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

Aline de Almeida Vidotto

Ondas Alfvén em Ventos de Estrelas Supergigantes Frias

São Paulo
2005

Livros Grátis

http://www.livrosgratis.com.br

Milhares de livros grátis para download.

Aline de Almeida Vidotto

Ondas Alfvén em Ventos de Estrelas Supergigantes Frias

Dissertação apresentada ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área: Astronomia

Orientação: Prof. Dra. Vera Jatenco Silva Pereira

São Paulo
2005

Aos meus pais: Antonio e Leda.

Aos meus irmãos: Marcos e Cristina.

Aos meus sobrinhos: Igor, Mariana e Manuela.

4 quoniam videbo caelos tuos;
opera digitorum tuorum lunam et stellas quae tu fundasti
5 quid est homo quod memor es
eius aut filius hominis quoniam visitas eum
Ps. 8

Agradecimentos

Tenho tantas pessoas a agradecer. Acho difícil conseguir expressar todo o meu afeto e gratidão em algumas linhas, lembrar de todos. Sei que vou acabar esquecendo de alguém. Por isso, quero agradecer a todos que estando perto ou longe estiveram próximos de mim. Não vou citar todos esses. Mas, há pessoas que eu preciso citar. É um agradecimento especial.

À Vera, por toda a ajuda e paciência nesses dois anos.

À FAPESP, tanto pela bolsa concedida (processo 02/10846-0), quanto pela reserva técnica que possibilitou a compra de materiais de consumo e a minha participação em algumas reuniões científicas.

Aos professores e funcionários do IAG pela competência.

À minha família: aos meus pais, aos meus irmãos, aos meus sobrinhos e à minha vózinha que deixou saudades. Pessoas fundamentais na minha vida e importantíssimas para mim.

Ao Dani, que esteve sempre ao meu lado, mesmo quando estava longe de mim.

Aos meus amigos que tornaram a minha vida mais alegre: Bolinha, Cássio, Ché, Daile, Diego, Fabi, Fabio, Fernando, Gaúcho, Gú, João, Léo, Mairan, Marcelo Bianchi, Marcelo Mariano, Márcio, Marina, Marquito, Mônica, Rafa, Rodolfo, Tom, Vini, Wá, Wash e Zé.

Às minhas irmãs de coração: Charol, Cissa e Tati, obrigada pela constante presença!

E o mais importante, agradeço a Deus. Por tudo isso.

Resumo

Neste trabalho, usamos um fluxo de ondas Alfvén como mecanismo de impulsão de ventos de estrelas supergigantes evoluídas: a transferência de energia e momento das ondas Alfvén para as partículas do gás é responsável pela aceleração do vento. Aqui, nós estudamos dois mecanismos de amortecimento diferentes para as ondas Alfvén: (i) a absorção ressonante de ondas Alfvén de superfície e (ii) o mecanismo de amortecimento devido à interação das ondas Alfvén com as partículas de poeira. Esse último mecanismo ainda não havia sido aplicado a ventos de estrelas supergigantes de tipo tardio, embora saibamos, através das observações, que partículas de poeira estão presentes nesses ventos. Neste trabalho, nós resolvemos a equação de energia, juntamente com as equações da massa e do momento para obter os perfis de velocidade e de temperatura do vento.

Abstract

In this work, we consider an outward flux of Alfvén waves as the driving mechanism of winds in late-type supergiant stars: the Alfvén waves transfer energy and momentum to the gas particles, accelerating the wind. Here, we study two different damping mechanisms for the Alfvén waves: (i) the surface Alfvén wave resonance absorption and (ii) the damping mechanism caused due to the interaction of the Alfvén waves with dust particles. The last one had never been applied to winds of late-type supergiant stars, although we know from observations that these winds present dust particles. In this work, we solve the energy equation together with the mass and the momentum equations to obtain both the velocity and the temperature profiles.

Índice

Resumo **vii**

Abstract **ix**

Lista de Figuras **xv**

Lista de Tabelas **xvii**

Lista de Símbolos **xix**

Prefácio **1**

1 Introdução **3**

1.1 Por que as estrelas perdem massa? 4

1.2 As ondas Alfvén 7

1.3 O vento solar 10

1.3.1 Buracos coronais 10

1.3.2 Espectro de ondas Alfvén solar 13

2 Modelo I: Perda de Massa Através do Amortecimento Ressonante de Ondas Alfvén de Superfície **15**

2.1 Características gerais do modelo I 16

2.2 As equações que descrevem o vento 16

2.2.1 Massa 16

2.2.2 Momento 17

2.2.3 Energia 18
2.2.4 Sistema final de equações diferenciais 19
2.3 Amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície 20
2.4 Perdas Radiativas 21
2.4.1 Densidade eletrônica 21
2.5 Resolução do problema 24
2.6 Resultados e discussão 25
2.6.1 Modelo I 25
2.6.2 Aplicação do modelo I - α Ori 29
2.6.3 Aplicação do modelo I - λ Vel 33

3 Poeira e Plasma 37
3.1 Poeira circunstelar 37
3.2 Plasma 39
3.2.1 Características gerais do plasma 39
3.2.2 Plasmas empoeirados 40
3.3 O amortecimento cíclotron da poeira 41
3.3.1 Estudo da Dependência do Amortecimento Cíclotron da Poeira com Parâmetros do Vento 43

4 Modelo II: Perda de Massa Através do Amortecimento Cíclotron da Poeira 49
4.1 Características gerais do modelo II 50
4.2 Modificações nas equações do vento 51
4.2.1 Cálculo dos limites de integração 52
4.3 Resultados e discussão 53

5 Comparações 59
5.1 Comparações entre os modelos I e II propostos 59
5.2 Comparações com outros modelos da literatura 62

6 Conclusões e Perspectivas **65**

6.1 Conclusões 65

6.2 Perspectivas 67

A Dedução das Equações do Vento **69**

A.1 Densidade de energia da onda 69

A.2 Sistema de equações diferenciais 71

B A Relação de Dispersão das Ondas Alfvén na Presença de Poeira **73**

C Pressão de radiação nos grãos **77**

Bibliografia **79**

Lista de Figuras

1.1 Foto tirada durante um eclipse solar em 1991. As regiões escuras são os buracos coronais do Sol. Crédito da imagem: High Altitude Observatory/National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO. 11

1.2 Desenho ilustrativo das estruturas discutidas no texto. Diminuindo o *zoom* da imagem (a) para a imagem (c): (a) tubos finos que geram o fluxo de partículas que se tornará o vento solar (escala de $1,5 \times 10^6$ m); (b) buracos coronais (escala de 3×10^7 m) e (c) vento solar (escala de 5×10^9 m). Figura extraída de Cranmer (2004a). 12

1.3 Geometria usada no modelo de forma a reproduzir buracos coronais (fora de escala). 13

2.1 Perfil de velocidade do modelo I para uma supergigante K5. 26

2.2 Perfil de temperatura do modelo I para uma supergigante K5. 27

2.3 Forças por unidade de massa que atuam no vento de uma supergigante K5, segundo o modelo I. Para facilitar a comparação com as demais acelerações, apresentamos o módulo da aceleração gravitacional g_G. 29

2.4 Perfil de velocidade obtido para α Ori. 30

2.5 Perfil de temperatura obtido para α Ori. 31

2.6 Perfil de velocidade obtido para λ Vel. 34

2.7 Perfil de temperatura obtido para λ Vel. 34

3.1 Variação na densidade eletrônica de 10% do valor usado para a linha cheia. 46

3.2 Variação na razão gás-grão de 10% do valor usado para a linha cheia. . . 46

3.3 Variação na densidade de gás de 10% do valor usado para a linha cheia. . 47
3.4 Variação na razão dos tamanhos dos grãos de 10% do valor usado para a linha cheia. 47

4.1 Perfil de velocidade do modelo II para uma supergigante K5. 56
4.2 Perfil de temperatura do modelo II para uma supergigante K5. 56

5.1 Perfis de temperatura obtidos pelos dois modelos propostos para uma supergigante K5. 60
5.2 Gráfico dos comprimentos de amortecimento usados nos modelos I e II. O comprimento de amortecimento do modelo II que aqui apresentamos é integrado na freqüência. 61
5.3 Perfis de velocidade obtidos pelos dois modelos propostos para uma supergigante K5. 62
5.4 Gráfico comparativo entre o modelo isotérmico proposto por JPO e o modelo I usando as mesmas condições iniciais (c. i.) usadas por JPO. 63

Lista de Tabelas

1.1 Alguns parâmetros observados para diversos tipos de estrelas: taxa de perda de massa $\dot{M}$, velocidade terminal u_∞, luminosidade da estrela $L_\star$ e a razão entre a velocidade terminal e a velocidade de escape na superfície da estrela u_∞/v_{e_0}. 4

1.2 Eficiência dos mecanismos térmico, de ondas Alfvén e de pressão de radiação (em grãos e nos elétrons) para uma supergigante fria de tipo espectral K5. 7

2.1 Condições iniciais do modelo I para uma supergigante K5. 26

2.2 Resultados do modelo I para uma estrela supergigante K5. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 1,2 \times 10^{-7}$ $M_\odot$ ano^{-1}. 28

2.3 Condições iniciais para o modelo I aplicado à α Ori. 30

2.4 Resultados do modelo I para α Ori. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 9 \times 10^{-7}$ $M_\odot$ ano^{-1}. 32

2.5 Valor e posição do máximo de temperatura sugeridos na literatura para o vento de α Ori. 32

2.6 Condições iniciais para o modelo I aplicado à λ Vel. 33

2.7 Resultados do modelo I para λ Vel. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 10^{-8}$ $M_\odot$ ano^{-1}. 35

4.1 Condições iniciais do modelo II para uma supergigante K5. 54

4.2 Resultados do modelo II para uma estrela supergigante K5. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 2,4 \times 10^{-7}$ $M_\odot$ ano^{-1}. 57

5.1 Tabela comparativa entre os resultados obtidos pelo modelo isotérmico de JPO e pelo modelo I considerando mesmas condições iniciais de JPO. . . 64

Lista de Símbolos

Constantes usadas

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
$\mathrm{L}_\odot$	$3,83 \times 10^{33}$ 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 átomo de hidrogênio
$\mathrm{M}_\odot$	$1,99 \times 10^{33}$ g	massa solar
$\mathrm{M}_\odot$ ano^{-1}	$6,30 \times 10^{25}$ g s^{-1}	massa solar por ano
$\mathrm{R}_\odot$	$6,96 \times 10^{10}$ cm	raio solar

Símbolos usados

Variável	Unidade	Significado
χ_n	eV	potencial de ionização do nível n
ϵ, ϵ_T	erg cm^{-3}	densidade de energia das ondas Alfvén, total
δv	cm s^{-1}	amplitude das flutuações na velocidade
δB	G	amplitude das flutuações no campo magnético

γ	s^{-1}	taxa de amortecimento para o mecanismo ressonante de onda Alfvén de superfície
κ_e, κ_p	$cm^2\ g^{-1}$	opacidade eletrônica, da poeira
Λ	$erg\ cm^3\ s^{-1}$	função de resfriamento
λ_D	cm	comprimento de Debye
μ	-	peso molecular médio do vento
ρ, ρ_p	$g\ cm^{-3}$	densidade do gás, da poeira
ρ_{gr}	$g\ cm^{-3}$	densidade do material do grão de poeira
ω	$rad\ s^{-1}$	freqüência da onda Alfvén
ω_1, ω_2	$rad\ s^{-1}$	freqüência cíclotron da maior, menor poeira
ω_{pe}, ω_{pi}	$rad\ s^{-1}$	freqüência de plasma do elétron, do íon
Ω	srad	ângulo sólido do buraco coronal
Ω_{d0}	$rad\ s^{-1}$	freqüência cíclotron máxima da poeira
Ω_i	$rad\ s^{-1}$	freqüência cíclotron de íons
ϕ_A, ϕ_A^T	$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$	fluxo de ondas Alfvén, total
θ	rad	ângulo entre o campo magnético e a direção de propagação das ondas
$A(r)$	cm^2	secção transversal da geometria do buraco coronal
A_m	-	abundância em número de metais relativa ao hidrogênio
a	-	raio adimensional do grão de poeira
a_1, a_2	cm	raio mínimo, máximo da poeira
a_m	-	razão entre os raios máximo e mínimo da poeira
B	G	campo magnético
b_n	-	coeficiente de desvio
d	cm	distância média entre as partículas
g_G, g_T, g_R, g_M	$cm\ s^{-2}$	aceleração gravitacional, térmica, radiativa, mecânica
k, $\overline{k}$	cm^{-1}	número de onda, médio
L	cm	comprimento de amortecimento da onda Alfvén
$L_\star$	$erg\ s^{-1}$	luminosidade da estrela

M	-	número de Mach Alfvênico
$\dot{M}$	$M_\odot$ ano^{-1}	taxa de perda de massa
$M_\star$	g	massa da estrela
m	g	massa média das partículas do vento
m_1, m_2	g	massa da menor, maior poeira
m_p	g	massa da poeira
n_e, n_i, n_H, n_p	cm^{-3}	densidade numérica de elétrons, de prótons, de hidrogênio, da poeira
P	erg g^{-1}	pressão do gás
P_R	erg cm^{-3} s^{-1}	taxa de resfriamento devido às perdas radiativas
Q, Q_T	erg cm^{-3} s^{-1}	taxa de aquecimento devido às ondas Alfvén, total
$\overline{Q}_{\rm pr}$	-	média com respeito à radiação incidente do fator de eficiência para a pressão de radiação
q_1, q_2	esu	carga da menor, maior poeira
q_p	esu	carga da poeira
$\mathcal{R}$	cm	tamanho da poeira
$R_{\rm gp}$	-	razão entre as densidades de gás e de grão
r	cm	distância ao centro da estrela (variável de integração)
r_0	cm	raio da estrela
r_t	cm	raio de transição entre as geometrias do campo magnético divergente e radial
S, Z	-	parâmetros da divergência da geometria
T, T_R	K	temperatura do vento, da radiação incidente
u	cm s^{-1}	velocidade do vento
u_∞	cm s^{-1}	velocidade terminal do vento
v_A	cm s^{-1}	velocidade de propagação da onda Alfvén
v_{Ap}, v_{Ai}	cm s^{-1}	velocidade Alfvén da poeira, do íon
v_{e_0}	cm s^{-1}	velocidade de escape na superfície da estrela
v_{Te}, v_{Ti}	cm s^{-1}	velocidade térmica do elétron, do íon
W	-	fator de diluição geométrica

y	cm	largura da descontinuidade entre dois meios
z_p	-	carga da poeira em relação à carga eletrônica

Prefácio

Um dos maiores desafios da teoria de perda de massa em estrelas supergigantes frias é reproduzir as baixas velocidades terminais e as altas taxas de perda de massa apresentadas por seus ventos. O mecanismo que considera um fluxo de ondas Alfvén sendo amortecido e acelerando o vento tem sido utilizado por vários autores para reproduzir as características dos ventos de supergigantes frias.

Com o intuito de explicar os ventos massivos e lentos dessas estrelas, desenvolvemos dois modelos de aceleração de ventos que usam como mecanismo impulsor um fluxo de ondas Alfvén. Para isso, usamos uma geometria divergente para o campo magnético de forma a reproduzir buracos coronais semelhantes aos que são observados no Sol. O fluxo de ondas, que supomos emergir da superfície da estrela e se propagar para fora, é amortecido por dois mecanismos diferentes. Neste trabalho, não estudamos mecanismos de geração de ondas, apenas admitimos que elas existem e que se propagam para fora da estrela.

Para o primeiro modelo, supomos um fluxo de ondas Alfvén amortecido por um mecanismo que envolve a absorção ressonante de ondas Alfvén de superfície. Muitos trabalhos propõem essas ondas como mecanismo de aceleração de ventos. Em particular, Jatenco-Pereira & Opher (1989a), consideram uma estrutura isotérmica do vento e resolvem a equação da continuidade da massa e a equação do momento de forma a obter o perfil de velocidade. No presente trabalho, nós inserimos no modelo de Jatenco-Pereira & Opher (1989a) a equação de energia e a resolvemos juntamente com a equação da massa e do momento de forma a obter tanto o perfil de velocidade como o de temperatura.

Para o segundo modelo, supomos um espectro de ondas Alfvén amortecidas devido à interação com as partículas de poeira presentes no vento. Observacionalmente, a poeira

é encontrada em todas as supergigantes do tipo M e nas gigantes de tipo mais tardio que M3 (Cassinelli, 1979). Em algumas supergigantes dos tipos F, G e K, também se detecta poeira.

O mecanismo de amortecimento das ondas devido à sua interação com as partículas de poeira ainda não havia sido aplicado a ventos estelares. As ondas Alfvén podem ter suas propriedades modificadas em um meio inomogêneo: uma onda com freqüência coincidente com a freqüência cíclotron da poeira é amortecida nessa freqüência específica. Aqui, consideramos uma distribuição de tamanhos de poeira, o que causa ressonâncias em uma banda de freqüências ao invés de somente em uma freqüência particular. Para este modelo, obtemos também tanto o perfil de velocidades como o de temperatura.

Dessa forma, para apresentar os dois modelos desenvolvidos, organizamos esta dissertação da seguinte forma. No capítulo 1, apresentamos uma introdução de ventos estelares, dando especial ênfase ao mecanismo de aceleração por ondas Alfvén. Neste capítulo, fazemos também uma pequena introdução ao vento solar e introduzimos alguns conceitos que serão adotados no decorrer do texto. No capítulo 2, descrevemos o primeiro modelo de perda de massa. Supomos, neste capítulo, um fluxo de ondas Alfvén amortecido pelo amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície. Concluímos o capítulo apresentando os resultados do modelo e algumas aplicações. Para apresentar o segundo modelo, passamos então a enfocar aspectos da teoria de plasmas empoeirados. Dessa forma, no capítulo 3, fazemos uma introdução aos plasmas empoeirados, descrevendo também a poeira presente ao redor das estrelas frias que estudaremos e as características gerais do plasma. Nesse capítulo, apresentamos também o novo amortecimento usado, bem como uma avaliação de sua dependência com alguns parâmetros do vento. No capítulo 4, apresentamos, então, o segundo modelo construído, que considera um espectro de ondas Alfvén sendo amortecido pelo amortecimento cíclotron da poeira. Concluímos o capítulo com a apresentação dos resultados obtidos para uma estrela supergigante K5. No capítulo 5, comparamos os dois modelos desenvolvidos entre si e também com outros trabalhos apresentados na literatura. Por último, o capítulo 6 é dedicado às conclusões do trabalho e às perspectivas.

Capítulo 1

Introdução

Quase todas as estrelas perdem massa durante uma fração importante de suas vidas. Se essa perda de massa for significativa, ela pode afetar toda a evolução da estrela, desde o seu nascimento até a sua morte. A ejeção contínua de material pelas estrelas é conhecida como *vento estelar*. Aqui, citamos dois parâmetros característicos de um vento estelar:

1. a taxa de perda de massa ($\dot{M}$), que expressa a quantidade de matéria que a estrela perde por unidade de tempo e

2. a velocidade terminal das partículas do vento (u_∞), que é a velocidade assintótica que o vento atinge a grandes distâncias da estrela.

Esses dois parâmetros podem ser inferidos observacionalmente.

Em geral, estrelas de mesmo tipo espectral e mesma classe de luminosidade apresentam valores bastante característicos de $\dot{M}$ e u_∞, como pode ser visto na tabela 1.1. Sendo assim, a partir desses dois parâmetros, pode-se testar diversos modelos de aceleração de ventos estelares. No entanto, a importância desses parâmetros não se restringe somente ao desenvolvimento de modelos. Por exemplo, a massa de uma estrela é um fator determinante na sua evolução. Sendo assim, conhecer $\dot{M}$ permite que saibamos como a sua evolução será alterada. Um outro exemplo, saber o quanto de matéria retorna ao meio interestelar é um fator importante para estudos de evolução química da Galáxia.

