling, J. 1992, ApJ, 397, 652

- Corcoran, M.; Ishibashi, K.; Swank, J. & Petre, R. 2001, ApJ, 562, 1031

- Cox, P.; Mezger, P.; Sievers, A. *et al.* 1995, A&A, 297, 168

- Cramer, N.; Verheest, F. & Vladimirov, S. 2002, Phys. Plasmas, 9, 4845

- Crutcher, R. 1999, ApJ, 520, 706

- Damineli, A. 1996, ApJ, 460, 49

- Damineli, A.; Conti, P. & Lopes, D. 1997, NewA, 2, 107

- Damineli, A.; Kaufer, A.; Wolf, B. *et al.* 2000, ApJ, 528, 101

- Danchi, W.; Bester, M.; Degiacomi, C. *et al.* 1994, AJ, 107, 1469

- Danks, A.; Dennefeld, M.; Wamsteker, W. & Shaver, P. 1983, A&A, 118, 301

- Davidson, K. 1997, NewA, 2, 397

- Davidson, K. Ishibashi, K, Gull, T. 2000, ApJ, 530, 107

- de Jager, C.; Nieuwenhuijzen, H.; van der Hucht, K. 1988, A&AS, 72, 259

- de Juli, M. C. & Schneider, R. 1998, J. Plasmas Phys., 60, 243

- de Juli, M.; Schneider, R.; Falceta-Goncalves, D.; Jatenco-Pereira, V. 2004, IEEE Trans. Plasma Sci., 32, 542

- Dougherty, S.; Pittard, J.; Kasian, L. *et al.* 2003, A&A, 409, 217

- Draine, B. & Lee, H. 1984, ApJ, 285, 89

- Draine, B. 1981, em *Physical Processes in Red Giants*, Reidel, Dordrecht, 317

- Duncan, R. & White, S. 2003, MNRAS, 338, 425

- Duncan, R.; White, S. & Lim, J. 1997, MNRAS, 290, 680

- Dunne, L.; Eales, S. & Edmunds, M. 2003, MNRAS, 341, 589

- Eichler, D. & Usov, V. 1993, ApJ, 402, 271

- Evans II, N. 1999, ARA&A, 37, 311

- Falceta-Gonçalves, D. & Jatenco-Pereira, V. 2002, ApJ, 576, 976

- Falceta-Gonçalves, D.; de Juli, M.C. & Jatenco-Pereira, V. 2003, ApJ, 597, 970

- Falceta-Gonçalves, D.; Jatenco-Pereira, V. & Abraham, Z. 2003, RMxA&A, 15, 71

- Falceta-Gonçalves, D. & Jatenco-Pereira, V. 2004, em ESA Conf. Series "The Dusty and Molecular Universe", 183, Paris.

- Falceta-Gonçalves, D.; Jatenco-Pereira, V. & Abraham, Z. 2005, MNRAS, em impressão

- Ferrarotti, A. & Gail, H. 2002, A&A, 382, 256

- Field, G.: 1978, em *Protostars & Planets*, University of Arizona Press, 24

- Fitzpatrick, E. 1999, PASP, 111, 63

- Galliano, F.; Madden, S.; Jones, A. *et al.* 2003, A&A, 407, 159

- Gammie, C. & Ostriker, E. 1996, ApJ, 466, 814

- Gonidakis, I.; Diamond, P. & Kemball, A. 2002, EVLBI Conf., 227

- Gray, D. 2001, PASP, 113, 1378

- Greenstein, J. 1938, ApJ, 87, 151

- Hagen W.; Stencel R. & Dickinson, D. 1983, ApJ, 274, 286

- Harper, G.; Brown, A. & Lim, J. 2001, ApJ, 551, 1073

- Harries, T.; Babler, B. & Fox, G. 2000, A&A, 361, 273

- Hartmann, L. & MacGregor, K. 1980, ApJ, 242, 260

- Herpin, F.; Baudry, A.; Thum, C. *et al.* 2003, Sf2A-2003, 523

- Hill, G.; Moffat, A. & St-Louis, A. 2002, MNRAS, 335, 1069

- Hillier, D.; Davidson, K.; Ishibashi, K. & Gull, T. 2001, ApJ, 553, 837

- Hollweg, J. 1973, ApJ, 181, 547

- Hoyle, F. & Wickramasinghe, N. 1991, The Theory of Cosmic Grains, Kluwer Acad. Pub.