Em estrelas supergigantes vermelhas, foco de estudo neste trabalho, o vento estelar é detectado através de desvios para o azul de linhas cromosféricas (Reimers, 1977). Os

Tabela 1.1: Alguns parâmetros observados para diversos tipos de estrelas: taxa de perda de massa $\dot{M}$, velocidade terminal u_∞, luminosidade da estrela $L_\star$ e a razão entre a velocidade terminal e a velocidade de escape na superfície da estrela u_∞/v_{e_0}.

tipo	$\dot{M}$ ($M_\odot$ ano^{-1})	u_∞ (km s^{-1})	$\log(L_\star/L_\odot)$	u_∞/v_{e_0}
Estrelas OB	$10^{-8} - 10^{-5}$	$600 - 3500$	$5 - 6$	~ 1
Wolf-Rayet	$\lesssim 10^{-5}$	$700 - 2500$	$4,5 - 6$	$1,5 - 4$
Estrelas centrais de neb. planet.	$10^{-9} - 10^{-7}$	$500 - 4000$	$3,5 - 4,3$	$3 - 5$
Gigantes/supergigantes frias	$10^{-8} - 10^{-5}$	$10 - 100$	$3,9 - 4,7$	$\lesssim 0,5$
Ramo assintótico das gigantes	$10^{-8} - 10^{-4}$	$5 - 25$	$3,9 - 4,7$	< 1
Sol (vento lento)	10^{-14}	$300 - 500$	$0,0$	$0,5 - 0,8$
Sol (vento rápido)	10^{-14}	$\gtrsim 600$	$0,0$	$\gtrsim 1$
Estrelas tipo T Tauri	$10^{-10} - 10^{-8}$	~ 200	~ 1	$\sim 0,5$

ventos dessas estrelas têm como características principais o fato de serem muito massivos, isto é, apresentarem altas taxas de perda de massa de 10^{-8} a 10^{-5} $M_\odot$ ano^{-1}, e velocidades terminais bastante modestas, por volta de 10 a 100 km s^{-1}. O que se observa é que a velocidade terminal nesses ventos é menor que a velocidade de escape na superfície da estrela (v_{e_0}). Em geral, temos que:

$$\frac{u_\infty}{v_{e_0}} \lesssim 0,5\,. \tag{1.1}$$

1.1 Por que as estrelas perdem massa?

O vento estelar nada mais é que o resultado da competição entre duas forças: a força de atração gravitacional da estrela e alguma outra força que tenta empurrar o material da estrela. Desde que se constatou a perda de massa contínua em diversas estrelas, vários mecanismos foram sugeridos para explicá-la. Vejamos brevemente como esses mecanismos atuam:

Vento acelerado termicamente ou vento coronal: Aqui, o gradiente de pressão térmica é a força dominante na aceleração do vento. Essa teoria foi inicialmente desenvolvida por Parker (1958) para explicar o vento solar. A expansão térmica de um gás quente é um mecanismo muito eficiente para acelerar um vento. Mas, no entanto, é necessária a presença de coroas muito quentes ($\sim 2 - 4 \times 10^6$ K) e extensas ($\sim 1,5 - 2,0\, r_0$, onde r_0 é o raio da estrela). Estrelas com intensa atividade convectiva em sua superfície costumam apresentar coroas quentes e extensas. Esse modelo foi testado para o Sol e estrelas do tipo solar (tipo espectral G ou mais tardio) através de observações em raios-X das coroas, mas ele é bastante questionável quando aplicado a outras estrelas da seqüência principal de tipo espectral mais inicial devido à atividade convectiva na superfície ser bastante desprezível. Para supergigantes frias, esse mecanismo é supostamente inadequado, pois as baixas temperaturas do vento inferidas observacionalmente sugerem a existência de um fluxo de energia térmica muito menor do que o requerido para que um vento massivo escape do campo gravitacional estelar impulsionado termicamente. Uma estimativa da eficiência desse mecanismo em um meio isotérmico constituído por hidrogênio é dada pela razão entre as energias térmica e gravitacional: $(k_B T/m_H)/(GM_\star/r_0)$, onde k_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura, m_H é a massa do átomo de hidrogênio, G é a constante da gravitação de Newton e $M_\star$ é a massa da estrela.

Vento radiativo - linhas atômicas: Neste mecanismo, a transferência de momento dos fótons provenientes da estrela às partículas da atmosfera estelar é responsável pela aceleração do vento. É o mecanismo mais aceito para explicar a perda de massa em estrelas quentes muito luminosas com luminosidades entre 10^5 e $10^6 L_\odot$ (Castor, Abbott & Klein, 1975). Esse mecanismo é muito eficiente em estrelas de tipo inicial, onde a transferência de momento dos fótons para o gás ocorre via absorção ou espalhamento de fótons em linhas espectrais. No entanto, a eficiência desse mecanismo decai muito para estrelas de tipo espectral mais tardio que O. Assim, no caso de supergigantes frias, não é esperado que esse mecanismo exerça um papel importante no vento. Um caso simples a se estudar é o espalhamento de fótons pelos elétrons livres, que é um processo independente da freqüência. Uma

estimativa da importância desse mecanismo é dada pela razão das luminosidades estelar e de Eddington: $L_\star \kappa_e/(4\pi c G M_\star)$, onde $\kappa_e = \sigma_T n_e/\rho$ é a opacidade, σ_T é a secção de choque de Thomson, n_e é a densidade numérica de elétrons, ρ é a densidade do vento e c é a velocidade da luz.

Vento radiativo - grãos: A transferência de momento do campo de radiação para os grãos existentes em um vento pode provocar a perda de massa em estrelas frias com baixa gravidade. Contudo, em ventos massivos de supergigantes frias, esse mecanismo também não é adequado, uma vez que para isso é necessária a presença de grãos bem próximos à estrela. No entanto, evidências observacionais indicam que os ventos de supergigantes vermelhas são iniciados muito antes do ponto de formação de grãos (Carpenter, Robinson & Judge, 1995). Esse mecanismo é mais usado em estrelas pulsantes, como as estrelas do ramo assintótico das gigantes, que possuem uma instabilidade em seus envoltórios e fazem com que sejam variáveis Miras, por exemplo. Isso porque as oscilações induzidas na atmosfera da estrela propiciam a formação dos grãos. Essa combinação de formação de grãos e pulsação pode produzir uma taxa bastante alta de perda de massa. Uma estimativa da importância desse mecanismo é dada por: $L_\star \kappa_p/(4\pi c G M_\star)$, onde κ_p é a opacidade da poeira (ver apêndice C).

Vento acelerado por um fluxo de ondas Alfvén: Se o campo magnético estelar estiver ancorado à zona convectiva, os movimentos turbulentos podem fazer uma deformação nas linhas de campo, induzindo oscilações que se propagam como ondas Alfvén. No mecanismo de aceleração que considera um fluxo de ondas Alfvén, o gradiente de pressão magnética das ondas é a força responsável pela aceleração do vento. As ondas liberam energia conforme vão sendo amortecidas. No início do vento, a densidade de energia magnética é dominante. Isso faz com que o gás siga as linhas de campo magnético. Conforme a onda vai sendo dissipada, a densidade de energia passa a ser menos importante. Quando isso ocorre, a energia cinética adquirida pelo vento prevalece e as linhas de campo simplesmente seguem o fluxo de partículas. Esse mecanismo é o mais aceito para explicar a perda de

massa de supergigantes frias. Uma estimativa da eficiência desse mecanismo é dada pela razão entre a densidade de energia da onda e a densidade de energia gravitacional: $[\langle(\delta B)^2\rangle/4\pi\rho]/(GM_\star/r_0)$, onde $\langle(\delta B)^2\rangle$ é a amplitude quadrática média das flutuações no campo magnético.

Na tabela 1.2, mostramos a eficiência dos mecanismos discutidos conforme expressões apresentadas anteriormente. Estamos considerando uma estrela supergigante vermelha, com mesmos parâmetros que usaremos nos capítulos 2 e 4: $M_\star = 16\,\mathrm{M}_\odot$, $r_0 = 400\,\mathrm{R}_\odot$, $T = 3500$ K, $L_\star \simeq 2 \times 10^4\,\mathrm{L}_\odot$, $\rho = 10^{-13}\,\mathrm{g\ cm^{-3}}$ e $\delta B \simeq 2$ G. Supomos uma fração de ionização $n_e/n_H \sim 10^{-4}$ e fazemos os cálculos para a base do vento, exceto para o mecanismo de pressão de radiação nos grãos, que não atua na base do vento devido à ausência de poeira. Neste caso, o cálculo foi feito para uma distância de $\sim 2\ r_0$. O valor apresentado é o valor máximo da eficiência desse mecanismo, como explicado no apêndice C. Podemos ver que, para essa estrela, o mecanismo de aceleração por ondas Alfvén é o que possui maior eficiência dentre os mecanismos apresentados, justificando o seu uso em estrelas supergigantes de tipo tardio.

Tabela 1.2: Eficiência dos mecanismos térmico, de ondas Alfvén e de pressão de radiação (em grãos e nos elétrons) para uma supergigante fria de tipo espectral K5.

mecanismo	eficiência
Térmico	$3,79 \times 10^{-3}$
Ondas Alfvén	$4,72 \times 10^{-2}$
Radiativo - elétrons	$4,15 \times 10^{-6}$
Radiativo - poeira	$2,69 \times 10^{-2}$

1.2 As ondas Alfvén

O tipo mais comum de onda que se propaga em um fluido compressível e não condutor é uma onda acústica. A propagação dessas ondas longitudinais está relacionada a regiões

de compressão e rarefação na densidade do meio. No caso de um fluido condutor imerso em um campo magnético, outros tipos de ondas podem surgir.

Hannes Alfvén, em 1942, estudando as propriedades de um plasma, descobriu que novos modos de ondas poderiam se propagar ao longo das linhas de campo magnético. Hoje em dia, essas ondas são conhecidas como ondas Alfvén. O grande interesse por essas ondas vem de sua importância no transporte de energia e no aquecimento em plasmas de laboratório e astrofísicos.

No entanto, a onda Alfvén, ao contrário de uma onda acústica, propaga-se sem que haja variação na densidade. Além disso, a onda Alfvén é uma onda transversal, enquanto que a onda acústica é longitudinal.

Podemos comparar as ondas Alfvén com a propagação de uma deformidade transversal em uma corda esticada. A velocidade de propagação de um pulso em uma corda é dada pela raiz quadrada da razão entre a tensão aplicada à corda e a sua densidade. Analogamente, a velocidade que uma onda Alfvén se propaga em um meio de densidade ρ é dada pela raiz quadrada da razão entre a tensão magnética $B^2/(4\pi)$ e a densidade. Ou seja:

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}\,, \tag{1.2}$$

onde B é o valor do campo magnético.

A onda Alfvén é um modo fundamental de propagação de ondas em plasmas na presença de campo magnético. São ondas de baixa freqüência, menor que a freqüência cíclotron de íons Ω_i:

$$\omega \ll \Omega_i\,.$$

A freqüência ω de uma onda Alfvén se propagando em um plasma homogêneo constituído de elétrons e íons obedece à seguinte relação de dispersão:

$$\omega = \frac{k|\cos\theta|v_A}{\sqrt{1+(v_A/c)^2}} = k|\cos\theta|v_A\,,$$

para $v_A \ll c$, onde θ é o ângulo entre o campo magnético e a direção de propagação da onda. Neste trabalho, estamos supondo que a onda se propaga ao longo do campo magnético, ou seja, $\theta = 0$. Assim, temos que a relação de dispersão para ondas Alfvén é

dada por:

$$\omega = kv_A \,. \tag{1.3}$$

Como será visto no capítulo 3, a relação de dispersão da onda Alfvén mostrada na equação (1.3) é modificada na presença de poeira.

Inicialmente, as ondas Alfvén foram detectadas no vento solar, nas proximidades da Terra, com a sonda espacial Mariner V (Belcher & Davis, 1971). Elas foram identificadas a partir da correlação esperada entre as flutuações da velocidade e do campo magnético. Após esse fato e depois que alguns modelos propostos puderam ajudar a explicar a perda de massa do Sol (Alazraki & Couturier, 1971; Belcher, 1971; Hollweg, 1973; Jacques, 1977), o mecanismo de aceleração de ventos por ondas Alfvén se tornou bastante atrativo.

No entanto, elas não somente se mostraram importantes na aceleração do vento solar (Jatenco-Pereira & Opher, 1989b; Jatenco-Pereira, Opher & Yamamoto, 1994), como também têm sido usadas em outros ambientes astrofísicos. Podemos citar: o aquecimento coronal (Inverarity & Priest, 1995; Ruderman et al., 1997; Li & Habbal, 2003); a aceleração de ventos de estrelas de tipos tardio e inicial (Jatenco-Pereira & Opher, 1989a; Dos Santos, Jatenco-Pereira & Opher, 1993a,b; Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira, 2002); os ventos protoestelares (Hartmann, Edwards & Avrett, 1982; Jatenco-Pereira & Opher, 1989c); os jatos galácticos e extragalácticos (Gonçalves, Jatenco-Pereira & Opher, 1993a); a formação de *clumps* em ventos de estrelas Wolf-Rayet (Gonçalves, Jatenco-Pereira & Opher, 1998); o aquecimento de funis de acresção magnetosféricas em estrelas jovens (Vasconcelos, Jatenco-Pereira & Opher, 2002; Elfimov et al., 2004); o aquecimento de discos de acresção em protoestrelas (Vasconcelos, Jatenco-Pereira & Opher, 2000); o aquecimento de filamentos em *cooling flows* (Friaça et al., 1997); as regiões de linhas largas em quasares (Gonçalves, Jatenco-Pereira & Opher, 1993b, 1996); o colapso de nuvens moleculares (Falceta-Gonçalves, de Juli & Jatenco-Pereira, 2003); os discos de acresção de buracos negros (Narayan & Yi, 1994; Quataert, 1998; Blackman, 1999) etc.

Todavia, existem algumas diferenças entre os mecanismos de impulsão do vento solar e o de uma estrela fria. O Sol possui dois ventos distintos: o vento rápido, caracterizado por um fluxo com velocidade mais alta e baixa densidade, e o vento lento, caracterizado por baixa velocidade e alta densidade. O vento de alta velocidade é basicamente térmico, mas

necessita de um fluxo de energia não-térmico que, acredita-se, é devido às ondas Alfvén se propagando para fora do Sol. A alta velocidade terminal ($u_\infty \geq v_{e_0}$) e a baixa taxa de perda de massa do vento rápido indicam que uma fração significativa do fluxo de energia não-térmico deve ser depositado na região supersônica do vento (Leer & Holzer, 1980). Já em estrelas supergigantes frias, o vento massivo e frio necessita que o fluxo de energia não-térmico seja quase todo depositado na região subsônica do vento para produzir a alta taxa de perda de massa e a baixa velocidade terminal inferidas observacionalmente (Hartmann & MacGregor, 1980).

1.3 O vento solar

Foi com o intuito de explicar a perda de massa solar que se iniciou o estudo de ventos estelares de uma forma mais ampla. O Sol é uma estrela especial por estar bastante próxima de nós. Nesse sentido, o vento solar é um ambiente único por estarmos imersos nele. Sendo assim, o vento solar pode ser acessado diretamente através de sondas espaciais com detecção *in situ* de partículas.

Neste trabalho, adotamos algumas características bem estudadas do vento solar, como os buracos coronais e o espectro de ondas Alfvén, em estrelas supergigantes. Essas hipóteses visam tornar o nosso modelo de perda de massa mais realista. A subseção seguinte é dedicada à descrição da geometria de um buraco coronal, que será usada nos dois modelos construídos (caps. 2 e 4). Na subseção 1.3.2, apresentamos a forma do espectro de ondas Alfvén observado no Sol e que será utilizado no modelo que apresentamos no capítulo 4.

1.3.1 Buracos coronais

O vento solar possui dois fluxos diferentes de partículas. Um deles é conhecido como vento solar lento, apresentando uma velocidade de $300 - 500$ km s^{-1}. O outro é conhecido como vento solar rápido e atinge velocidades maiores que 600 km s^{-1}. O vento rápido emerge dos buracos coronais e preenche praticamente toda a heliosfera (ver fig. 1.1).

Há mais de três décadas, sabe-se que os buracos coronais coincidem com regiões de campo magnético aberto (Krieger, Timothy & Roelof, 1973). Acredita-se que o que virá

Figura 1.1: Foto tirada durante um eclipse solar em 1991. As regiões escuras são os buracos coronais do Sol. Crédito da imagem: High Altitude Observatory/National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO.

a se tornar o vento solar se origina em tubos bastante finos (diâmetro de $100-200$ km) de fluxo magnético observados principalmente nas faixas escuras existentes entre as células granulares do Sol (fig. 1.2a). Em seguida, em algum ponto da baixa cromosfera, esses finos tubos se expandem lateralmente até o ponto em que eles se fundem uns aos outros. A uma altura maior na cromosfera, esses feixes se juntam novamente, seguindo uma nova expansão lateral, formando o buraco coronal (fig. 1.2b). Acredita-se que esses novos funis sejam as regiões mais internas da aceleração observada do vento solar (Cranmer, 2004b). Na figura 1.2c, é apresentado um desenho esquemático do vento solar.

O buraco coronal apresenta um desvio de uma geometria radial maior próximo à superfície solar e decresce com a distância (ver fig. 1.2b). A partir de $3\,\mathrm{R}_\odot$, a geometria do buraco coronal passa a ser essencialmente radial. Observacionalmente, a abertura do ângulo sólido Ω varia até ~ 7 vezes o ângulo sólido de uma geometria radial Ω_0 na região que vai desde $1\mathrm{R}_\odot$ até $3\,\mathrm{R}_\odot$ (Munro & Jackson, 1977). Ou seja, próximo à superfície, a área definida por um buraco coronal é mais de 7 vezes maior que a área de uma geometria puramente radial. Sendo $A(r)$ a área da secção transversal da geometria adotada a uma

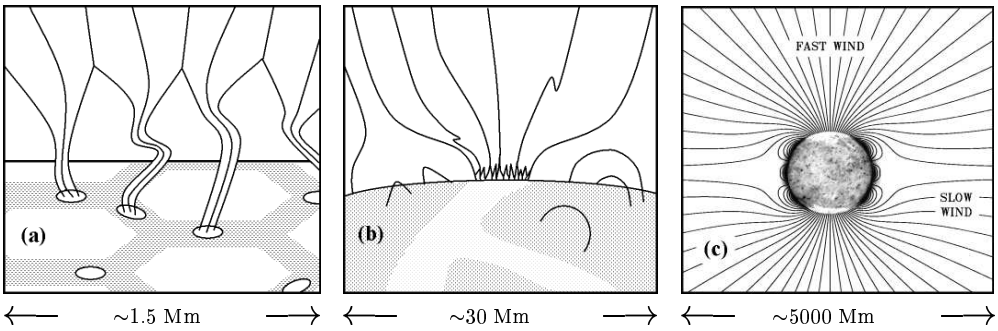

Figura 1.2: Desenho ilustrativo das estruturas discutidas no texto. Diminuindo o *zoom* da imagem (a) para a imagem (c): (a) tubos finos que geram o fluxo de partículas que se tornará o vento solar (escala de $1,5 \times 10^6$ m); (b) buracos coronais (escala de 3×10^7 m) e (c) vento solar (escala de 5×10^9 m). Figura extraída de Cranmer (2004a).

distância r ao centro da estrela, podemos descrever $A(r)$ da seguinte forma:

$$A(r) = \begin{cases} A(r_0)(r/r_0)^S & \text{para } r \leq r_t \\ A(r_0)(r_t/r_0)^S(r/r_t)^2 & \text{para } r > r_t\,. \end{cases} \tag{1.4}$$

Aqui, S é o parâmetro que determina a divergência da geometria. A geometria é divergente desde a superfície até um raio de transição r_t. A partir daí, ela se torna radial ($A(r) \propto r^2$). Como o campo magnético radial B é inversamente proporcional a $A(r)$, podemos escrever:

$$B = \begin{cases} B_0(r_0/r)^S & \text{para } r \leq r_t\,, \\ B_0(r_0/r_t)^S(r_t/r)^2 & \text{para } r > r_t\,, \end{cases} \tag{1.5}$$

Um desenho esquemático dessa configuração é mostrado na figura 1.3.

Para o Sol, na região onde $r > 3\,\mathrm{R}_\odot$, Munro & Jackson (1977) encontraram:

$$F = \frac{\Omega}{\Omega_0} = 7,26\,.$$

Dessa forma, para um dado valor da divergência S, podemos encontrar o ponto r_t onde a geometria passa a ser radial:

$$F = \frac{\Omega}{\Omega_0} = \frac{A(r_t)/r_t^2}{A(r_0)/r_0^2} = \left(\frac{r_t}{r_0}\right)^{S-2}\,.$$

Ou seja:

$$r_t = F^{1/(S-2)} r_0\,.$$

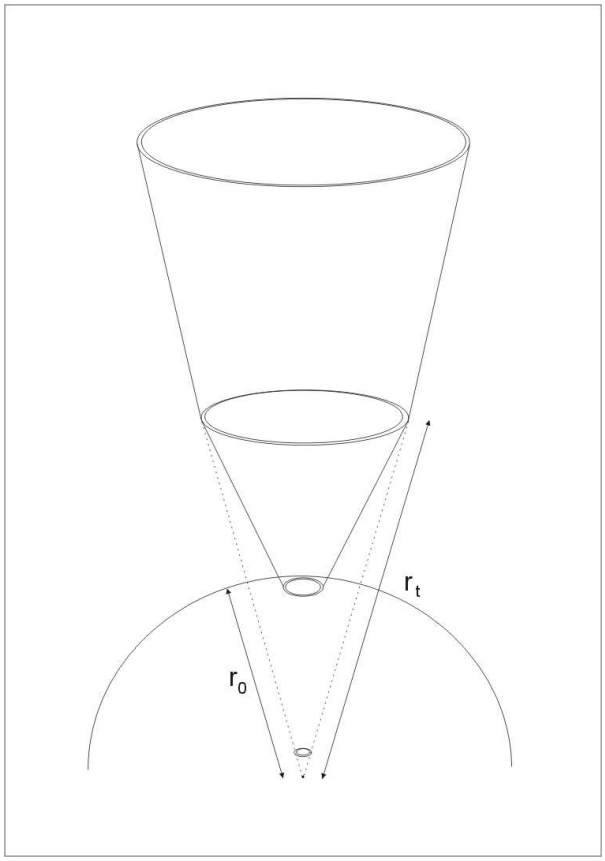

Figura 1.3: Geometria usada no modelo de forma a reproduzir buracos coronais (fora de escala).

Em nosso trabalho, supomos que essa divergência das linhas do campo magnético também está presente em estrelas supergigantes. Aqui, adotamos $F = 10$.

1.3.2 Espectro de ondas Alfvén solar

No vento solar, observa-se que o espectro de ondas Alfvén tem a forma de uma lei de potências com o expoente $-0,6$ (Tu, Marsch & Thieme, 1989). Assim, o fluxo de energia das ondas Alfvén pode ser escrito como:

$$\phi_A(\omega) = \phi_A(\omega_0) \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-0,6}, \tag{1.6}$$

onde ω_0 é uma freqüência qualquer. Em nosso modelo que considera um espectro de ondas Alfvén (cap. 4), admitimos que a equação (1.6) também é válida para estrelas supergigantes e o intervalo de freqüências usado é de $9,72 \times 10^{-5}$ a $2,43 \times 10^{-1}$ rad s^{-1}.

Capítulo 2

Modelo I: Perda de Massa Através do Amortecimento Ressonante de Ondas Alfvén de Superfície

Jatenco-Pereira & Opher (1989a) (JPO de agora em diante) elaboraram um modelo de perda de massa como tentativa de explicar os ventos observados em estrelas gigantes e supergigantes frias. Esse modelo teve como embasamento nosso conhecimento sobre o Sol. Sendo assim, JPO propuseram que o vento é criado em buracos coronais, como ocorre no Sol, devido à dissipação de ondas Alfvén, criadas na superfície da estrela.

Apesar de compatível com as observações, o modelo proposto por JPO utilizava a simplificação de vento isotérmico. Com o objetivo de aprofundar esse modelo, construímos um novo modelo, o qual chamaremos de modelo I.

A diferença essencial existente entre o modelo I e o modelo de JPO é a equação da energia. No modelo de JPO, foi admitido que o vento possuía temperatura constante. Sob essa hipótese, a equação que descreve o comportamento da temperatura é uma equação muito simples: $T = T_0$, onde T_0 é a temperatura na base do vento. Ao inserirmos uma nova equação para a temperatura (equação da energia), passamos a ter uma equação diferencial acoplada às demais equações que governam a dinâmica do vento. Com a inclusão dessa equação, podemos estudar não só o comportamento da velocidade do vento, como feito por JPO, mas também estudar o seu perfil de temperatura.

Neste capítulo, apresentamos as equações do vento utilizadas no modelo I, os cálculos do comprimento de amortecimento das ondas, das perdas radiativas e da densidade eletrônica no vento, descrevemos o método de solução do modelo e apresentamos os resultados obtidos. Apresentamos também duas aplicações feitas a partir desse modelo: uma para a estrela α Ori e outra para a estrela λ Vel.

2.1 Características gerais do modelo I

O modelo I tem como características:

1. geometria divergente nas linhas de campo magnético de forma a reproduzir buracos coronais como vistos no Sol;
2. fluxo de ondas Alfvén gerado na superfície da estrela;
3. ondas Alfvén amortecidas pelo mecanismo ressonante de ondas Alfvén de superfície (seção 2.3).

2.2 As equações que descrevem o vento

As três equações básicas que descrevem o vento estelar são a equação da conservação da massa, a equação do momento e a equação da energia, que são apresentadas nas subseções a seguir e formam a base do código numérico construído.

2.2.1 Massa

A equação da continuidade da massa expressa a conservação da massa. Usando u como a velocidade do vento, podemos escrever essa equação como:

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

Se considerarmos o caso estacionário ($\partial\rho/\partial t = 0$) e geometria esférica, a equação da continuidade da massa passa a ser escrita como:

$$\rho u A(r) = \text{cte.} \tag{2.1}$$

2.2.2 Momento

A equação do momento é escrita como:

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \sum_i \vec{g_i}\,,$$

ou seja, a aceleração $\frac{D\vec{u}}{Dt}$ é igual à somatória das forças por unidade de massa $\vec{g_i}$. O operador $\frac{D}{Dt}$ é conhecido como *operador derivada total* e é definido como:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}\,.$$

Sendo assim, para o caso estacionário e considerando simetria esférica, temos que:

$$u\frac{du}{dr} = g_G + g_T + g_R + g_M\,,$$

onde g_G, g_T, g_R e g_M são as forças por unidade de massa gravitacional, térmica, radiativa e mecânica, respectivamente.

No caso de:

- $g_T > g_R$, g_M, o vento é impulsionado termicamente;
- $g_R > g_T$, g_M, o vento é impulsionado radiativamente;
- $g_M > g_R$, g_T, o vento é impulsionado mecanicamente, como por ondas Alfvén, ondas acústicas ou choques.

Como mostrado no capítulo 1, o mecanismo mais eficiente para acelerar o vento de estrelas supergigantes frias é através de um fluxo de ondas Alfvén. Sendo assim, considerando uma estrela de massa $M_\star$ e desprezando g_R, podemos escrever:

$$g_G = -\frac{GM_\star}{r^2}\,,$$

$$g_T = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr}$$

e

$$g_M = -\frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon}{dr}\,,$$

onde $P = \rho k_B T/m$ é a pressão do gás, m é massa média das partículas do vento e ϵ é a densidade de energia da onda Alfvén:

$$\epsilon = \rho\langle(\delta v)^2\rangle = \frac{\langle(\delta B)^2\rangle}{4\pi},$$

onde $\langle(\delta v)^2\rangle$ é a amplitude quadrática média das flutuações na velocidade. A partir da equação anterior, temos que:

$$\frac{1}{2}\frac{d\epsilon}{dr} = \frac{d}{dr}\left(\frac{\langle(\delta B)^2\rangle}{8\pi}\right).$$

Ou seja, o termo $\frac{1}{2}d\epsilon/dr$ é o gradiente da pressão magnética das ondas, dada por $\langle(\delta B)^2\rangle/8\pi$. Esse gradiente vai acelerar a onda da mesma forma que o gradiente de pressão do gás: uma força direcionada para fora da estrela, no sentido oposto ao da força gravitacional.

Assim, a equação do momento pode ser escrita como:

$$u\frac{du}{dr} = -\frac{GM_\star}{r^2} - \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} - \frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon}{dr}. \tag{2.2}$$

2.2.3 Energia

A equação da energia pode ser escrita da seguinte forma (Hartmann, Edwards & Avrett, 1982):

$$\rho u\frac{d}{dr}\left(\frac{u^2}{2} + \frac{5}{2}\frac{k_B T}{m} - \frac{GM_\star}{r}\right) + \frac{u}{2}\frac{d\epsilon}{dr} = (Q - P_R). \tag{2.3}$$

Aqui, desprezamos a condutividade térmica e supusemos que o gás é ideal. O termo $\frac{u}{2}d\epsilon/dr$ na equação (2.3) é a taxa na qual as ondas fazem trabalho no gás, Q é a taxa de aquecimento devido à onda

$$Q = \frac{\epsilon}{L}(u + v_A)$$

e P_R é o resfriamento radiativo. L é o comprimento de amortecimento das ondas Alfvén. No modelo I, estamos adotando o mecanismo de amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície descrito na seção 2.3. A expressão para a densidade de energia das ondas Alfvén é escrita como (ver apêndice A):

$$\epsilon = \epsilon_0\frac{M_0}{M}\left(\frac{1+M_0}{1+M}\right)^2 \exp\left\{-\int_{r_0}^{r}\frac{1}{L}\,dr'\right\},$$

onde $M = u/v_A$ é o número de Mach Alfvênico. A partir da equação anterior, podemos ver facilmente como o amortecimento da onda provoca uma diminuição na densidade de energia das ondas: como a integral $\int_{r_0}^{r} \frac{1}{L}\, dr'$ sempre cresce conforme vamos nos afastando da estrela, ϵ é cada vez menor. Quando a onda é totalmente dissipada, temos que $\epsilon = 0$.

Para calcular ϵ_0, usamos o fluxo inicial de energia das ondas $\phi_{A_0} = \epsilon_0 v_{A_0}(1 + 3M_0/2)$. O fluxo de energia é dado por:

$$\phi_A = \phi_{A_0} \frac{1 + 3M/2}{1 + 3M_0/2} \left(\frac{1 + M_0}{1 + M} \right)^2 \exp\left\{ - \int_{r_0}^{r} \frac{1}{L}\, dr' \right\}.$$

2.2.4 Sistema final de equações diferenciais

Construímos um código numérico que resolve o sistema de equações diferenciais acopladas usando o método de Runge-Kutta. No entanto, para a construção desse código, é necessário escrever as equações diferenciais do momento e da energia em formas mais convenientes. Assim, podemos reescrever (2.2) e (2.3) como:

$$\begin{aligned} \frac{1}{u}\frac{du}{dr}\left[u^2 - \frac{5}{3}\frac{kT}{m} - \frac{\langle(\delta v)^2\rangle}{4}\left(\frac{1+3M}{1+M}\right)\right] = \\ = \frac{Z}{r}\left[\frac{5}{3}\frac{kT}{m} - \frac{2}{3}\frac{r(Q-P_R)}{Z\rho u} - \frac{GM_\star}{rZ} + \frac{\langle(\delta v)^2\rangle}{2LZ}r + \frac{\langle(\delta v)^2\rangle}{4}\left(\frac{1+3M}{1+M}\right)\right] \end{aligned} \tag{2.4}$$

e

$$\frac{dT}{dr} = \frac{2}{3}\frac{T}{r}\left[\frac{r(Q-P_R)}{\rho u(kT/m)} - \left(Z + \frac{r}{u}\frac{du}{dr}\right)\right], \tag{2.5}$$

onde Z é definido da seguinte forma:

$$Z = \begin{cases} S & \text{para } r \leq r_t \\ 2 & \text{para } r > r_t\,. \end{cases}$$

No apêndice A, mostramos todos os passos da dedução das equações (2.4) e (2.5). O valor de ϵ é derivado da equação da conservação da ação da onda. Essa hipótese é válida desde que $\delta B/B < 1$. Se a perturbação magnética da onda δB se torna comparável com o campo magnético B, então a solução que encontramos não é mais correta. Essa condição é satisfeita se impusermos que $\delta B/B < 1$, o que significa dizer que a densidade de energia da onda ϵ é sempre menor que a densidade de energia do campo magnético ambiente $B^2/(4\pi)$.

2.3 Amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície

Uma onda de superfície existe na interface de separação entre dois meios. Uma onda Alfvén pura somente pode existir em um plasma homogêneo com um campo magnético constante e uma densidade constante. No entanto, quando um plasma possui descontinuidades, ondas Alfvén de superfície podem ser amortecidas.

Essas ondas superficiais foram estudadas como mecanismo de aquecimento de plasmas confinados em laboratório (Chen & Hasegawa, 1974; Hasegawa & Chen, 1976) e, em astrofísica, como mecanismo de aquecimento coronal (Kuperus, Ionson & Spicer, 1981).

Hollweg (1987) mostrou que as ondas magneto-hidrodinâmicas de superfície podem decair através de um processo chamado *absorção ressonante*. A ressonância ocorre exatamente no meio da camada de separação existente entre dois meios. Sendo assim, as ondas depositam energia nessa camada de espessura finita e aquecem o plasma.

Lee & Roberts (1986) estudaram esse mecanismo de amortecimento para as ondas Alfvén de superfície e obtiveram a taxa de amortecimento para esse mecanismo:

$$\gamma = \pi \overline{k} y \frac{\Delta}{4\overline{\omega}} ,$$

onde $\Delta = \frac{1}{2}(\omega_b^2 - \omega_a^2)$, $\overline{\omega}^{\,2} = \frac{1}{2}(\omega_b^2 + \omega_a^2)$, y é a largura da descontinuidade, ω_a e ω_b são as freqüências da onda em dois meios homogêneos a e b, respectivamente, e $\overline{k}$ é o número de onda médio da onda de superfície.

Supondo que $\omega_b \gg \omega_a$, temos que:

$$\gamma \propto \frac{\overline{\omega}^{\,2} y}{v_A} .$$

O comprimento de amortecimento da onda Alfvén de superfície é dado por:

$$L = v_A \frac{(1+M)}{\gamma} .$$

Assim, o comprimento de amortecimento inicial da onda Alfvén de superfície, considerado como parâmetro de entrada do modelo, pode ser escrito como:

$$L_0 \simeq \frac{v_{A_0}}{\gamma_0} ,$$

onde γ_0 se refere ao cálculo de γ no ponto inicial. Se supusermos que $y \propto [A(r)]^{1/2}$, podemos escrever o comprimento de amortecimento desse mecanismo como (JPO):

$$L = L_0 \left(\frac{v_A}{v_{A_0}}\right)^2 \sqrt{\frac{A(r_0)}{A(r)}}(1+M)\,. \tag{2.6}$$

É interessante notar que a equação (2.6) não apresenta dependência com a freqüência. Isso ocorre porque supusemos a existência de uma freqüência média $\overline{\omega}$ característica para essas ondas (ondas monocromáticas). No modelo I, estamos adotando o amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície, cujo comprimento de amortecimento é dado pela equação (2.6), como mecanismo de amortecimento das ondas.

2.4 Perdas Radiativas

As perdas radiativas do vento são descritas por:

$$P_R = \Lambda\, n_H\, n_e\,, \tag{2.7}$$

onde n_H é a densidade numérica de átomos de H, n_e é a densidade eletrônica do vento e Λ é a função de resfriamento.

Em nosso trabalho, usamos a função apresentada por Schmutzler & Tscharnuter (1993) para um gás atômico opticamente fino. Essa função considera 1155 linhas de transição dispostas desde o infravermelho até o raio-X, processos de ionização colisional, recombinação, *bremsstrahlung* e espalhamento Compton inverso, quando necessário.

No entanto, para calcular a taxa de resfriamento devido às perdas radiativas, é necessário conhecer a densidade eletrônica. Para isso, apresentamos na subseção seguinte uma maneira simples e aproximada de a calcular.

2.4.1 Densidade eletrônica

Para calcular a densidade eletrônica, utilizamos a equação de Saha modificada. A equação de Saha para um gás de hidrogênio fotoionizado por uma fonte externa pode ser escrita como (Menzel, 1937; Vernazza, Avrett & Loeser, 1973):

$$\frac{n_i\, n_e}{n_n} = \frac{1}{b_n n^2}\left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_n}{k_B T}\right)\,,$$

onde n_i é a densidade de prótons, n_n é a densidade de átomos de hidrogênio neutro no nível n, b_n é o coeficiente de desvio, m_e é a massa do elétron, χ_n é o potencial de ionização do nível n do átomo de hidrogênio e h é a constante de Planck.

O coeficiente de desvio (em inglês, *departure coefficient*) reflete a diferença entre a população existente e a população que existiria se houvesse equilíbrio termodinâmico local (ETL) na mesma temperatura e com as mesmas densidades n_e e n_i. Assim, definimos o coeficiente de desvio como sendo:

$$b_n \equiv \frac{n_n(\text{fora do ETL})}{n_n(\text{em ETL})} .$$

Se levarmos em conta a fotoionização por uma fonte externa emitindo a uma temperatura T_R, podemos escrever o coeficiente de desvio como sendo:

$$b_n = \frac{T}{WT_R} \exp\left(\frac{\chi_n}{k_B T_R} - \frac{\chi_n}{k_B T}\right) , \tag{2.8}$$

onde W é o fator de diluição geométrica dado por:

$$W = \frac{1}{2}\left\{1 - \left[1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2\right]^{1/2}\right\} .$$

Dessa forma, a equação de Saha é escrita como:

$$\frac{n_i\, n_e}{n_n} = \frac{W}{n^2}\left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \frac{T_R}{T} \exp\left(-\frac{\chi_n}{k_B T_R}\right) . \tag{2.9}$$

Essa equação vem sendo usada em vários ambientes astrofísicos. Abbott & Lucy (1985), Mallik & Mallik (1988), Lucy & Abbott (1993) e Pereyra & Kallman (2003) fizeram uso da equação (2.9) em seus modelos de ventos estelares para estrelas quentes e frias. Sem dúvida, a variável crucial na equação (2.9) é T_R.

Seguindo a idéia de Hartmann & MacGregor (1980), vamos calcular a ionização do hidrogênio usando uma maneira simplificada. A temperatura da radiação fotoionizante opticamente fina (T_R) é caracterizada por valores fixos, como T_B ou T_L, a temperatura de Balmer ou de Lyman, respectivamente. Assim, para altas temperaturas ($T \gtrsim 8000$ K), onde o contínuo de Lyman se torna opticamente fino, temos que:

$$b_1 = \frac{T}{WT_L} \exp\left(\frac{\chi_1}{k_B T_L} - \frac{\chi_1}{k_B T}\right) , \tag{2.10}$$

onde $\chi_1 = 13,6$ eV. Para baixas temperaturas ($T < 8000$ K), como na região próxima à estrela, o contínuo de Lyman é opticamente espesso, de forma que as recombinações radiativas para o nível $n = 1$ são reabsorvidas localmente e a fotoionização a partir do nível $n = 2$ pelo contínuo de Balmer opticamente fino domina a taxa de ionização. Assim, temos que:

$$b_2 = \frac{T}{WT_B} \exp\left(\frac{\chi_2}{k_B T_B} - \frac{\chi_2}{k_B T}\right) , \tag{2.11}$$

onde $\chi_2 = \chi_1/4$. Segundo Hartmann & MacGregor (1980), nessa região, se admitirmos que os níveis $n = 1$ e $n = 2$ estão em balanço radiativo detalhado, a razão entre as populações desses níveis é dada pela equação de Boltzmann e temos que $b_1 \simeq b_2$.

Assim, com a modificação da temperatura, deve haver uma transição entre as equações (2.10) e (2.11). Para isso, usamos a aproximação dada por Hartmann & MacGregor (1980), que tem as equações (2.10) e (2.11) como limites assintóticos:

$$b_1 = \frac{T}{WT_R} \exp\left[\frac{\chi_1}{k_B}\left(\frac{1}{4T_R} + \frac{3}{4T_1} - \frac{1}{T}\right)\right] ,$$

onde:

$$\left.\begin{aligned} T_R &= 3800 \\ T_1 &= T \end{aligned}\right\} \text{ se } T < 6000 \text{ K} ,$$

$$\left.\begin{aligned} T_R &= 3800 + 1,6(T - 6000) \\ T_1 &= 6000 + 0,5(T - 6000) \end{aligned}\right\} \text{ se } 6000 \text{ K} \leq T \leq 8000 \text{ K} ,$$

$$\left.\begin{aligned} T_R &= 6000 \\ T_1 &= T_R \end{aligned}\right\} \text{ se } T > 8000 \text{ K}.$$

Se todos os elétrons no vento provierem da ionização do hidrogênio (neutros e ionizados), $n_i = n_e$. Como a densidade total de átomos de hidrogênio no vento é

$$n_H = n_n + n_i = n_n + n_e ,$$

se tomarmos $n = 1$, podemos escrever a equação (2.9) como:

$$\frac{n_e^2}{n_H - n_e} = \frac{1}{b_1}\left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_1}{k_B T}\right) \equiv \psi(T) .$$

Resolvendo essa equação de segundo grau para a densidade eletrônica, obtemos:

$$n_e = \frac{\psi(T)}{2}\left(\sqrt{1 + \frac{4n_H}{\psi(T)}} - 1\right) .$$

No entanto, sabemos que a população eletrônica não provém somente da ionização do hidrogênio, mas também da primeira ionização dos metais existentes no vento. Assim, uma contribuição constante à densidade de elétrons é $A_m n_H$, onde A_m é a abundância em número de metais relativa ao hidrogênio. Supondo que a abundância é solar, temos $A_m \sim 10^{-4}$ e a densidade eletrônica passa a ser dada por:

$$n_e \simeq \frac{\psi(T)}{2}\left(\sqrt{1+\frac{4n_H}{\psi(T)}}-1\right)+10^{-4}n_H\,. \tag{2.12}$$

A equação (2.12) acima é usada para calcular as perdas radiativas do gás [eq. (2.7)] em nossos modelos. No entanto, a altas temperaturas, b_1 pode estar sendo subestimado. Segundo Hartmann & Avrett (1984), a resolução das equações de transferência radiativa, não consideradas aqui, modifica muito pouco as estruturas da temperatura e da velocidade do vento. Nesse trabalho, eles fazem comparações detalhadas de linhas espectrais observadas com linhas preditas por seu modelo e, por isso, levam em consideração as correções na temperatura.

2.5 Resolução do problema

O modelo proposto para a determinação do perfil de temperatura e do perfil de velocidade do vento de uma estrela supergigante consiste em resolver as equações (2.1), (2.4) e (2.5) simultaneamente para um plasma com ondas Alfvén amortecidas pelo amortecimento ressonante de superfície [eq. (2.6)] e geometria divergente no campo magnético [eq. (1.5)]. A esse sistema de equações, encontra-se acoplado o cálculo das perdas radiativas [eq. (2.7)] e da densidade eletrônica [eq. (2.12)].

Para encontrar a solução do modelo, temos que satisfazer duas condições:

1. obter uma solução fisicamente possível e

2. encontrar uma solução compatível com as observações.

A condição 1 se resume em encontrar a solução que passa pelo ponto crítico, o ponto onde o numerador e o denominador da equação (2.4) do momento se anulam simultaneamente. Somente existe uma solução do conjunto de equações que estamos resolvendo que satisfaz essa condição de contorno.

Para encontrá-la, adotamos um conjunto de condições iniciais e variamos a velocidade inicial do vento u_0. Sendo assim, para cada conjunto de condições iniciais, encontramos um único valor de u_0 cuja solução das equações passa pelo ponto crítico. Encontrada essa solução, fazemos os cálculos até $\sim 300\ r_0$ e avaliamos os resultados obtidos.

No entanto, a solução encontrada na condição 1 pode não ser compatível com dados observacionais, ou seja, pode não satisfazer a condição 2. Se esse for o caso, devemos adotar um outro conjunto de parâmetros iniciais e refazer os cálculos.

Quando as condições 1 e 2 são satisfeitas simultaneamente, encontramos uma solução para o problema.

2.6 Resultados e discussão

2.6.1 Modelo I

Podem existir diversos conjuntos de parâmetros que satisfaçam simultaneamente as condições 1 e 2 e que sejam fisicamente plausíveis. Aqui, para a solução do modelo I, adotamos o conjunto de parâmetros iniciais que é mostrado na tabela 2.1. Estamos supondo um fluxo inicial de ondas Alfvén $\phi_{A_0} = 3,36 \times 10^6$ erg cm^{-2} s^{-1}, como estimado por Hartmann & MacGregor (1980) para uma supergigante K5. As figuras 2.1 e 2.2 mostram os perfis de velocidade e de temperatura obtidos no modelo I para até 30 r_0. Na tabela 2.2, apresentamos a velocidade, a temperatura e a densidade obtidas até 300 r_0.

Conseguimos reproduzir o esperado para u_∞/v_{e_0} [ver eq. (1.1)] e $\dot{M}$: obtivemos a velocidade terminal de $u_\infty \simeq 63$ km s^{-1} ($\simeq 0,5\, v_{e_0}$) e a taxa de perda de massa de $\dot{M} \simeq 1,2 \times 10^{-7}$ M$_\odot$ ano^{-1} (Vidotto & Jatenco-Pereira, 2005a).