- Hughes, D.; Serjeant, S.; Dunlop, J. *et al.* 1998, Nature, 394, 241

- Ishibashi, K.; Corcoran, M.; Davidson, K. 1999, ApJ, 524, 983

- Jacques, S. 1977, ApJ, 215, 942

- Jatenco-Pereira, V. & Opher, R. 1989, A&A, 209, 327 (JPO)

- Jones, A.; Tielens, A. & Hollenbach, D. 1996, ApJ, 469, 740

- Kato, T.; Katsumi, H.; Yamaoka, H. & Takamizawa, K. 2002, PASJ, 54, 51

- Knapp, G. & Woodhams, M. 1991, ASP Conf. Series, 35, 199

- Knapp, G. 1985, ApJ, 293, 273

- Kruger, D. & Sedlmayr, E. 1997, A&A, 321, 557

- Lamers, H. 2001, PASP, 113, 263

- Lamy, P. & Perrin, J. 1997, A&A, 327, 1147

- Lefèvre, J. 1979, A&A, 72, 61

- Loup, C.; Forveille, T.; Omont, A. & Paul, J. 1993, A&A, 99, 291

- MacGregor, K. & Stencel, R. 1992, ApJ, 397, 644

- Marchenko, S.; Moffat, A. & Grosdidier, Y. 1999, ApJ, 522, 433
- Marchenko, S.; Moffat, A.; Vacca, W. *et al.* 2002, ApJ, 565, 59
- Martin, C.; Heyvaerts, J. & Priest, E. 1997, A&A, 326, 1176
- Martin, J. & Koppelman, M. 2004, AJ, 127, 2352
- Marsch, E. 1994, AdSpR, 14, 4
- Mathews, W. & Doane, J. 1990, ApJ, 352, 423
- Mathis, J.; Rumpl, W. & Nordsieck, K. 1977, ApJ, 217, 425
- McKee, C. & Zweibel, E. 1995, ApJ, 440, 686
- Mendis, D. & Rosenberg, M. 1992, IEEE Trans. Plasma Sci., 20, 929
- Mendis, D. & Rosenberg, M. 1994, ARA&A, 32, 419
- Monnier J., Tuthill P., Danchi, W., 2002, ApJ, 566, 399
- Monnier, J.; Tuthill, P. & Danchi, W. 1999, ApJ, 525, 97
- Morgan, H. & Edmunds, M. 2003, MNRAS, 343, 427
- Morris, P.; Waters, L.; Barlows M. *et al.* 1999, Nature, 402, 502
- Morrison, R. & McCammon, D. 1983, ApJ, 270, 119
- Mundt, R.; Brugel, E. & Buehrke, T. 1987, ApJ, 319, 275
- Munro, R. & Jackson, B. 1977, ApJ, 213, 874
- Nakariakov, V. ; Ofman, L. & Arber, T. 2000, A&A, 353, 741
- Netzer, N. & Elitzur, M. 1993, ApJ, 410, 701
- Norman, C. & Silk, J. 1980, ApJ, 238, 158
- Nozawa,T.; Kozasa, T.; Umeda, H. *et al.* 2003, ApJ, 598, 785
- Nuth, J. & Donn, B. 1982, ApJ, 257, 103
- Osterbrock, D. 1974, em *Astrophysics of gaseous nebulae*, Freeman, San Francisco
- Peter, H. & Vocks, C. 2003, A&A, 411, 481
- Pilipp, W.; Morfill, G.; Hartquist, T. & Havnes, O. 1987, ApJ, 314, 341
- Pittard, J. & Corcoran, M. 2002, A&A, 383, 636
- Pittard, J.; Stevens, I.; Corcoran, M. *et al.* 1998, MNRAS, 299, 5
- Pneuman, G. & Kopp, R. 1971, SoPh, 18, 258
- Pollock, A. 1987, ApJ, 299, 265