Também esperávamos um aumento da temperatura do vento nas proximidades da estrela, assim como acontece na coroa solar. Dados observacionais acerca de estrelas gigantes e supergigantes mostram esse aumento de temperatura. Segundo Roddier & Roddier (1985), a emissão de CII detectada nos ventos de gigantes e supergigantes está associada a regiões com temperaturas entre 7000 K e 9000 K. Carpenter, Robinson & Judge (1995) obtiveram para o vento de γ Cru (M3.4III) uma temperatura máxima de $\sim$ 9000 K. Carpenter et al. (1999) encontraram uma temperatura máxima de $\sim$ 10000 K

Tabela 2.1: Condições iniciais do modelo I para uma supergigante K5.

Parâmetro	valor	unidade
r_0	400	$R_\odot$
$M_\star$	16	$M_\odot$
ϕ_{A_0}	$3,36 \times 10^6$	erg cm^{-2} s^{-1}
ρ_0	$1,07 \times 10^{-13}$	g cm^{-3}
L_0	$0,2$	r_0
B_0	10	G
T_0	3500	K
S	$5,2$	-
u_0	$7,2 \times 10^4$	cm s^{-1}

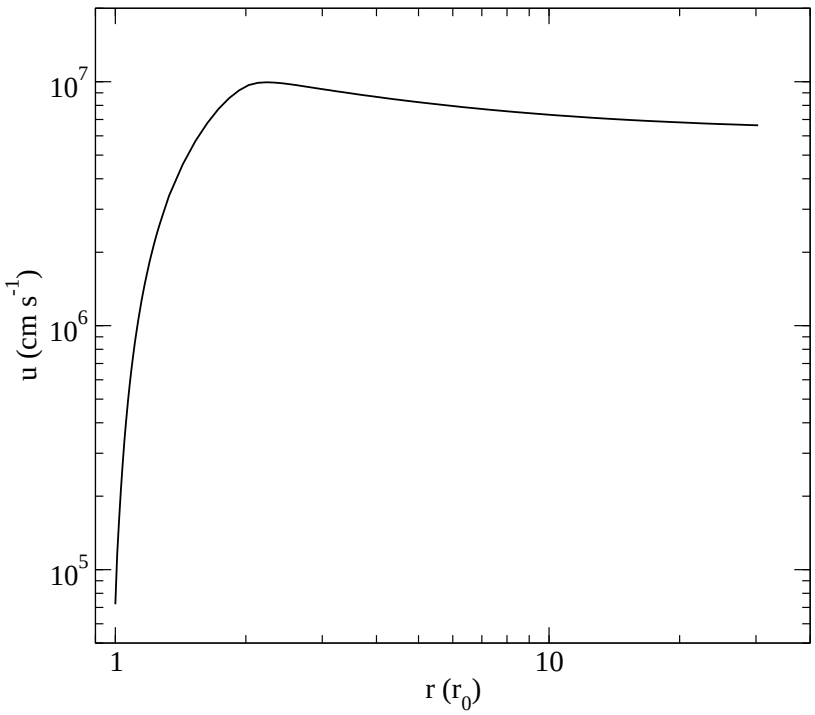

Figura 2.1: Perfil de velocidade do modelo I para uma supergigante K5.

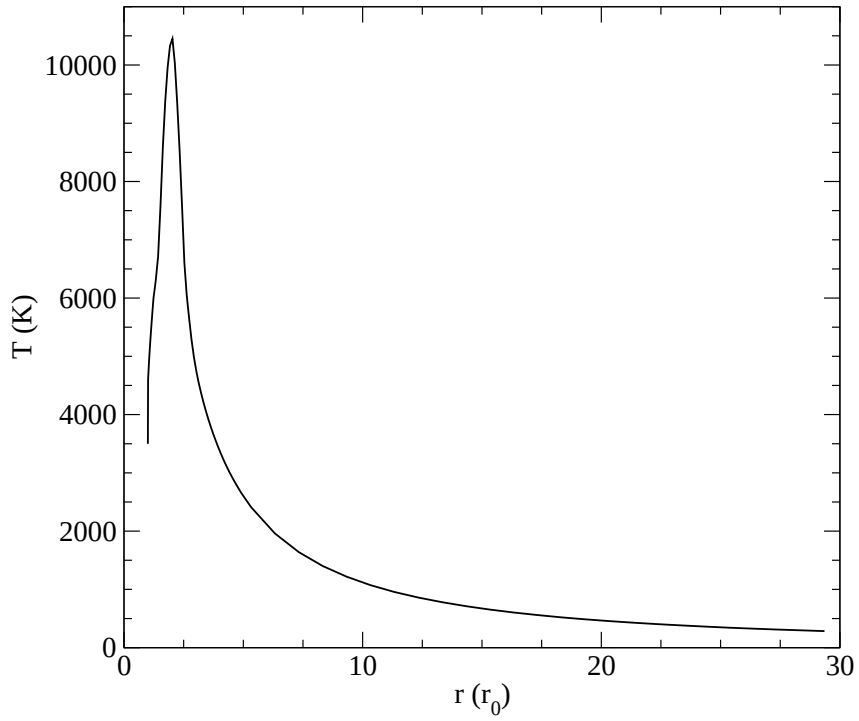

Figura 2.2: Perfil de temperatura do modelo I para uma supergigante K5.

para o vento de λ Vel (K5Ib). Eaton (1993) encontrou um aumento na temperatura na atmosfera de ζ Aur (K4Ib) que atinge 12000 K em $\sim 2\,r_0$. Podemos ver pela figura 2.2 que, em nosso modelo, o aumento de temperatura se dá bruscamente em poucos raios estelares: a temperatura sobe de $3,5 \times 10^3$ K a $\sim 10^4$ K no intervalo de $1\,r_0$ a $\sim 2\,r_0$. Em nosso modelo, esse aquecimento do vento se deve à dissipação da energia mecânica das ondas Alfvén.

A grandes distâncias, na ausência de forte aquecimento, o vento se expande adiabaticamente. Assim, para r grandes, $Q \sim 0$, $P_R \sim 0$ e du/dr é muito pequeno. Dessa forma, pela equação (2.5), temos que:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{2}{3}\frac{T}{r}\left[\frac{r(Q-P_R)}{\rho u(kT/m)} - \left(Z + \frac{r}{u}\frac{du}{dr}\right)\right] \simeq \frac{2}{3}\frac{T}{r}(-Z) = -\frac{4}{3}\frac{T}{r}\,.$$

Ou:

$$\frac{d(\ln T)}{d(\ln r)} \simeq -\frac{4}{3}\,.$$

Ou seja, a temperatura tende a cair monotonicamente com o expoente adiabático $-4/3$, isto é, $T \propto r^{-4/3}$ para r grandes.

Tabela 2.2: Resultados do modelo I para uma estrela supergigante K5. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 1,2 \times 10^{-7}$ $M_\odot$ ano^{-1}.

r (r_0)	u (km s^{-1})	T (K)	$-\log[\rho/(\text{g cm}^{-3})]$
1,00	0,7	3500	13,0
1,05	3,4	4917	13,8
1,10	7,6	5246	14,2
1,50	57,1	7580	15,8
2,00	96,9	10451	16,7
5,00	81,3	2410	17,5
10,00	72,9	956	18,1
20,00	68,0	455	18,6
50,00	64,8	140	19,3
100,00	63,6	55	19,9
200,00	63,4	22	20,5
300,00	63,4	13	20,9

Na figura 2.3, mostramos as contribuições das forças por unidade de massa: gravitacional g_G, térmica g_T e mecânica das ondas Alfvén g_M. Para melhor compararmos, apresentamos o módulo da aceleração gravitacional. Podemos ver que, no início do vento, tanto a força térmica quanto a força devido às ondas Alfvén são menores que a força de atração gravitacional. No entanto, a soma dessas duas forças consegue superar a força de atração e o vento, então, pode escapar do campo gravitacional da estrela.

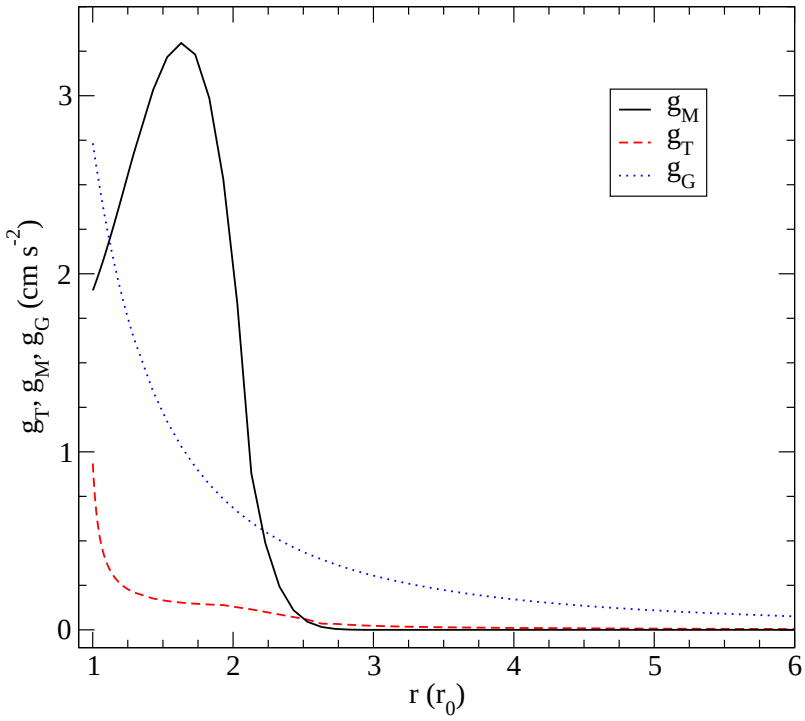

Figura 2.3: Forças por unidade de massa que atuam no vento de uma supergigante K5, segundo o modelo I. Para facilitar a comparação com as demais acelerações, apresentamos o módulo da aceleração gravitacional g_G.

2.6.2 Aplicação do modelo I - α Ori

Para efeitos de comparação, aplicamos o modelo I à estrela supergigante vermelha α Ori (Betelgeuse) de tipo espectral M2Iab. Para isso, usamos as condições iniciais descritas na tabela 2.3. O raio, a massa e a temperatura dessa estrela foram obtidos por Schuller et al. (2004). Mostramos nas figuras 2.4 e 2.5 e na tabela 2.4 os resultados obtidos para essa estrela. A velocidade terminal observada é de $14-17$ km s^{-1} e a taxa de perda de massa é de $5-17\times10^{-7}$ M$_\odot$ ano^{-1}. A partir de nosso modelo, obtivemos $u_\infty \simeq 16$ km s^{-1} e $\dot{M} \simeq 9\times10^{-7}$ M$_\odot$ ano^{-1}.

Na literatura, podemos encontrar uma grande quantidade de trabalhos sobre α Ori. Isso porque, assim como ocorre com o Sol, α Ori é uma estrela relativamente próxima de nós, o que possibilita um estudo com maior grau de detalhes do que em estrelas mais distantes. Na tabela 2.5, apresentamos os valores da temperatura máxima que o vento de α Ori atinge e a posição em que se dá esse máximo de temperatura segundo diversos

Tabela 2.3: Condições iniciais para o modelo I aplicado à α Ori.

Parâmetro	valor	unidade
r_0	$608,3$	$R_\odot$
$M_\star$	10	$M_\odot$
ϕ_{A_0}	$3,0 \times 10^6$	erg cm^{-2} s^{-1}
ρ_0	$6,0 \times 10^{-13}$	g cm^{-3}
L_0	$0,2$	r_0
B_0	10	G
T_0	3640	K
S	$4,8$	-
u_0	$4,1 \times 10^4$	cm s^{-1}

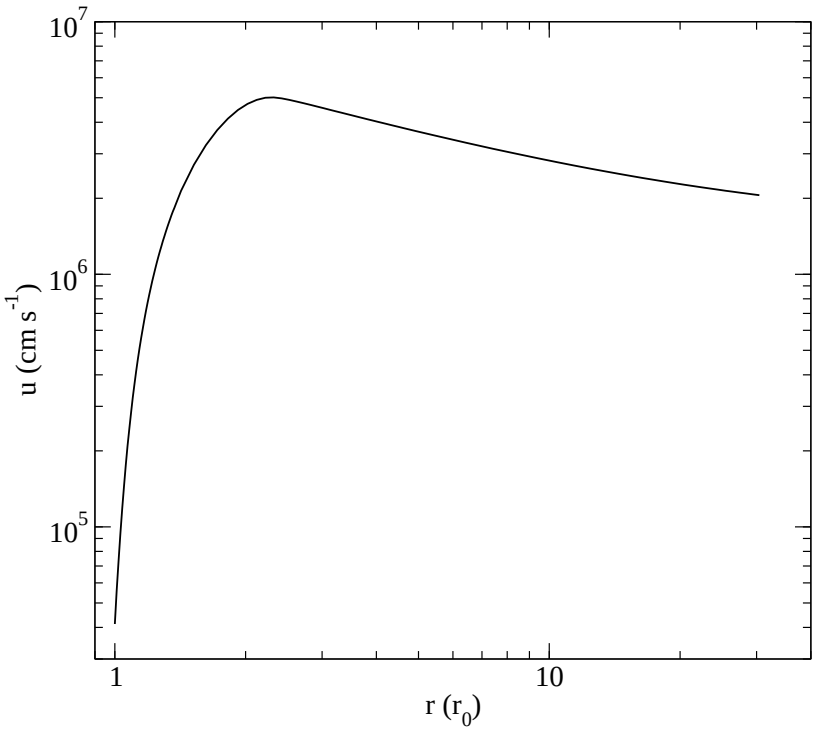

Figura 2.4: Perfil de velocidade obtido para α Ori.

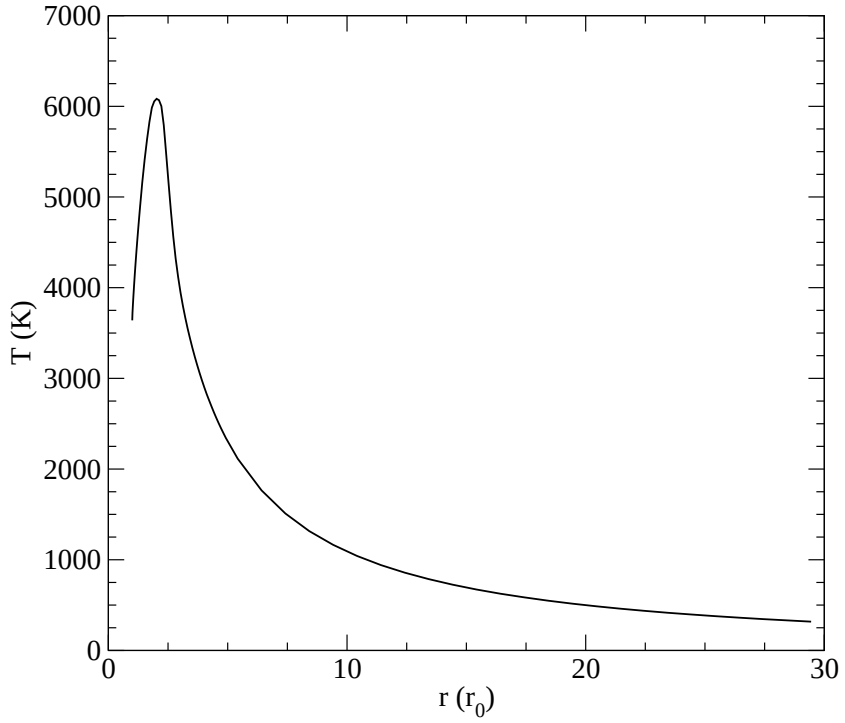

Figura 2.5: Perfil de temperatura obtido para α Ori.

autores. Como pode ser visto, há uma grande diversidade de resultados. Parte dessa diferença é devida à sensível melhoria de técnicas e instrumentos observacionais ocorrida nas últimas décadas.

Apesar da variedade de resultados encontrados pelos autores citados, todos concordam que a temperatura do vento de α Ori é maior que a temperatura fotosférica, implicando em um aquecimento do vento. Em nosso modelo, obtivemos um valor máximo para a temperatura de $\simeq$ 6000 K a uma distância de 2 r_0.

Tabela 2.4: Resultados do modelo I para α Ori. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 9 \times 10^{-7}$ $M_\odot$ ano^{-1}.

r (r_0)	u (km s^{-1})	T (K)	$-\log[\rho/(\text{g cm}^{-3})]$
1,00	0,4	3640	12,2
1,05	1,5	3911	12,9
1,10	3,3	4120	13,3
1,50	27,2	5412	14,9
2,00	47,3	6083	15,8
5,00	36,9	2344	16,6
10,00	27,8	1041	17,1
20,00	22,6	487	17,6
50,00	18,7	166	18,3
100,00	17,1	70	18,8
200,00	16,2	28	19,4
300,00	16,0	17	19,8

Tabela 2.5: Valor e posição do máximo de temperatura sugeridos na literatura para o vento de α Ori.

Trabalho	$T_{\max}$ (K)	r (r_0)
Basri, Linsky & Eriksson (1981)	7000	–
Hartmann & Avrett (1984)	8000	3 – 4
Glassgold & Huggins (1986)	7100	–
Skinner & Whitmore (1987)	8000	2
Wirsich (1988)	6000	2
Skinner et al. (1997)	9000	4
Lobel & Dupree (2000)	5500	3
Harper, Brown & Lim (2001)	4000	1,5

2.6.3 Aplicação do modelo I - λ Vel

Também aplicamos o modelo I à estrela supergigante vermelha λ Vel de tipo espectral K5Ib. Para isso, usamos as condições iniciais descritas na tabela 2.6. A massa, o raio e a temperatura da estrela usados são de Carpenter et al. (1999). A velocidade terminal observada é de ~ 31 km s^{-1}, a taxa de perda de massa inferida é de $\sim 3\times10^{-9}$ M$_\odot$ ano^{-1} e a temperatura máxima é de ~ 10000 K. Mostramos nas figuras 2.6 e 2.7 e na tabela 2.7 os resultados obtidos para essa estrela. A partir de nosso modelo, obtivemos $u_\infty \simeq 31$ km s^{-1} e $\dot{M} \simeq 10^{-8}$ M$_\odot$ ano^{-1}. A temperatura máxima obtida a partir do modelo foi de 11500 K.

Tabela 2.6: Condições iniciais para o modelo I aplicado à λ Vel.

Parâmetro	valor	unidade
r_0	210	R$_\odot$
$M_\star$	7	M$_\odot$
ϕ_{A_0}	$2,2 \times 10^6$	erg cm^{-2} s^{-1}
ρ_0	$1,0 \times 10^{-13}$	g cm^{-3}
L_0	$0,1$	r_0
B_0	10	G
T_0	3800	K
S	$5,1$	-
u_0	$3,7 \times 10^4$	cm s^{-1}

É interessante notar que essa estrela aparentemente possui uma taxa de perda de massa bastante baixa. Apesar da velocidade terminal e da temperatura máxima serem compatíveis com as observadas, obtivemos um valor ~ 3 vezes maior para a taxa de perda de massa do que a observada. Carpenter et al. (1999) mostram que as taxas de perda de massa inferidas a partir de observações no ultravioleta e em freqüências rádio não concordam entre si, sugerindo limitações em seus modelos. Seria interessante acoplar o nosso modelo, aqui apresentado, ao modelo de Carpenter et al. (1999) para que possamos fazer comparações mais detalhadas com dados observacionais obtidos por esses autores.

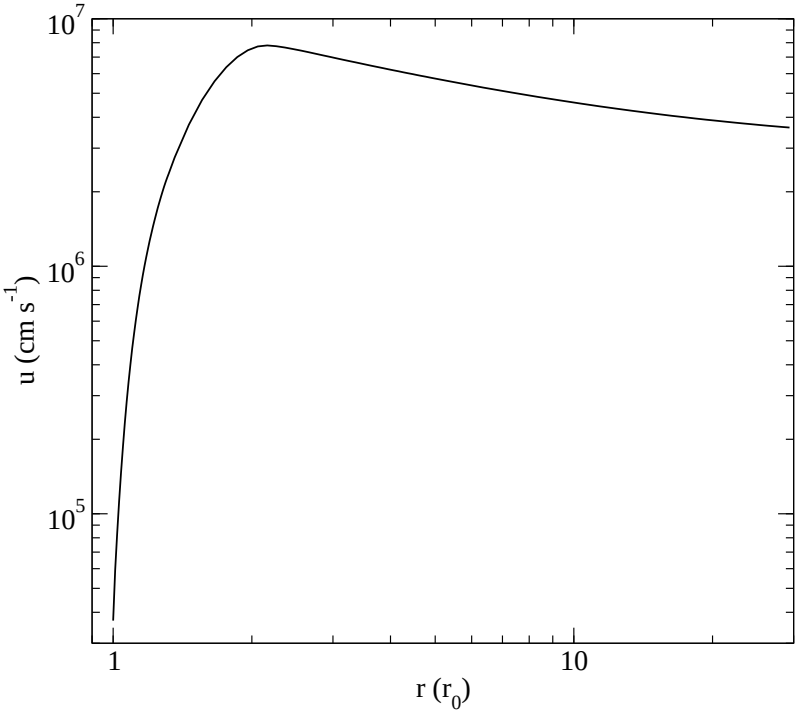

Figura 2.6: Perfil de velocidade obtido para λ Vel.