- Prilutskii, O. & Usov, V. 1976, Sov. Astron., 20, 2

- Salpeter, E. 1955, ApJ, 121, 161

- Savage, B. & Sembach, K. 1996, ARA&A, 34, 279

- Schaller, G.; Schaerer, D.; Meynet, G. & Maeder, A. 1992, A&AS, 96, 269

- Seaquist, E.; Yao, L.; Dunne, L. & Cameron, H. 2004, MNRAS, 349, 1428

- Seward, F.; Butt, Y.; Karovska, M. *et al.* 2001, ApJ, 553, 832

- Shu, F.; Adams, F. & Lizano, S. 1987, ARA&A, 25, 23

- Shukla, P. 1992, Phys. Scr., 45, 504

- Sigalotti, L. & Klapp, J. 2000, ApJ, 531, 1037

- Skinner, C. & Whitmore, B. 1988, MNRAS, 235, 603

- Snell, R.; Goldsmith, P.; Erickson, N. *et al.* 1984, ApJ, 276, 625

- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interstellar medium*, Wiley, New York

- Tielens, A. 1998, ApJ, 499, 267

- Todini, P. & Ferrara, A. 2001, MNRAS, 325, 726

- Tsuji, T. 1979, PASJ, 31, 43

- Tu, C.; Roberts, D. & Goldstein, M. 1989, JGR, 94, 13575

- Tuthill, P.; Monnier, J. & Danchi, W. 1999, Nature, 398, 487

- Usov, V. 1991, MNRAS, 252, 49

- Usov, V. 1992, ApJ, 389, 635

- Vidotto, A. 2005, Dissertação de Mestrado: *Ondas Alfvén em ventos de estrelas supergigantes frias*, IAG/USP

- Wachter, A.; Schroder, K.; Winters, J. *et al.* 2002, A&A, 384, 452

- Whitelock, P.; Feast, M.; Koen, C. *et al.* 1994, MNRAS, 270, 364

- Williams, P.; Beattie, D.; Lee, T. *et al.* 1978, MNRAS, 185, 467

- Williams, P.; Longmore, A.; van der Hucht, K. *et al.* 1985, MNRAS, 215, 23

- Williams, P.; van der Hucht, K.; Pollock, A. *et al.* 1990, MNRAS, 243, 662

- Williams, P. & van der Hucht, K. 1994, em *The impact of long-term monitoring on variable star research*, Kluwer, Dordrecht

- Williams, P.; Kidger, M.; van der Hucht, K, *et al.* 2001, MNRAS, 324, 156

- Willson, L. 2000, ARA&A, 38, 573

- Woitke, P.; Dominik, C. & Sedlmayr, E. 1993, A&A, 274, 451

- Wood, P. 1979, ApJ, 227, 220

- Young J. *et al.* 2000, MNRAS, 315, 635

- Zanella,R.; Wolf, R. & Stahl, O. 1984, A&A, 137, 79

- Zhekov, S. & Skinner, S. 2000, ApJ, 538, 808

- Zweibel, E. & Josafatsson, K. 1983, ApJ, 270, 511

Livros Grátis

(http://www.livrosgratis.com.br)

Milhares de Livros para Download:

Baixar livros de Administração
Baixar livros de Agronomia
Baixar livros de Arquitetura
Baixar livros de Artes
Baixar livros de Astronomia
Baixar livros de Biologia Geral
Baixar livros de Ciência da Computação
Baixar livros de Ciência da Informação
Baixar livros de Ciência Política
Baixar livros de Ciências da Saúde
Baixar livros de Comunicação
Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE
Baixar livros de Defesa civil
Baixar livros de Direito
Baixar livros de Direitos humanos
Baixar livros de Economia
Baixar livros de Economia Doméstica
Baixar livros de Educação
Baixar livros de Educação - Trânsito
Baixar livros de Educação Física
Baixar livros de Engenharia Aeroespacial
Baixar livros de Farmácia
Baixar livros de Filosofia
Baixar livros de Física
Baixar livros de Geociências
Baixar livros de Geografia
Baixar livros de História
Baixar livros de Línguas

Baixar livros de Literatura
Baixar livros de Literatura de Cordel
Baixar livros de Literatura Infantil
Baixar livros de Matemática
Baixar livros de Medicina
Baixar livros de Medicina Veterinária
Baixar livros de Meio Ambiente
Baixar livros de Meteorologia
Baixar Monografias e TCC
Baixar livros Multidisciplinar
Baixar livros de Música
Baixar livros de Psicologia
Baixar livros de Química
Baixar livros de Saúde Coletiva
Baixar livros de Serviço Social
Baixar livros de Sociologia
Baixar livros de Teologia
Baixar livros de Trabalho
Baixar livros de Turismo