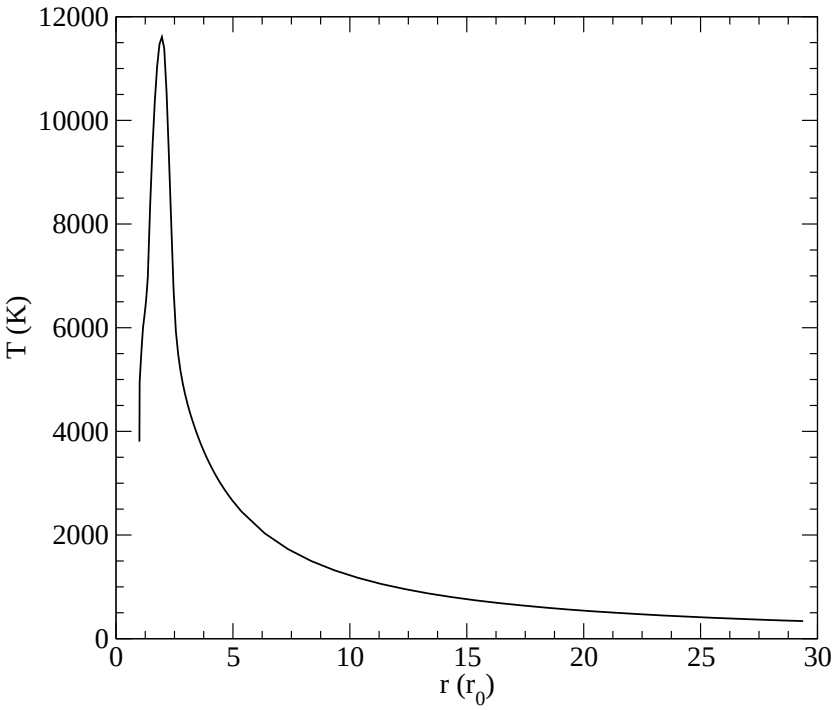

Figura 2.7: Perfil de temperatura obtido para λ Vel.

Tabela 2.7: Resultados do modelo I para λ Vel. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 10^{-8}$ $M_\odot$ ano^{-1}.

r (r_0)	u (km s^{-1})	T (K)	$-\log[\rho/(\text{g cm}^{-3})]$
1,00	0,4	3802	13,0
1,05	1,9	5272	13,8
1,10	4,7	5640	14,3
1,50	47,0	9480	16,1
2,00	77,3	11385	16,9
5,00	57,5	2675	17,6
10,00	45,4	1172	18,1
20,00	38,7	530	18,7
50,00	33,9	173	19,3
100,00	32,1	70	19,9
200,00	31,0	28	20,5
300,00	31,0	17	20,9

Encerramos agora o capítulo dedicado à apresentação do modelo I. Nesse modelo, usamos um fluxo de ondas Alfvén amortecido pelo amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície. Daqui em diante, nosso trabalho terá uma nova abordagem. O vento, até agora considerado sem poeira, passará a contê-la. Agora, estudaremos um novo mecanismo de amortecimento das ondas Alfvén devido à sua interação com os grãos. Esse novo mecanismo será utilizado com o intuito de analisarmos os seus efeitos na aceleração do vento.

Para iniciar essa nova abordagem, no próximo capítulo, fazemos uma introdução à poeira circunstelar de supergigantes frias e aos plasmas empoeirados e apresentamos o novo mecanismo de amortecimento: o amortecimento cíclotron da poeira.

Capítulo 3

Poeira e Plasma

Demorou quase 150 anos para se descobrir que os buracos escuros da Via Láctea observados por William Herschel eram regiões obscurecidas pela poeira. Desde então, inúmeras observações têm mostrado que a poeira está presente em diversos ambientes cósmicos: no meio intra-aglomerado, no meio interestelar, no meio interplanetário, em regiões circunstelares e circumplanetárias, em cometas, em anéis planetários, na magnetosfera terrestre etc.

Além de estar imersa no plasma ambiente, a poeira está inevitavelmente imersa em meios radiativos também. Dessa forma, é certo que essas partículas são carregadas e, conseqüentemente, estão acopladas com os campos magnético e elétrico, podendo participar dos movimentos coletivos do plasma.

Sendo assim, neste capítulo, apresentamos uma breve discussão sobre a poeira encontrada em envoltórios de estrelas frias, apresentamos algumas propriedades dos plasmas e introduzimos o novo conceito de plasmas empoeirados. Por último, introduzimos o amortecimento de ondas Alfvén devido à sua interação com grãos de poeira, que será utilizado no modelo II.

3.1 Poeira circunstelar

A década de 80 presenciou um forte crescimento no interesse pela poeira cósmica. Isso devido à descoberta de características espectrais da poeira, tanto em emissão quanto em

absorção, e a estudos em laboratórios de materiais candidatos à composição dos grãos.

A poeira está associada a muitos objetos astronômicos, tais como estrelas e galáxias. As estrelas frias com altas taxas de perda de massa, por exemplo, emitem um excesso de radiação em grandes comprimentos de onda devido à radiação proveniente da poeira existente em seus ventos. Essa radiação provém da reemissão de fótons pela poeira: os grãos absorvem, em geral, radiação em pequenos comprimentos de onda vinda da estrela e reemitem na parte infravermelha do espectro. Se conhecermos o fluxo da estrela no visível, podemos extrapolar a forma de seu espectro até o infravermelho. No entanto, ao compararmos o fluxo extrapolado com o fluxo observado, freqüentemente se observa que o fluxo observado excede o fluxo esperado. Essa diferença é conhecida como *excesso infravermelho* e é atribuída à emissão da poeira circunstelar.

As fontes estelares mais importantes de poeira são as estrelas luminosas pós seqüência principal com temperaturas efetivas $\lesssim$ 4000 K. Esses objetos se concentram na parte direita superior do diagrama HR e incluem gigantes, supergigantes e estrelas do ramo assintótico das gigantes.

Até hoje, a física da formação de poeira não é muito bem compreendida. A poeira parece estar presente em quase todas as estrelas que são suficientemente frias e/ou evoluídas. A condensação de grãos de poeira em ventos estelares somente ocorre sob certas condições: a temperatura deve ser baixa de forma que o grão cresça ao invés de sublimar e a densidade deve ser alta de forma a possibilitar o crescimento do grão.

No entanto, é improvável que a temperatura dos ventos de supergigantes vermelhas seja menor que a temperatura de condensação dos grãos (Cassinelli, 1979). Mas, mesmo em ambientes tão hostis, a formação de poeira é observada.

Neste trabalho, nós não estudamos a nucleação dos grãos. Simplesmente admitimos que eles existem nos ventos de supergigantes vermelhas. A discussão sobre localização de grãos nesses ambientes foi apresentada em diversos trabalhos e a resposta para esse tema certamente é a chave para se conhecer como os grãos se formam. Em uma série de trabalhos do grupo alemão de Gail e Sedlmayr (Gail, Keller & Sedlmayr, 1984; Gail & Sedlmayr, 1985, 1987a,b; Dominik, Sedlmayr & Gail, 1989; Krueger, Gauger & Sedlmayr, 1994), foi mostrado que a poeira não se forma bruscamente no vento, mas se dá em uma

região do vento. Segundo esses autores, a formação da poeira ocorre em uma região em torno do ponto crítico.

A composição dos grãos é, em geral, de dois tipos: de silicatos ou carbonáceos. Como o carbono e o oxigênio se combinam para formar a molécula estável de CO, o que sobrar do elemento mais abundante será usado para formar os grãos. Assim, grãos de silicatos são formados em torno de estrelas ricas em oxigênio (C/O < 1), enquanto que grãos carbonáceos são formados em torno de estrelas ricas em carbono (C/O > 1). Acredita-se que os grãos formados nos envoltórios circunstelares possuam uma distribuição de tamanhos na forma de uma lei de potência, assim como ocorre no meio interestelar, e que apresentam tamanhos de aproximadamente 0,005 μm a 0,25 μm (Rodgers & Glassgold, 1991).

3.2 Plasma

3.2.1 Características gerais do plasma

O plasma é um meio macroscopicamente neutro constituído de elétrons e íons. As propriedades de um plasma são determinadas devido às interações entre suas partículas. Uma característica que diferencia o plasma de um outro fluido qualquer é o seu comportamento coletivo. Devido ao longo alcance da força Coulombiana de atração ou repulsão existente entre duas partículas carregadas, uma única partícula de um plasma consegue interagir simultaneamente com um grande número de partículas carregadas. Em outras palavras, cada partícula possui um campo elétrico associado que pode ser sentido por diversas partículas ao seu redor. No entanto, as partículas do plasma se organizam de forma que esses campos eletrostáticos sejam blindados a partir de uma distância da ordem do comprimento de Debye λ_D, dado por:

$$\lambda_D = \left(\frac{k_B T}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} , \tag{3.1}$$

onde e é a carga do elétron. Conseqüentemente, cada partícula carregada do plasma interage coletivamente somente com outras partículas que estão dentro de um raio λ_D de distância de si própria.

Quando um plasma é perturbado de sua condição de neutralidade macroscópica, suas partículas iniciam um movimento coletivo de forma a restaurar a sua neutralidade. Esses movimentos coletivos são caracterizados por uma freqüência natural de oscilação, chamada de freqüência de plasma. A freqüência de plasma de uma partícula de espécie α é dada por:

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{4\pi\rho_\alpha q_\alpha^2}{m_\alpha^2}}\,, \tag{3.2}$$

onde q_α, m_α e ρ_α são a carga, a massa e a densidade da partícula, respectivamente.

Uma partícula carregada em um campo magnético apresenta um movimento de circulação em volta das linhas de campo. Esse movimento ocorre com uma freqüência dada por:

$$\Omega_\alpha = \frac{q_\alpha B}{m_\alpha c}\,. \tag{3.3}$$

Ω_α é conhecida como a freqüência cíclotron da espécie α.

3.2.2 Plasmas empoeirados

O fato de termos poeira imersa em um plasma não significa que a poeira participa dos movimentos coletivos do plasma. Dependendo dessa condição, podemos ter duas situações: o plasma pode ser um *plasma com poeira* ou um *plasma empoeirado*.

O plasma contaminado pela poeira é caracterizado a partir da magnitude relativa entre três comprimentos de escala característicos: o comprimento de Debye λ_D, o tamanho da poeira $\mathcal{R}$ e a distância média entre as partículas d. No caso de o plasma ser um plasma com poeira, temos que $\mathcal{R} \ll \lambda_D < d$, ou seja, a poeira é considerada como uma coleção de grãos isolados eletricamente. Já no caso de o plasma ser um plasma empoeirado, temos que $\mathcal{R} \ll d < \lambda_D$, ou seja, a poeira também participa do processo de blindagem e, então, do comportamento coletivo do sistema.

Há uma série de características que impossibilitam grãos carregados de serem simplesmente íons mais pesados. Vejamos:

1. A massa da poeira é muitas ordens de grandeza maior que a massa de um íon. Por exemplo, uma partícula de $\sim 1\mu$m com uma densidade de ~ 1 g cm^{-3} tem uma massa de $\sim 10^{-12}$ g, enquanto que a massa de um próton é de somente $\sim 10^{-24}$ g.

2. A carga de uma partícula de poeira q_p é, em geral, bem diferente da carga de um íon, variando de $10^0 - 10^3$ e (Vladimirov, 1997).

3. Por causa dos dois motivos citados anteriormente, a razão entre a carga e a massa de um grão é muito diferente que a mesma razão para um íon. Como as freqüências cíclotron e de plasma dependem da razão entre a carga e a massa da partícula [ver eqs. (3.2) e (3.3)], as freqüências características associadas com a dinâmica dos íons e das partículas de poeira são bem separadas: os grãos afetam a parte do espectro de baixas freqüências.

4. A carga da poeira depende de propriedades da partícula de poeira, do plasma ambiente e de propriedades radiativas. Assim, a razão entre a carga e a massa de uma mesma partícula pode ter valores bastante diferentes dependendo do ambiente em que ela se encontra.

5. Os grãos possuem um espectro de tamanhos, enquanto os íons não. Observações *in situ* e inferências têm mostrado que os grãos têm uma distribuição de tamanhos geralmente dada por uma lei de potência com expoente $-p$, sendo que p varia de $\sim 0,9$ a $4,5$ dependendo do ambiente astrofísico. Como a massa da partícula $m_p \propto \mathcal{R}^3$ e a sua carga $q_p \propto \mathcal{R}$, onde $\mathcal{R}$ é o raio do grão, as freqüências associadas aos grãos de poeira são variáveis contínuas.

3.3 O amortecimento cíclotron da poeira

No capítulo anterior, mostramos um modelo de perda de massa que considera que as ondas Alfvén são amortecidas pelo mecanismo ressonante de ondas Alfvén de superfície. No entanto, quando o plasma é empoeirado, a relação de dispersão da onda Alfvén é modificada. Essa modificação introduz um novo amortecimento: o amortecimento cíclotron da poeira. Adiante, mostramos como é feito o cálculo desse mecanismo.

Tomamos uma distribuição de tamanhos de poeira na forma de uma lei de potência:

$$f(a) = c_p\, a^{-p}\,,$$

onde a é o raio adimensional do grão dado por $a = \mathcal{R}/a_1$, a_1 é o valor do raio do menor grão e c_p é uma constante de normalização que vale:

$$c_p = \frac{p-1}{1-a_m^{1-p}}\,,$$

onde definimos $a_m = a_2/a_1$, sendo a_2 o valor do raio do maior grão. Essa distribuição foi inicialmente apresentada por Mathis, Rumpl & Nordsieck (1977) para o meio interestelar. Tipicamente, para partículas com $0,005\ \mu\text{m} < \mathcal{R} < 1\ \mu\text{m}$, temos que $3 \leq p \leq 4$. Estamos adotando $p = 4$, uma vez que, para esse valor, a expressão para o comprimento de amortecimento cíclotron da poeira tem forma analítica (ver apêndice B).

A relação de dispersão da onda Alfvén para um plasma homogêneo é $k = \omega/v_A$. No entanto, na presença de poeira, a relação de dispersão é escrita como (Tripathi & Sharma, 1996; Cramer, Verheest & Vladimirov, 2002):

$$k^2 = u_1 + u_2\,, \tag{3.4}$$

onde u_1 e u_2 são dados por:

$$u_1 = \underbrace{\frac{\omega^2\Omega_i^2}{v_{Ai}^2(\Omega_i^2-\omega^2)} - \frac{c_4\omega^2}{4sv_{Ap}^2}\ln\left(\left|\frac{a_m^4-(\Omega_{d0}/\omega)^2}{a_m^4[(\Omega_{d0}/\omega)^2-1]}\right|\right)}_{\mathcal{R}_1} + \underbrace{\frac{c_4\omega^2}{4sv_{Ap}^2}\pi}_{\mathcal{C}_1}\,i \tag{3.5}$$

e

$$u_2 = \underbrace{\frac{\omega^3\Omega_i}{v_{Ai}^2(\Omega_i^2-\omega^2)} - \frac{c_4\omega^2}{4sv_{Ap}^2}\ln\left(\left|\left[\frac{(\Omega_{d0}/\omega)-a_m^2}{(\Omega_{d0}/\omega)+a_m^2}\right]\left[\frac{(\Omega_{d0}/\omega)+1}{(\Omega_{d0}/\omega)-1}\right]\right|\right)}_{\mathcal{R}_2} + \underbrace{\frac{c_4\omega^2}{4sv_{Ap}^2}\pi}_{\mathcal{C}_2}\,i\,. \tag{3.6}$$

Ω_i é a freqüência cíclotron dos íons, Ω_{d0} é a freqüência cíclotron máxima da poeira, $s = c_4\ln(a_m)$ e v_{Ai} e v_{Ap} são as velocidades Alfvén dos íons e da poeira, respectivamente. As expressões (3.5) e (3.6) são deduzidas no apêndice B.

Para um plasma com somente um tamanho de poeira, u_1 e u_2 são funções mais simples, mas que apresentam duas singularidades: na freqüência cíclotron do íon e na freqüência cíclotron da poeira (Cramer, 2001). Nessas freqüências, há ressonância e a onda é amortecida.

Como melhor pode ser visto pelas equações (B.2) e (B.3), a existência de um espectro de tamanhos de grãos faz com que u_1 e u_2 não possuam mais formas simples, mas possuam

integrais envolvendo o tamanho da poeira. Podemos ver também que essas equações apresentam duas singularidades. A primeira delas ocorre quando $\omega = \Omega_i$ e está associada com o amortecimento cíclotron dos íons. Como estamos admitindo um intervalo de freqüências onde $\omega \ll \Omega_i$, essa singularidade na relação de dispersão não afeta o nosso espectro de ondas Alfvén. A segunda singularidade diz respeito aos grãos: quando $\omega = \Omega_{d0}/a^2$, há ressonância e, conseqüentemente, a onda é amortecida. Devido à distribuição de tamanhos que estamos admitindo para os grãos, ou seja, a admite valores entre 1 e a_m (ou: $a_1 \leq \mathcal{R} \leq a_2$), ocorrerá ressonância para cada tamanho de grão que estiver dentro desse intervalo. Dessa forma, teremos uma banda de ressonância se estendendo desde $\omega_1 = \Omega_{d0}/a_m^2$ até $\omega_2 = \Omega_{d0}$.

Das equações (3.5) e (3.6), vemos que $\mathcal{C}_1 = \mathcal{C}_2$. Como estamos interessados no amortecimento e este é dado pela parte complexa da equação (3.4), podemos escrever $k = k_{\mathcal{R}} + i\, k_{\mathcal{C}}$ e resolver a equação de segundo grau para $k_{\mathcal{C}}^2$. Assim, temos:

$$k_{\mathcal{C}}^2 = \frac{1}{2}\left\{[(\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2)^2 + 4\mathcal{C}_1^2]^{1/2} - (\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2)\right\} .$$

Note que $k_{\mathcal{C}} \equiv k_{\mathcal{C}}(\omega)$. Dessa forma, o comprimento de amortecimento devido à interação entre as ondas Alfvén e a poeira é dado por:

$$L(\omega) = \frac{2\pi}{k_{\mathcal{C}}(\omega)} . \tag{3.7}$$

Além da dependência explícita da freqüência ω da onda, pode-se notar que a relação de dispersão (3.4) é uma relação de dispersão local, pois depende do ponto r onde são calculadas as variáveis v_{Ap}, v_{Ai} e Ω_i. Para entender melhor a dependência do comprimento de amortecimento das ondas, fazemos um estudo mais aprofundado do mesmo na próxima subseção.

3.3.1 Estudo da Dependência do Amortecimento Cíclotron da Poeira com Parâmetros do Vento

Para entender melhor como o amortecimento cíclotron da poeira atua no vento, fazemos aqui um estudo de sua dependência com algumas variáveis: a densidade eletrônica n_e, a densidade de gás ρ, a razão gás-grão $R_{\rm gp}$ e a razão dos tamanhos dos grãos a_m. Todos os

gráficos apresentados nesta subseção são do comprimento de amortecimento em função da freqüência. No eixo da freqüência, apresentamos somente uma pequena faixa de toda a banda que será usada no modelo II. A linha cheia é a mesma para todos os gráficos e corresponde aos seguintes parâmetros: $n_e/n_H = 10^{-5}$, $R_{\rm gp} = 200$, $\rho = 1,0\times10^{-13}$ g cm^{-3}, $a_m = 150$, $B = 10$ G, $T = 3500$ K, $a_1 = 5,0 \times 10^{-7}$ cm, $q_p = 2,6\ e$. A linha pontilhada é referente a uma modificação de 10% em algum parâmetro da linha cheia: n_e, $R_{\rm gp}$, ρ ou a_m.

i. Densidade eletrônica

A densidade eletrônica nos dá a fração de ionização do vento. Sabemos que: $n_e \simeq n_i$. Como o amortecimento cíclotron da poeira depende da velocidade Alfvén dos íons e $v_{Ai} \propto n_i^{-1/2}$, temos que o comprimento de amortecimento também depende de n_e.

Dessa forma, para estudarmos essa dependência, variamos a densidade eletrônica de 10% do valor representado pela linha cheia na figura 3.1. O resultado é a superposição das duas linhas, indicando que a dependência do comprimento de amortecimento cíclotron da poeira com a densidade eletrônica é muito fraca, não sendo nem ao menos visível na escala apresentada na figura.

ii. Razão gás-grão

Até hoje, a física da formação de poeira não é muito bem compreendida. Neste trabalho, nós não estudamos a nucleação dos grãos. Assim, para calcular a densidade de poeira no vento, usamos:

$$R_{\rm gp} = \frac{\rho}{\rho_p}. \tag{3.8}$$

$R_{\rm gp}$ é chamada de razão gás-grão e expressa a razão entre a massa de gás e a massa de poeira contidas em um determinado volume. Para o meio interestelar, estima-se que $R_{\rm gp} = 147$. Em estrelas carbonadas, $R_{\rm gp} = 386$ e em estrelas oxigenadas, $R_{\rm gp} = 158$ (Knapp, 1985). Aqui, estamos adotando $R_{\rm gp} \simeq 200$ a partir de 2 r_0.

Variando a razão gás-grão de 10% desse valor, pudemos notar que um aumento em $R_{\rm gp}$, causa um aumento no comprimento de amortecimento, ou seja, quanto mais significativa a quantidade de poeira, maior é o amortecimento, como pode ser visto na figura 3.2.

iii. Densidade de gás

A densidade de gás está implicitamente presente na equação (3.7) através de duas variáveis: v_{Ap} e v_{Ai}. Para calcular v_{Ap}, usamos a variável $R_{\rm gp}$, como acabamos de explicar no item ii. Para calcular v_{Ai}, usamos a densidade eletrônica n_e, como explicado no item i. Como já visto, a variação de n_e não acarreta mudança significativa em $L(\omega)$ (ver fig. 3.1). Dessa forma, se alterarmos em 10% a densidade de gás e notarmos variação em $L(\omega)$, concluiremos que a fonte de variação de $L(\omega)$ vem somente da variação de v_{Ap}.

Assim, variando a densidade de gás do vento de 10% do valor usado para a linha cheia (fig. 3.3), pudemos notar que quanto maior a densidade, menor é o comprimento de amortecimento, ou seja, maior é o amortecimento. Isso se deve ao fato de admitirmos uma razão entre a densidade de gás e de grão fixada pela variável $R_{\rm gp}$: aumentando a densidade de gás, aumentamos a densidade de grãos proporcionalmente. Assim, quanto maior a quantidade de grãos, mais amortecida é a onda.

iv. Razão dos tamanhos dos grãos

A variável a_m tem dependência explícita em $L(\omega)$. Variando a razão dos tamanhos dos grãos de 10% do valor utilizado para a linha cheia, notamos que quanto maior for a_m, maior será o comprimento de amortecimento (fig. 3.4). Como $a_m = a_2/a_1$, quanto maior o intervalo de raios dos grãos, menor é o amortecimento. Vejamos o porquê.

A quantidade de grãos é a mesma nos dois casos (pois estamos adotando mesmo $R_{\rm gp}$ e mesmo ρ), o que muda é a sua distribuição. Quando se aumenta o intervalo de tamanhos de grãos, passa-se a ter uma distribuição mais achatada: menos poeira por intervalo de raio. Ora, como se tem menos poeira para um dado intervalo, tem-se um amortecimento menor para aquele intervalo.

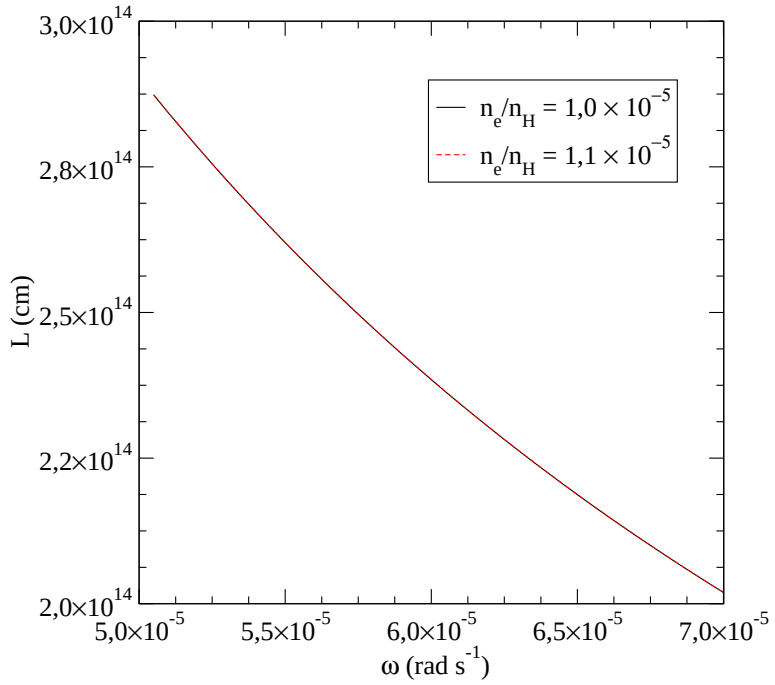

Figura 3.1: Variação na densidade eletrônica de 10% do valor usado para a linha cheia.

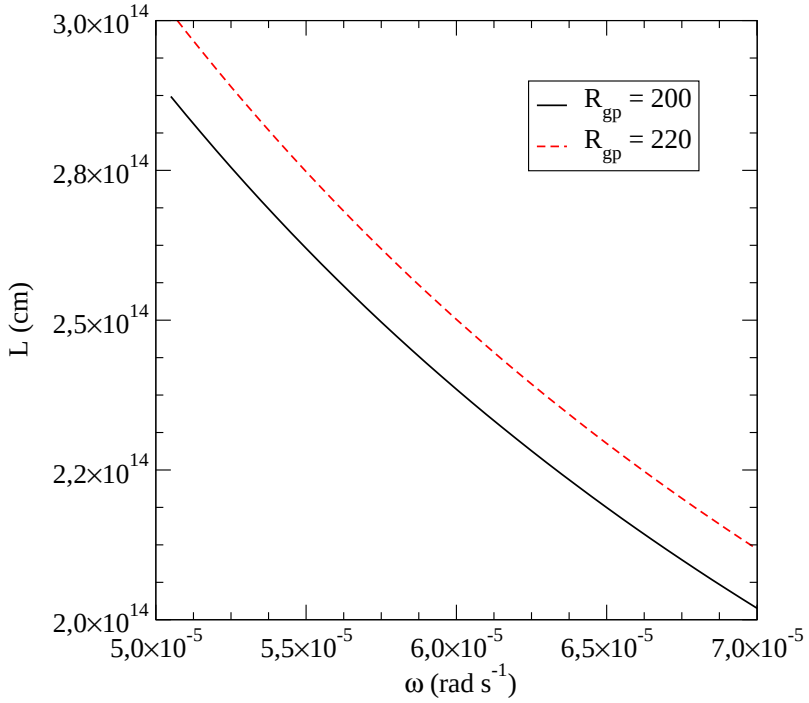

Figura 3.2: Variação na razão gás-grão de 10% do valor usado para a linha cheia.

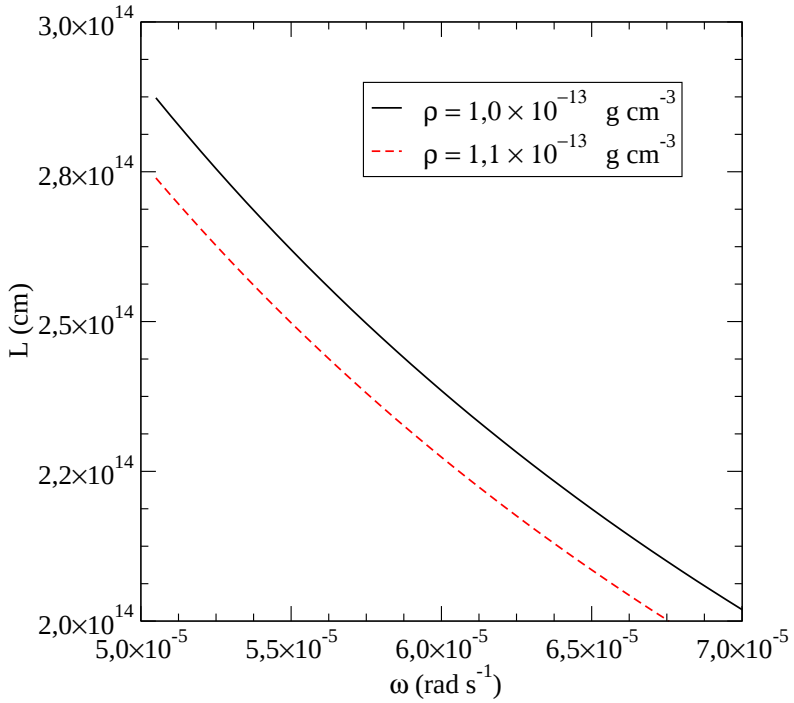

Figura 3.3: Variação na densidade de gás de 10% do valor usado para a linha cheia.

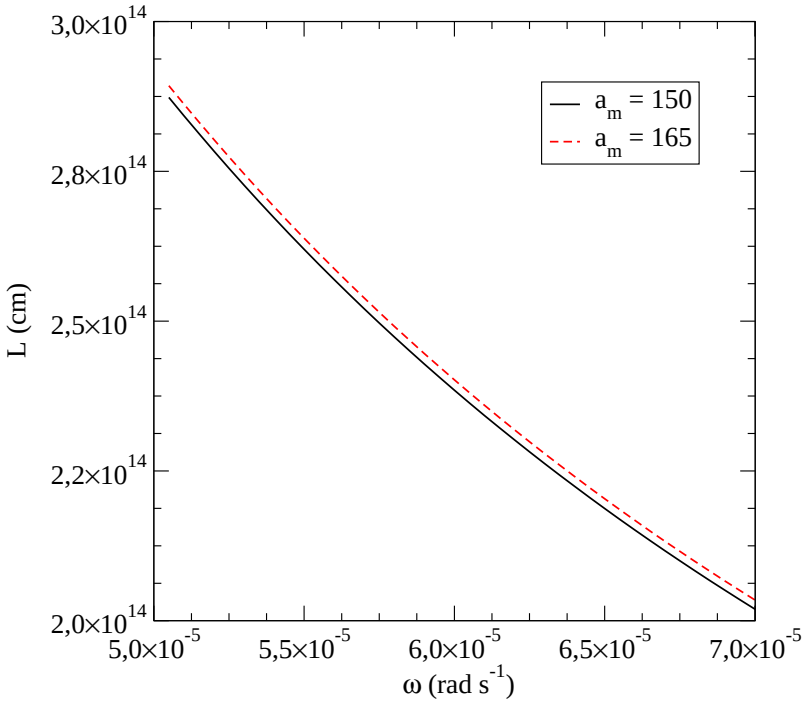

Figura 3.4: Variação na razão dos tamanhos dos grãos de 10% do valor usado para a linha cheia.

v. Resultados

Dos itens anteriores, podemos tirar algumas conclusões acerca da dependência do amortecimento cíclotron da poeira:

1. o comprimento de amortecimento é fracamente dependente da densidade eletrônica. Portanto, mesmo se o cálculo da densidade eletrônica não for bastante preciso, ele afetará muito pouco o comportamento do amortecimento da onda;

2. tanto um aumento na densidade de poeira quanto na densidade de gás faz com que as ondas sejam mais amortecidas;

3. o aumento da razão entre o maior e o menor grão, $a_m = a_2/a_1$, faz com que o amortecimento diminua.

Os resultados 2 e 3 podem ser resumidos em um só resultado: quanto maior a quantidade de poeira no vento, mais amortecida é a onda Alfvén.

No próximo capítulo, introduzimos esse novo mecanismo de amortecimento no vento de uma estrela supergigante fria de tipo espectral K5, idêntica à estrela usada no modelo I, e analisamos seu efeito na aceleração do vento.

Capítulo 4

Modelo II: Perda de Massa Através do Amortecimento Cíclotron da Poeira

As ondas Alfvén e a poeira freqüentemente estão presentes em plasmas astrofísicos e de laboratório. Devido a isso, a interação entre as ondas e a poeira tem sido bastante estudada ultimamente.

Um plasma constituído por elétrons, íons e pequenas partículas de poeira que participam do movimento coletivo do plasma é chamado de plasma empoeirado. O tamanho do grão de poeira é da ordem de μm ou menor. Ele é freqüentemente carregado negativamente, isso porque ao colidir com os elétrons, os grãos de poeira retêm em sua superfície os elétrons do gás.

Alguns trabalhos mostraram que a poeira pode ter um papel importante na aceleração de ventos. No entanto, esses trabalhos se limitaram a estudar a pressão de radiação nos grãos. Acredita-se que a poeira se forma em regiões onde a temperatura está caindo e que essa característica esteja presente na região do ponto crítico. A hipótese de que grãos se formariam próximo a esse ponto do vento foi suportada pelos resultados do modelo de Gail & Sedlmayr (1987a) para envoltórios ricos em carbono em torno de estrelas com baixa emissão no ultravioleta. No entanto, não existe ainda nenhuma demonstração de que essa hipótese é aplicada a todos os casos. Todavia, se a poeira se forma mesmo próxima ao ponto crítico do vento, sua presença pode alterar substancialmente a dissipação de ondas.

Nesse novo modelo, chamado de modelo II, estudamos a possibilidade de explicar o vento de estrelas frias usando um mecanismo de amortecimento ainda não aplicado a esses ambientes: o amortecimento cíclotron da poeira (ver subseção 3.3). Nesta parte do trabalho, queremos estudar a influência desse mecanismo nas ondas Alfvén. Por esse motivo, não estamos mais considerando o amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície.

Para apresentar o modelo proposto, este capítulo está organizado da seguinte forma. Inicialmente, mostramos as características gerais do modelo II. Em seguida, apresentamos as modificações necessárias nas equações que governam o vento: como a onda não é mais monocromática, surgem nas equações do vento integrais na freqüência. Então, mostramos como é feito o cálculo dos limites de integração dessas integrais. Por fim, mostramos os resultados do modelo e a discussão.

4.1 Características gerais do modelo II

O modelo II tem por características:

1. geometria divergente nas linhas de campo magnético;
2. espectro de ondas Alfvén gerado na superfície da estrela;
3. ondas Alfvén amortecidas em uma banda de freqüências devido a sua interação com a poeira;
4. distribuição de tamanhos dos grãos seguindo uma lei de potência.

Quanto às partículas de poeira, em nosso modelo, adotamos as seguintes hipóteses:

1. as cargas dos grãos são constantes no tempo;
2. o plasma permanece neutro em todo o vento;
3. o número de partículas do plasma dentro da esfera de Debye e entre as partículas de poeira é alto (plasma empoeirado);
4. a distribuição de tamanhos de partículas é independente da sua localização no vento;

5. os grãos são esféricos e carregados negativamente;
6. a distribuição de grãos se dá para partículas entre raio mínimo a_1 e raio máximo a_2;
7. a carga varia linearmente com o raio do grão ($q_p \propto \mathcal{R}$);
8. a carga de cada partícula do grão é calculada na base do vento e é independente da sua localização no vento.

4.2 Modificações nas equações do vento

Como vimos na seção 3.3, o amortecimento cíclotron da poeira é diferente para ondas com diferentes freqüências. Por isso, para o modelo II, admitimos um espectro de ondas Alfvén que é amortecido de maneiras diferentes em cada freqüência.

No modelo I, usamos um fluxo monocromático de ondas Alfvén para acelerar o vento. Agora, o fato de termos um fluxo de ondas não-monocromático nos impõe algumas modificações nas equações do vento. Vejamos quais.

As equações do momento (2.2) e da energia (2.3) passam a ser escritas da seguinte forma:

$$u\frac{du}{dr} = -\frac{GM_\star}{r^2} - \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} - \frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon_T}{dr}$$

e

$$\rho u\frac{d}{dr}\left(\frac{u^2}{2} + \frac{5}{2}\frac{k_B T}{m} - \frac{GM_\star}{r}\right) + \frac{u}{2}\frac{d\epsilon_T}{dr} = (Q_T - P_R)\,.$$

O índice "T" indica que o parâmetro foi integrado na freqüência. Assim, ϵ_T é a densidade de energia das ondas Alfvén integrada na freqüência ω:

$$\epsilon_T = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \epsilon(\omega)d\omega$$

e Q_T é a taxa de aquecimento devido à onda integrada na freqüência:

$$Q_T = \int_{\omega_1}^{\omega_2} Q(\omega)d\omega = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\epsilon(\omega)}{L(\omega)}(u + v_A)d\omega\,. \tag{4.1}$$

A expressão para a densidade de energia das ondas Alfvén passa a ser escrita como:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0(\omega)\frac{M_0}{M}\left(\frac{1+M_0}{1+M}\right)^2 \exp\left\{-\int_{r_0}^{r}\frac{1}{L(\omega)}\,dr'\right\}.$$

É interessante notar que, no cálculo de ϵ_T, precisamos integrar a expressão anterior na freqüência. Dessa forma, são feitas duas integrações: uma em r e outra em ω.

Para calcular $\epsilon_0(\omega)$, usamos o fluxo inicial de energia das ondas $\phi_{A_0}(\omega) = \epsilon_0(\omega) v_{A_0}(1+3M_0/2)$, que é calculado de forma que a seguinte relação seja verificada:

$$\phi_{A_0}^T = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \phi_{A_0}(\omega)\, d\omega = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \phi_{A_0}(\omega_0) \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-0,6} d\omega\,,$$

onde o fluxo inicial integrado na freqüência, $\phi_{A_0}^T$, é um parâmetro de entrada do modelo. O fluxo de energia das ondas Alfvén é dado por:

$$\phi_A(\omega) = \phi_{A_0}(\omega) \frac{1+3M/2}{1+3M_0/2} \left(\frac{1+M_0}{1+M}\right)^2 \exp\left\{-\int_{r_0}^{r} \frac{1}{L(\omega)}\, dr'\right\}.$$

Neste trabalho, desconsideramos a pressão de radiação nos grãos de poeira como mecanismo adicional de aceleração de ventos. No apêndice C, mostramos que esse termo, que seria introduzido na equação do momento, é desprezível para a estrela que estamos modelando.

Usando as equações anteriores, obtemos a nova forma da equação de energia para o caso não-monocromático:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{2}{3}\frac{T}{r}\left[\frac{r(Q_T - P_R)}{\rho u (kT/m)} - \left(Z + \frac{r}{u}\frac{du}{dr}\right)\right] \tag{4.2}$$

e a equação do momento pode, então, ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{1}{u}\frac{du}{dr}\left[u^2 - \frac{5}{3}\frac{kT}{m} - \frac{\langle(\delta v)^2\rangle_T}{4}\left(\frac{1+3M}{1+M}\right)\right] = \\ = \frac{Z}{r}\left[\frac{5}{3}\frac{kT}{m} - \frac{2}{3}\frac{r(Q_T - P_R)}{Z\rho u} - \frac{GM_\star}{rZ} + \frac{r}{2Z}\int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\langle(\delta v)^2\rangle(\omega)}{L(\omega)}\, d\omega + \right. \\ \left. + \frac{\langle(\delta v)^2\rangle_T}{4}\left(\frac{1+3M}{1+M}\right)\right], \end{aligned} \tag{4.3}$$

onde:

$$\langle(\delta v)^2\rangle_T = \frac{\epsilon_T}{\rho}\,.$$

4.2.1 Cálculo dos limites de integração

A partir das equações apresentadas anteriormente, nota-se que é necessário efetuar o cálculo de algumas integrais na freqüência. O intervalo de integração é o intervalo da

banda de ressonância, conforme discutido na seção 3.3 e no apêndice B. Ele é definido pelos parâmetros ω_1 e ω_2, que são calculados da seguinte forma.

O limite superior ω_2 é a freqüência de ressonância da menor partícula, cujos raio, carga e massa são a_1, q_1 e m_1, respectivamente. Essa é a freqüência cíclotron da menor partícula, definida na equação 3.3:

$$\omega_2 \equiv \Omega_{d0} = \frac{q_1 B}{m_1 c}.$$

Supondo grãos esféricos, calculamos a sua massa através de

$$m_1 = \rho_{\rm gr} \frac{4}{3} \pi a_1^3$$

e a sua carga pela equação (B.4) apresentada no apêndice B.

Já o limite inferior ω_1 da integração é a freqüência de ressonância da maior partícula. Para calcular ω_1 seguimos o mesmo procedimento descrito no parágrafo anterior.

Como a massa do grão é proporcional a $\mathcal{R}^3$ e a carga é proporcional a $\mathcal{R}$, a freqüência cíclotron da poeira é proporcional a $\mathcal{R}^{-2}$. Assim sendo, o intervalo de ressonâncias possui a seguinte propriedade:

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{1}{a_m^2}.$$

Assim, quanto maior o intervalo de tamanhos de grãos, ou seja, maior a_m, mais estreita é a banda de ressonância.

4.3 Resultados e discussão

Como discutimos na seção 3.3, por estarmos supondo que os grãos possuem uma distribuição de tamanhos, as ressonâncias ocorrem em uma banda de freqüências. Se tivéssemos somente um tamanho de grãos no vento, as ondas Alfvén só seriam amortecidas em uma determinada freqüência: a freqüência cíclotron daqueles grãos. Neste trabalho, estamos supondo que a distribuição de tamanhos dos grãos vai desde $a_1 = 5,0 \times 10^{-7}$ cm até $a_2 = 2,5 \times 10^{-5}$ cm (Rodgers & Glassgold, 1991).

Fixamos os limites de integração (correspondentes aos limites da banda de ressonância) na base do vento, ou seja, ω_1 e ω_2 são calculados uma única vez a partir das condições

Tabela 4.1: Condições iniciais do modelo II para uma supergigante K5.

Parâmetro	valor	unidade
r_0	400	$R_\odot$
$M_\star$	16	$M_\odot$
$\phi^T_{A_0}$	$5,5 \times 10^6$	erg cm^{-2} s^{-1}
ρ_0	$1,07 \times 10^{-13}$	g cm^{-3}
B_0	10	G
T_0	3500	K
S	$4,0$	-
u_0	$1,48 \times 10^5$	cm s^{-1}
a_1	$5,0 \times 10^{-7}$	cm
a_2	$2,5 \times 10^{-5}$	cm
$q_p(a_1)$	$2,62$	e
$q_p(a_2)$	$131,15$	e
ω_1	$2,43 \times 10^{-1}$	rad s^{-1}
ω_2	$9,72 \times 10^{-5}$	rad s^{-1}

físicas do vento em r_0. No entanto, ω_1 e ω_2 dependem do campo magnético e das cargas das partículas. Ou seja, esses valores devem mudar ao longo do vento, uma vez que o campo magnético decai com r^{-Z} e a carga tem dependência com a temperatura. Essa alteração pode ser feita no modelo, mas está fora do âmbito deste trabalho.

Então, para a determinação do perfil de temperatura e do perfil de velocidade do vento de uma estrela supergigante fria, resolvemos o sistema de equações acopladas (1.5), (2.1), (2.12), (3.7), (4.1), (4.2) e (4.3). Para isso, usamos um conjunto de parâmetros iniciais bem semelhante ao do modelo I e que é apresentado na tabela 4.1. Para esse conjunto de parâmetros, as observações foram reproduzidas (Vidotto & Jatenco-Pereira, 2005b). É interessante notar que, para que a velocidade terminal do vento apresente valores compatíveis com as observações, fez-se necessária uma modificação no fluxo inicial de ondas Alfvén $\phi^T_{A_0}$ e no valor do parâmetro da divergência S em relação ao modelo I.

Dominik, Sedlmayr & Gail (1989) discutiram a localização do ponto de formação de grãos no vento de uma estrela fria. Segundo eles, a região onde se encontra o ponto crítico é uma região de intensa formação de grãos ($\sim 1,5\ r_0$). Na região interna a esse ponto, há formação de pequenas quantidades de poeira, mas isso seria um fenômeno local. Finalmente, na região mais externa ($\gtrsim 2\ r_0$), a poeira já estaria condensada e formaria um envoltório ao redor da estrela.

Com o intuito de reproduzir esse cenário, ou seja, reproduzir uma formação de grãos que ocorre gradualmente em uma região do vento, estamos supondo que $R_{gp} = \exp\{f\,(2-x)\} + 200$, onde $x = r/r_0$. Assim, para pequenos valores de x, ou seja, próximo à base do vento, $R_{gp} \gg 200$, implicando que a quantidade de gás é bem mais significativa que a de poeira (pequena quantidade de poeira). Para $x \geq 2$, $R_{gp} \simeq 200$ (Whitelock et al., 1994), indicando que o envoltório de poeira já foi formado e que o perfil de densidade de poeira acompanha o perfil de densidade de gás. Esse tipo de ajuste é coerente com os resultados que Gail & Sedlmayr (1985, 1987a); Dominik, Sedlmayr & Gail (1989); Krueger, Gauger & Sedlmayr (1994) obtêm para a evolução de n_p/n_H ao longo do vento, onde n_p é a densidade numérica de poeira. Aqui, adotamos $f \sim 12$: a maior parte da formação de poeira se daria, então, entre $\sim 1,5 - 2,0\ r_0$.

Os resultados do modelo II são mostrados nas figuras 4.1 e 4.2. Nessas figuras, apresentamos os perfis de velocidade e temperatura até 30 r_0. Na tabela 4.2, apresentamos os valores de alguns parâmetros obtidos a partir do modelo proposto. Os cálculos foram efetuados até 300 r_0, assim como no modelo I. Novamente, o nosso modelo foi capaz de reproduzir a velocidade terminal do vento e a sua taxa de perda de massa. Obtivemos: $u_\infty \simeq 57$ km s^{-1} e $\dot{M} \simeq 2,4 \times 10^{-7}$ M$_\odot$ ano^{-1}, respectivamente.

Aqui, também notamos um aquecimento no vento na região $\lesssim 1,5\ r_0$. O aumento na temperatura foi menos acentuado que no modelo I: obtivemos uma temperatura máxima de 6500 K em $\sim 1,5\ r_0$. Além disso, também notamos uma queda menos acentuada na temperatura. Isso ocorreu porque, inicialmente, as ondas Alfvén são pouco amortecidas e somente passam a ser mais efetivamente amortecidas após $2\,r_0$, que é a posição adotada para que, a partir daí, tenhamos uma quantidade de grão mais significativa no vento (ou seja, $R_{\rm gp} \simeq 200$). Assim, somente após algumas dezenas de raios estelares ($\sim 35\,r_0$), as

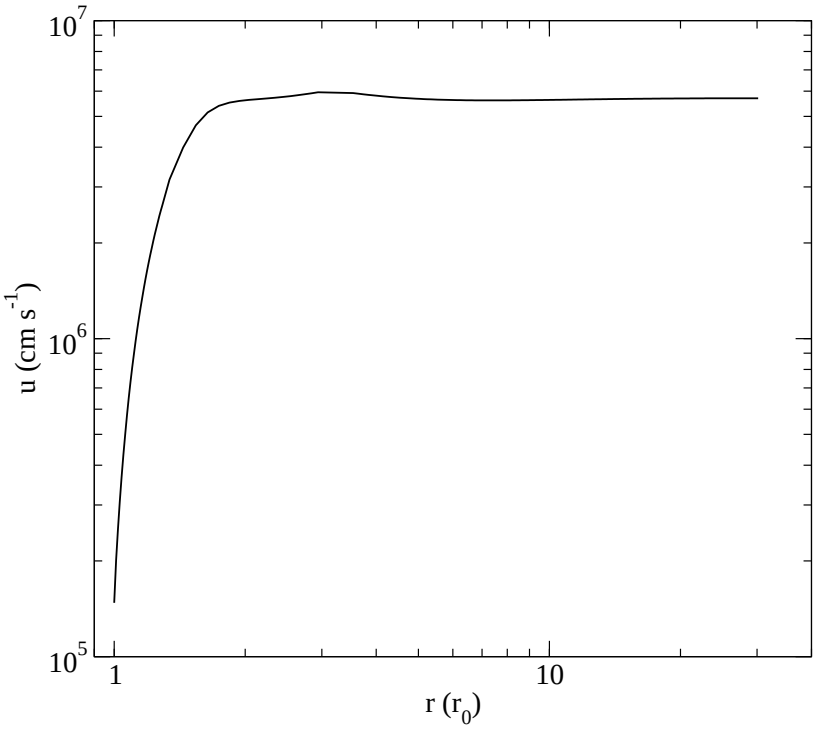

Figura 4.1: Perfil de velocidade do modelo II para uma supergigante K5.

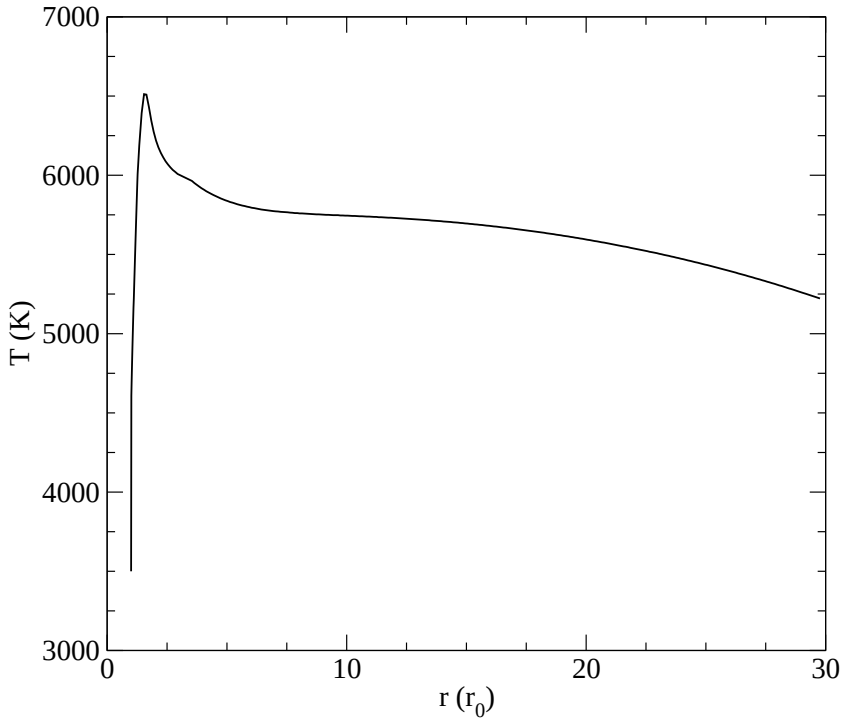

Figura 4.2: Perfil de temperatura do modelo II para uma supergigante K5.

Tabela 4.2: Resultados do modelo II para uma estrela supergigante K5. A taxa de perda de massa obtida foi de $\dot{M} \simeq 2,4 \times 10^{-7}$ $M_\odot$ ano^{-1}.

r (r_0)	u (km s^{-1})	T (K)	$-\log[\rho/(\text{g cm}^{-3})]$
1,00	1,5	3500	13,0
1,05	4,3	4878	13,5
1,10	8,1	5165	13,9
1,50	46,9	6511	15,2
2,00	56,3	6219	15,8
5,00	56,7	5836	17,0
10,00	56,3	5744	17,6
20,00	56,9	5593	18,2
50,00	57,0	3537	18,9
100,00	57,0	1404	19,6
200,00	57,0	554	20,2
300,00	57,0	327	20,5

ondas são completamente amortecidas no vento. Dessa forma, após esse ponto, a temperatura volta a decrescer somente por causa da expansão adiabática do vento.

No capítulo seguinte, fazemos uma comparação entre os resultados obtidos pelos modelos I e II. Além disso, comparamos também nossos modelos com outros modelos apresentados na literatura.

Capítulo 5

Comparações

Os dois modelos que apresentamos anteriormente reproduzem as observações da velocidade terminal e da taxa de perda de massa. No entanto, o modelo II é mais realista. Nesse modelo, pudemos eliminar um parâmetro de entrada que é desconhecido no modelo I: o comprimento de amortecimento inicial L_0 [ver eq. (2.6)]. Isso porque o amortecimento devido aos grãos, usado no modelo II, é unicamente determinado a partir de condições físicas do vento e dos grãos.

Neste capítulo, apresentamos algumas comparações entre os resultados obtidos pelos modelos I e II para uma estrela supergigante de tipo espectral K5. Essas comparações não levam em consideração as diferenças nas condições inicias: simplesmente comparamos os resultados que apresentamos nos capítulos anteriores. Aqui, comparamos também o modelo I com os modelos de JPO e Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002).

5.1 Comparações entre os modelos I e II propostos

Nas figuras 5.1, 5.2 e 5.3, mostramos os gráficos dos perfis de temperatura, dos comprimentos de amortecimento e dos perfis de velocidade para os dois modelos. Os perfis de temperatura apresentam diferenças perceptíveis (fig. 5.1). A primeira se deve ao máximo de temperatura. Enquanto no modelo I esse máximo ocorre por volta de 10000 K em $\sim 2\,r_0$, no modelo II, obtivemos um máximo de 6500 K em $\sim 1,6\,r_0$. A segunda diferença que facilmente notamos entre os modelos é relativa à queda de temperatura do vento.

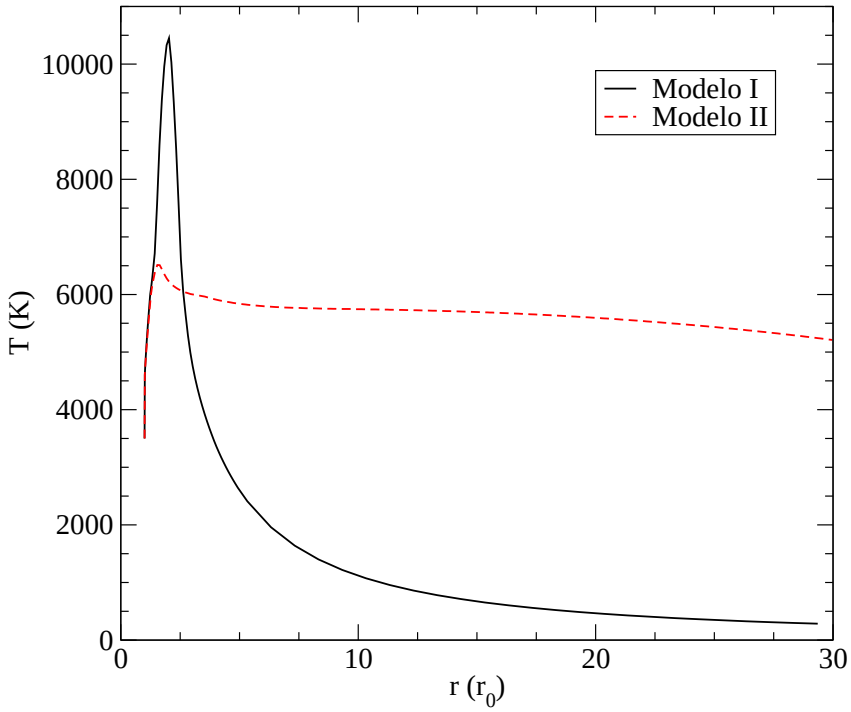

Figura 5.1: Perfis de temperatura obtidos pelos dois modelos propostos para uma supergigante K5.

No modelo II, essa queda ocorre de maneira mais suave do que a queda apresentada no modelo I. Atribuímos essas diferenças aos diferentes comportamentos dos amortecimentos adotados. Vejamos o porquê.

Como mostramos na figura 5.2, o comprimento de amortecimento do mecanismo ressonante de ondas Alfvén de superfície (modelo I) é sempre menor que o comprimento do amortecimento cíclotron da poeira (modelo II). Nessa figura, apresentamos o amortecimento cíclotron da poeira integrado na freqüência. Ou seja:

$$\frac{1}{L_{\mathrm{II}}} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{1}{L(\omega)} d\omega \, .$$

O comprimento de amortecimento indica o quanto a onda é amortecida: quanto maior o seu valor, menos a onda é amortecida. Sendo assim, como $L_{\mathrm{I}} < L_{\mathrm{II}}$, vemos que a onda Alfvén é mais amortecida no modelo I em relação ao modelo II.

Dessa forma, como as ondas são menos amortecidas na região subcrítica do modelo II comparativamente ao modelo I, a temperatura sobe menos pois há um menor aquecimento do plasma devido à dissipação das ondas. É por esse mesmo motivo que a temperatura

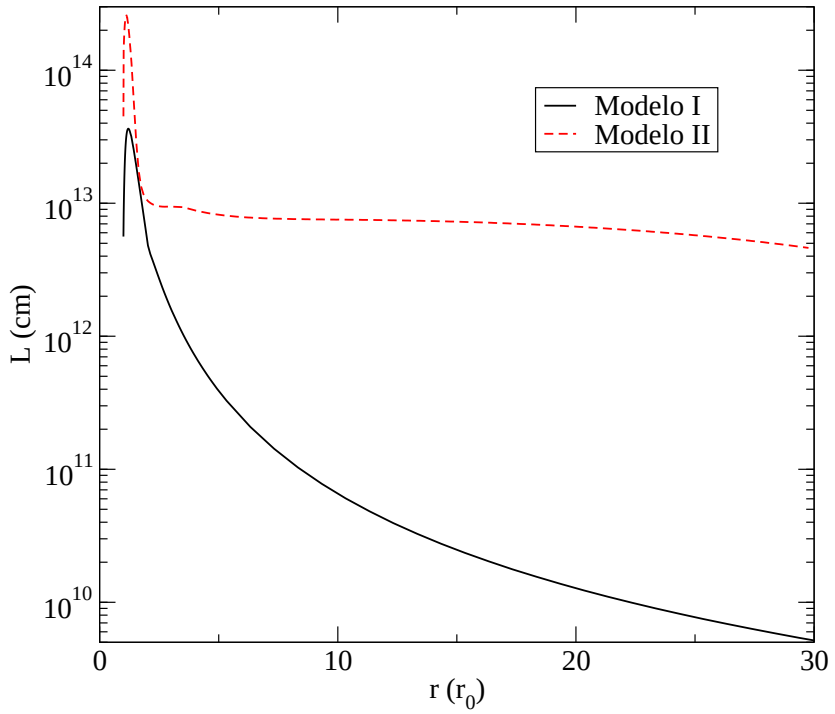

Figura 5.2: Gráfico dos comprimentos de amortecimento usados nos modelos I e II. O comprimento de amortecimento do modelo II que aqui apresentamos é integrado na freqüência.

cai mais rapidamente no modelo I: como as ondas se dissiparam mais rapidamente na região subcrítica, já não há mais energia para ser transferida ao gás em boa parte da região posterior ao ponto crítico. Dessa forma, o gás se resfria mais rapidamente do que no modelo II, onde as ondas ainda possuem uma fração considerável de energia até algumas dezenas de raios estelares.

Já os perfis de velocidade dos dois modelos são qualitativamente os mesmos (fig. 5.3) e apresentam velocidades terminais parecidas. A maior diferença entre os dois perfis é quanto ao máximo de velocidade. No modelo I, esse máximo é ~ 100 km s^{-1} e ocorre em $\sim 2\,r_0$, enquanto no modelo II, o máximo é de ~ 60 km s^{-1} e ocorre em $\sim 3\,r_0$. Como as ondas Alfvén são mais amortecidas na região subcrítica do modelo I, elas transferem mais momento para o gás, explicando o maior máximo de velocidade.

Hartmann & MacGregor (1980) e Leer & Holzer (1980) concluíram que o vento massivo e frio de uma supergigante de tipo tardio necessita que o fluxo de energia das ondas

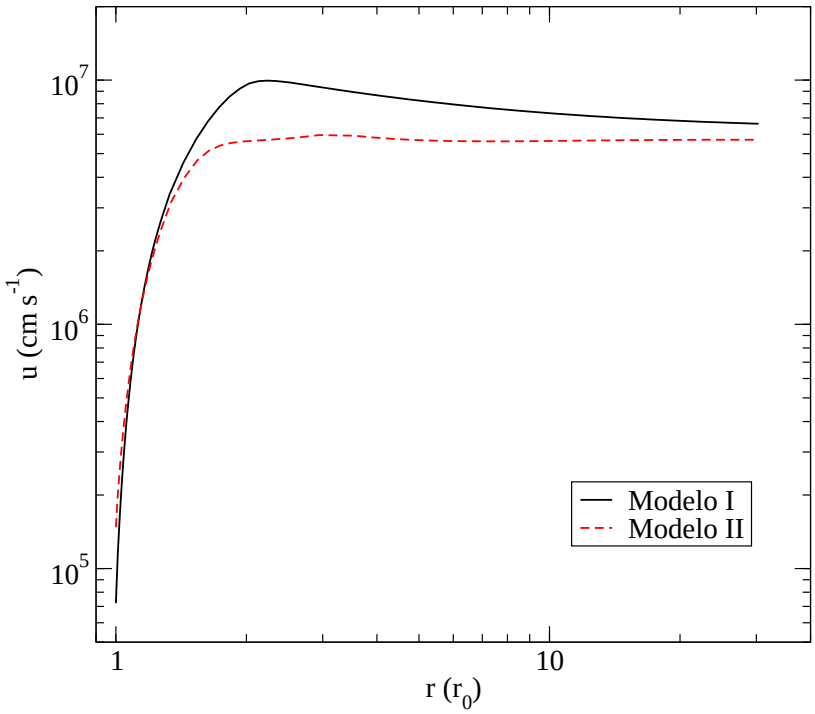

Figura 5.3: Perfis de velocidade obtidos pelos dois modelos propostos para uma supergigante K5.

seja quase todo depositado na região anterior ao ponto crítico do vento para produzir a alta taxa de perda de massa e a baixa velocidade terminal inferidas observacionalmente. Isso é o que ocorre no modelo I, mas não no modelo II. O que mostramos no modelo II é que mesmo que as ondas não sejam dissipadas quase que totalmente na região subcrítica, ainda assim o vento possui uma alta taxa de perda de massa e uma baixa velocidade terminal. A idéia desse modelo é ter ondas que se dissipem lentamente na região anterior ao ponto crítico e que são fortemente amortecidas após esse ponto. Essa idéia também já foi estudada por Havnes, Hartquist & Pilipp (1989).

5.2 Comparações com outros modelos da literatura

Também é interessante fazer uma comparação entre o modelo de JPO e o modelo I. O modelo de JPO considera que o vento é isotérmico e tem uma temperatura de 10000 K. Para fazer essa comparação, adotamos as mesmas condições iniciais que JPO adotaram

em seu modelo e construímos a figura 5.4, onde apresentamos o resultado obtido por JPO e o resultado obtido pelo nosso modelo I.

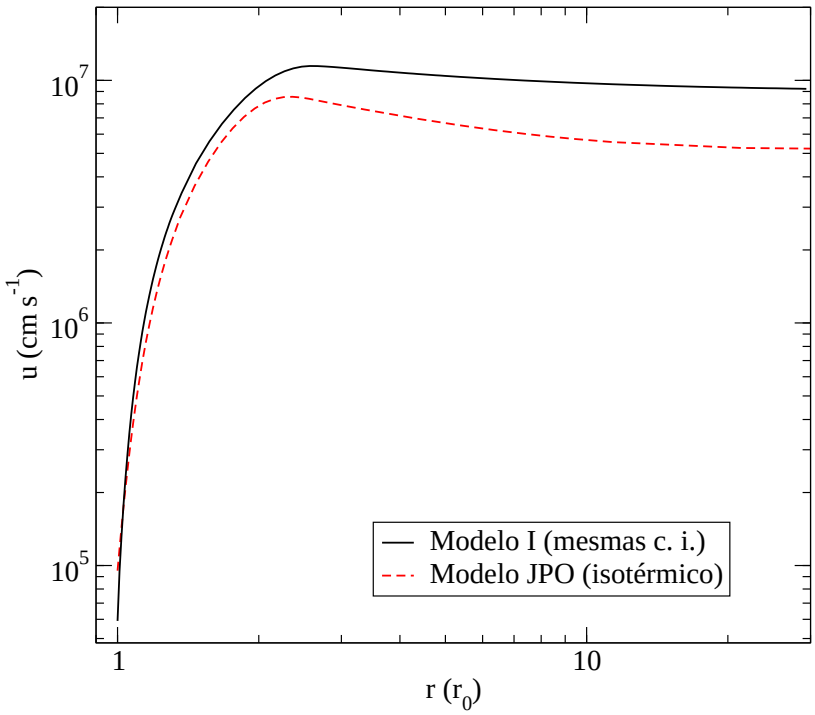

Figura 5.4: Gráfico comparativo entre o modelo isotérmico proposto por JPO e o modelo I usando as mesmas condições iniciais (c. i.) usadas por JPO.

A diferença essencial existente entre esses dois modelos é a equação de energia. A inclusão dessa equação acarretou no acréscimo de um termo proporcional a dT/dr não-nulo na equação do momento [ver eq. (A.7)]. Como podemos ver pela tabela 5.1, isso causou uma diferença sensível na velocidade terminal do vento, embora os perfis de velocidade continuem qualitativamente bastante semelhantes (ver fig. 5.4). Esse fato nos leva a concluir que o gradiente de temperatura gera um aumento na velocidade do vento.

Esse fato também foi notado por Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002) que construíram um modelo com o intuito de analisar como a inclusão de um perfil de temperatura modificaria os resultados obtidos por JPO. Para isso, eles supuseram um perfil de temperatura como parâmetro de entrada do modelo, diferente do modelo I, que tem o perfil de temperatura como resultado. No entanto, eles mostraram que, para que o modelo pudesse reproduzir a velocidade terminal e a taxa de perda de massa de uma

Tabela 5.1: Tabela comparativa entre os resultados obtidos pelo modelo isotérmico de JPO e pelo modelo I considerando mesmas condições iniciais de JPO.

modelo	u_∞ (km s^{-1})	$\dot{M}$(M$_\odot$ ano^{-1})
JPO (isotérmico)	$58,7$	$1,59 \times 10^{-7}$
modelo I (mesmas c. i.)	$90,6$	$9,75 \times 10^{-8}$

estrela supergigante de tipo tardio, era necessário aumentar o fluxo inicial de ondas de modo a tornar a velocidade compatível com observações.

No modelo I, uma simples alteração no parâmetro da divergência ($S = 4,5$ originalmente no modelo de JPO e $S = 5,2$ no modelo I) tornou possível a adequação de nossos resultados aos valores observados. No entanto, para o modelo II, quando incluímos a poeira no vento da estrela, também tivemos que aumentar o fluxo inicial de ondas, assim como Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002).

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

6.1 Conclusões

Construímos dois modelos de ventos de estrelas frias impulsionados por um fluxo inicial de ondas Alfvén (Vidotto & Jatenco-Pereira, 2005c). No modelo I, consideramos o caso de ondas monocromáticas, ou seja, ondas Alfvén com uma determinada freqüência. Nesse modelo, mostramos que o vento pode ser acelerado e adquirir uma velocidade terminal consistente com as velocidades terminais observadas para esse tipo de estrela. Além disso, verificamos que a taxa de perda de massa é também coerente com a esperada. Com esse modelo, mostramos que o perfil de temperatura de estrelas supergigantes frias apresenta um aumento próximo à base do vento e um decréscimo adiabático para pontos mais distantes da fotosfera da estrela. Nesse modelo, supusemos que as ondas Alfvén são amortecidas pelo mecanismo ressonante de ondas Alfvén de superfície.

Fizemos duas aplicações do modelo I. A primeira foi feita para a estrela α Ori, uma supergigante de tipo espectral M2. Nosso modelo foi novamente capaz de reproduzir dados observacionais dessa estrela, tais como a sua velocidade terminal e a sua taxa de perda de massa. A segunda aplicação foi feita para a supergigante vermelha λ Vel de tipo espectral K4. Os resultados obtidos foram, então, comparados com dados observacionais e mostraram uma concordância na velocidade terminal, mas não na taxa de perda de massa, cujo valor ainda é motivo de debate na literatura.

No modelo II, supomos que as ondas Alfvén possuem um espectro na forma de lei

de potência, assim como ocorre no Sol. Trocamos o amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície pelo amortecimento causado à onda devido à sua interação com as partículas de poeira do vento: o amortecimento cíclotron da poeira. Esse amortecimento é diferente para cada freqüência da onda. Ele ocorre quando a freqüência da onda é coincidente com a freqüência cíclotron do grão. Como estamos supondo que há uma distribuição de tamanhos de partículas de poeira, temos uma banda de freqüências cíclotron, ou seja, o amortecimento se dá em uma banda extensa ao invés de ocorrer em uma determinada freqüência, como ocorreria se todas as partículas tivessem o mesmo tamanho. Admitimos que a distribuição de tamanhos também é descrita por uma lei de potência.

Estudamos esse novo amortecimento e pudemos concluir que: (i) ele é fracamente dependente da densidade eletrônica; (ii) tanto um aumento na quantidade de poeira quanto na densidade de gás faz com que o amortecimento seja maior; (iii) o aumento da razão de tamanhos entre o maior e o menor grão, $a_m = a_2/a_1$, faz com que o amortecimento diminua.

Construímos, então, um novo código numérico para resolver as equações acopladas (2.1), (4.2) e (4.3) considerando o amortecimento cíclotron da poeira. Os limites de integração na freqüência são a menor e a maior freqüência de ressonância, ou seja, a freqüência cíclotron da maior e da menor partícula de poeira, respectivamente. Novamente, pudemos reproduzir a velocidade terminal e a taxa de perda de massa de uma estrela supergigante K5. O perfil de velocidade obtido foi bastante semelhante ao perfil de velocidade obtido com o modelo I. Já o perfil de temperatura apresentou diferenças consideráveis.

Então, no capítulo 5, fizemos uma comparação entre os modelos I e II e discutimos a fonte das diferenças existentes entre os perfis de temperatura. Atribuímos as diferenças aos diferentes comportamentos dos amortecimentos adotados. No modelo I, o amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície causou um amortecimento maior às ondas Alfvén do que o amortecimento cíclotron da poeira causou no modelo II. Dessa forma, a energia das ondas foi dissipada muito mais rapidamente no modelo I, explicando porque a temperatura desse modelo atingiu um valor mais elevado. Também, devido à melhor

eficiência do mecanismo de amortecimento ressonante de ondas Alfvén de superfície, o perfil de temperatura obtido a partir do modelo I apresentou uma queda mais brusca após o aumento: as ondas já teriam se dissipado quase que totalmente nessa região.

Além disso, também fizemos uma comparação do modelo I com o modelo desenvolvido por JPO e por Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002). Notamos que, para o modelo I, se ele possuir o mesmo conjunto de condições iniciais que o modelo isotérmico de JPO, apresentará uma velocidade terminal maior. Isso porque, assim como observado por Falceta-Gonçalves & Jatenco-Pereira (2002), o gradiente de temperatura leva a um aumento na velocidade do vento.

6.2 Perspectivas

Apesar de já se ter muitas décadas de existência, o tema *ventos estelares* é ainda um assunto em aberto na área da Astronomia. Já foram criados diversos modelos que tentam explicar essa perda de massa tão comum e tão importante para as estrelas. Dentro desse tema, encontra-se o interessante problema dos ventos de supergigantes frias, que, apesar de serem massivos, são muito lentos comparativamente aos ventos de outras estrelas.

O trabalho que desenvolvemos durante os últimos dois anos foi focado exclusivamente nesse tópico. No entanto, muito ainda pode ser feito e aprimorado. Aqui, apresentamos algumas sugestões:

- fazer aplicações para o modelo II;
- aprimorar o cálculo da densidade eletrônica;
- quanto ao amortecimento cíclotron da poeira, calcular ω_1 e ω_2 de forma auto-consistente para todo o vento;
- resolver as equações radiativas de forma a obter perfis de algumas linhas características de ventos, possibilitando-nos, então, comparar de forma mais precisa os resultados obtidos.

Apêndice A

Dedução das Equações do Vento

A.1 Densidade de energia da onda

As ondas Alfvén, assim como as ondas acústicas, fazem trabalho no meio por onde elas passam. Dessa forma, a sua densidade de energia não é conservada. No entanto, se não houver dissipação, a ação $\mathcal{A}$ da onda se conserva e temos[1] (Jacques, 1977):

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\mathcal{A}\vec{v_g}) = 0\,,$$

onde $v_g = u + v_A$ é a velocidade de grupo das ondas. Se considerarmos a presença de dissipação, definida por um comprimento de amortecimento L, podemos escrever a equação da ação da onda da seguinte forma:

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\mathcal{A}\vec{v_g}) = -\mathcal{A}\frac{v_g}{L}\,. \tag{A.1}$$

Suponhamos uma onda com freqüência ω e densidade de energia ϵ percorrendo um meio em repouso. Se o meio possuir uma velocidade u paralela ao vetor de onda $k_g = \omega/v_g$, o efeito Doppler causará uma diminuição na freqüência observada para $\omega - k_g u$ e uma diminuição na energia da onda. A ação é, então, dada por:

$$\mathcal{A} = \frac{\epsilon}{\omega - k_g u} = \frac{\epsilon}{\omega}(1 + M)\,.$$

Considerando estado estacionário, temos que $\partial\mathcal{A}/\partial t = 0$ e ω é constante.

[1] Essa equação é análoga à equação da conservação da massa (2.1).

Dessa forma, usando a equação de conservação da massa (2.1) e o fato de que $M \propto \rho^{-1/2}$, a equação (A.1) pode ser escrita como (Hartmann & MacGregor, 1980)

$$\frac{d}{dr}[\epsilon M(1+M)^2] = -\frac{1}{L}\epsilon M(1+M)^2 .$$

Assim, podemos escrever a seguinte expressão para a densidade de energia das ondas Alfvén:

$$\epsilon = \epsilon_0 \frac{M_0}{M}\left(\frac{1+M_0}{1+M}\right)^2 \exp\left\{-\int_{r_0}^{r}\frac{1}{L}\,dr'\right\} .$$

Além disso, também temos que:

$$\frac{d\epsilon}{dr} = -\frac{\epsilon}{L} - \frac{\epsilon}{M}\frac{(1+3M)}{(1+M)}\frac{dM}{dr} . \tag{A.2}$$

Como $M = u/v_A$, vem que:

$$\frac{dM}{dr} = M\left(\frac{1}{u}\frac{du}{dr} - \frac{1}{v_A}\frac{dv_A}{dr}\right) . \tag{A.3}$$

Usando $v_A = B/(\sqrt{4\pi\rho})$, podemos escrever:

$$\frac{dv_A}{dr} = v_A\left(\frac{1}{B}\frac{dB}{dr} - \frac{1}{2\rho}\frac{d\rho}{dr}\right) . \tag{A.4}$$

Pela equação da conservação da massa (2.1), temos que $\rho u A(r) = \rho_0 u_0 A(r_0)$. Dessa forma:

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} = -\left(\frac{1}{A(r)}\frac{dA(r)}{dr} + \frac{1}{u}\frac{du}{dr}\right) .$$

Usando a expressão (1.4) para a geometria, podemos escrever:

$$\frac{1}{A(r)}\frac{dA(r)}{dr} = \frac{Z}{r} ,$$

onde Z foi definido em (2.2.4). Assim sendo, temos que:

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} = -\left(\frac{Z}{r} + \frac{1}{u}\frac{du}{dr}\right) .$$

Usando a equação (1.5), temos:

$$\frac{1}{B}\frac{dB}{dr} = -\frac{Z}{r} .$$

Substituindo esses últimos resultados em (A.4), podemos escrever:

$$\frac{dv_A}{dr} = v_A\left[-\frac{Z}{r} + \frac{1}{2}\left(\frac{Z}{r} + \frac{1}{u}\frac{du}{dr}\right)\right] = \frac{v_A}{2}\left(\frac{1}{u}\frac{du}{dr} - \frac{Z}{r}\right) .$$

Voltando à equação (A.3):

$$\frac{dM}{dr} = M\left[\frac{1}{u}\frac{du}{dr} - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{u}\frac{du}{dr} - \frac{Z}{r}\right)\right] = \frac{M}{2}\left(\frac{1}{u}\frac{du}{dr} + \frac{Z}{r}\right).$$

Assim, podemos reescrever (A.2) como:

$$\frac{d\epsilon}{dr} = -\frac{\epsilon}{L} - \frac{\epsilon}{2}\frac{(1+3M)}{(1+M)}\left(\frac{1}{u}\frac{du}{dr} + \frac{Z}{r}\right). \tag{A.5}$$

A.2 Sistema de equações diferenciais

Nesta seção, são feitas manipulações nas equações do momento e da energia [eqs. (2.2) e (2.3)] de forma a podermos escrevê-las em formas mais adequadas para a inserção no código numérico desenvolvido.

A equação da energia (2.3) pode ser escrita como:

$$\rho u\left(u\frac{du}{dr} + \frac{5}{2}\frac{k_B}{m}\frac{dT}{dr} + \frac{GM_\star}{r^2} + \frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon}{dr}\right) = (Q - P_R).$$

Substituindo a equação do momento (2.2) na equação anterior e após simplificações, temos que:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} + \frac{5}{2}\frac{k_B}{m}\frac{dT}{dr} = \frac{(Q-P_R)}{\rho u}. \tag{A.6}$$

O termo com a pressão do gás, escrevemos da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} &= \frac{1}{\rho}\frac{d}{dr}\left(\frac{\rho k_B T}{m}\right) = \frac{k_B T}{m}\left(\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{T}\frac{dT}{dr}\right) = \\ &= \frac{k_B T}{m}\left[-\left(\frac{Z}{r} + \frac{1}{u}\frac{du}{dr}\right) + \frac{1}{T}\frac{dT}{dr}\right].\end{aligned} \tag{A.7}$$

Assim, inserindo a equação (A.7) na equação (A.6) e após manipulações algébricas, a equação da energia se torna:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{2}{3}\frac{T}{r}\left[\frac{r(Q-P_R)}{\rho u(kT/m)} - \left(Z + \frac{r}{u}\frac{du}{dr}\right)\right]. \tag{A.8}$$

Substituindo a equação (A.7) na equação do momento (2.2), temos:

$$u\frac{du}{dr} = -\frac{GM_\star}{r^2} - \frac{k_B T}{m}\left[-\left(\frac{Z}{r} + \frac{1}{u}\frac{du}{dr}\right) + \frac{1}{T}\frac{dT}{dr}\right] - \frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon}{dr}.$$

Usando as equações (A.5) e (A.8) na equação anterior e fazendo algumas manipulações algébricas, obtemos uma nova forma para a equação do momento:

$$\frac{1}{u}\frac{du}{dr}\left[u^2 - \frac{5}{3}\frac{kT}{m} - \frac{\langle(\delta v)^2\rangle}{4}\left(\frac{1+3M}{1+M}\right)\right] =$$
$$= \frac{Z}{r}\left[\frac{5}{3}\frac{kT}{m} - \frac{2}{3}\frac{r(Q-P_R)}{Z\rho u} - \frac{GM_\star}{rZ} + \frac{\langle(\delta v)^2\rangle}{2LZ}r + \frac{\langle(\delta v)^2\rangle}{4}\left(\frac{1+3M}{1+M}\right)\right].$$

Apêndice B

A Relação de Dispersão das Ondas Alfvén na Presença de Poeira

Na presença da poeira, o número de onda k da onda Alfvén é alterado. Assim, a relação de dispersão das ondas Alfvén, que para um plasma homogêneo era dada por (1.3), passa a ser escrita como (Tripathi & Sharma, 1996; Cramer, Verheest & Vladimirov, 2002):

$$k^2 = u_1 \pm u_2 \,, \tag{B.1}$$

onde o sinal $+$ se refere a ondas circularmente polarizadas à direita, o sinal $-$ se refere a ondas circularmente polarizadas à esquerda e u_1 e u_2 são dados por:

$$u_1 = \frac{\omega^2 \Omega_i^2}{v_{Ai}^2(\Omega_i^2 - \omega^2)} + \frac{\omega^2 \Omega_{d0}^2}{s v_{Ap}^2} \int_1^{a_m} \frac{f(a)da}{a(\Omega_{d0}^2/a^4 - \omega^2)} \tag{B.2}$$

e

$$u_2 = \frac{\omega^3 \Omega_i}{v_{Ai}^2(\Omega_i^2 - \omega^2)} + \frac{\omega^3 \Omega_{d0}}{s v_{Ap}^2} \int_1^{a_m} \frac{a f(a)da}{\Omega_{d0}^2/a^4 - \omega^2} \,. \tag{B.3}$$

Aqui: $s = c_4 \ln(a_m)$, Ω_i é a freqüência cíclotron dos íons, Ω_{d0} é a freqüência cíclotron máxima da poeira e $v_{A\alpha}$ é a velocidade Alfvén de uma espécie α, onde $\alpha = i, p$ para os íons e para a poeira, respectivamente. Para uma densidade ρ_α, ela é dada por:

$$v_{A\alpha} = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho_\alpha}} \,.$$

A freqüência cíclotron máxima da poeira é obtida para a partícula de massa mínima, conforme pode ser visto pela equação (3.3).

Conforme discutido na seção 3.3, a relação de dispersão da onda apresenta algumas singularidades. Quando a onda tiver a mesma freqüência da freqüência cíclotron de um grão, há ressonância e, conseqüentemente, a onda é amortecida. Devido a estarmos adotando uma distribuição de tamanhos, temos uma banda de ressonância se estendendo desde a menor freqüência cíclotron dos grãos até a maior freqüência cíclotron. A diferença entre haver ou não uma distribuição de tamanhos é que no primeiro caso, o amortecimento se dá em uma faixa de freqüências, enquanto que no segundo, ele se dá somente em uma determinada freqüência.

A condição de neutralidade do plasma nos diz que:

$$-en_e + en_i - z_p e n_p = 0\,.$$

Para calcular a carga z_p da poeira, usamos a equação de equilíbrio dada por Vladimirov (1997) que considera que as correntes eletrônica (I_e) e iônica (I_i) na superfície do grão estão em equilíbrio (isto é: $I_e + I_i = 0$) e que suas velocidades são distribuições Maxwellianas. Assim, tem-se que:

$$\frac{\omega_{p\,i}^2}{\omega_{p\,e}^2}\left(1 + \frac{z_p e^2}{\mathcal{R} k_B T}\right) = \frac{v_{Ti}}{v_{Te}} \exp\left\{-\frac{z_p e^2}{\mathcal{R} k_B T}\right\}\,, \tag{B.4}$$

onde $\omega_{p\,\alpha}$ é a freqüência de plasma [eq. (3.2)] e

$$v_{T\alpha} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_\alpha}}$$

é a velocidade térmica. A equação acima, para os parâmetros usados no modelo II, tem a seguinte propriedade para partículas não muito pequenas ($\mathcal{R} \gtrsim 10^{-7}$ cm): $z_p \propto \mathcal{R}$. Ou seja, a carga do grão cresce linearmente com o aumento de seu tamanho.

As ondas circularmente polarizadas à direita são amortecidas pela poeira, uma vez que os grãos são carregados negativamente. Já as ondas polarizada à esquerda não são amortecidas. Por isso, para calcular o amortecimento, usamos a relação (B.1) com o sinal positivo.

O processo de carregamento da poeira induz o aparecimento de uma parte complexa na relação de dispersão (B.1), o que leva a um novo mecanismo de amortecimento da onda. Essa parte complexa surge da resolução das integrais em (B.2) e (B.3). Após uma mudança de variável ($\Omega_{d0}/\omega = v^2$), escrevemos (B.2) e (B.3) como:

$$u_1 = \frac{\Omega_{d0}^2 \Omega_i^2}{v^4 v_{Ai}^2 (\Omega_i^2 - \Omega_{d)}^2 / v^4)} - \frac{c_4 \Omega_{d0}^2}{s v_{Ap}^2} \int_1^{a_m} \frac{1}{a(a^4 - v^4)} da$$

e

$$u_2 = \frac{\Omega_{d0}^3 \Omega_i}{v^6 v_{Ai}^2 (\Omega_i^2 - \Omega_{d)}^2 / v^4)} - \frac{c_4 \Omega_{d0}^2}{v^2 s v_{Ap}^2} \int_1^{a_m} \frac{a}{(a^4 - v^4)} da \,.$$

A integral

$$I_1 = \int_1^{a_m} \frac{1}{a(a^4 - v^4)} da \,,$$

tem como solução:

$$I_1 = \frac{1}{4v^4} \left[\ln \left(\left| \frac{a_m^4 - v^4}{a_m^4 (v^4 - 1)} \right| \right) \pm \pi i \right] \,.$$

Já a integral

$$I_2 = \int_1^{a_m} \frac{a}{(a^4 - v^4)} da \,,$$

tem como solução:

$$I_2 = \frac{1}{4v^2} \left[\ln \left| \left(\frac{v^2 - a_m^2}{v^2 + a_m^2} \right) \left(\frac{v^2 + 1}{v^2 - 1} \right) \right| \pm \pi i \right] \,.$$

Note que a variável v obedece à relação $|v| > 1$.

Dentre os dois sinais que aparecem nas expressões para I_1 e I_2, usamos o negativo, pois o outro resulta em um caso fisicamente sem sentido (Tripathi & Sharma, 1996). Assim, obtemos:

$$u_1 = \frac{\omega^2 \Omega_i^2}{v_{Ai}^2 (\Omega_i^2 - \omega^2)} - \frac{c_4 \omega^2}{4 s v_{Ap}^2} \ln \left(\left| \frac{a_m^4 - (\Omega_{d0}/\omega)^2}{a_m^4 [(\Omega_{d0}/\omega)^2 - 1]} \right| \right) + \frac{c_4 \omega^2}{4 s v_{Ap}^2} \pi i$$

e

$$u_2 = \frac{\omega^3 \Omega_i}{v_{Ai}^2 (\Omega_i^2 - \omega^2)} - \frac{c_4 \omega^2}{4 s v_{Ap}^2} \ln \left(\left| \left[\frac{(\Omega_{d0}/\omega) - a_m^2}{(\Omega_{d0}/\omega) + a_m^2} \right] \left[\frac{(\Omega_{d0}/\omega) + 1}{(\Omega_{d0}/\omega) - 1} \right] \right| \right) + \frac{c_4 \omega^2}{4 s v_{Ap}^2} \pi i \,.$$

Apêndice C

Pressão de radiação nos grãos

Quando o grão condensa na atmosfera da estrela, o fluxo de radiação passa a ser mais bloqueado. A absorção do fóton que vem da estrela causa dois efeitos: transferência de energia e transferência de momento do fóton para o grão. Os fótons vindos da estrela apresentam momento aproximadamente radial. Dessa forma, a absorção do fóton pelo grão se dá na direção radial, enquanto que a reemissão se dá de forma aproximadamente isotrópica. Isso gera uma aceleração do grão no sentido radial para fora da estrela.

Conforme os grãos vão sendo acelerados, eles colidem com as partículas do gás e produzem uma força de arraste nelas, possibilitando a geração de vento (acoplamento gás-grão). No entanto, se a densidade do gás é muito baixa na região de formação dos grãos, os grãos são acelerados, mas sofrem poucas colisões com o gás, não gerando o vento. A partir de agora, vamos quantificar a importância dos grãos na aceleração do vento supondo que essa eficiência é máxima, ou seja, que o gás e o grão estão acoplados.

A secção de choque da interação do grão com a radiação é normalmente escrita como o produto entre a secção de choque geométrica ($\pi\mathcal{R}^2$) e um fator de eficiência que depende tanto do tamanho do grão quanto do comprimento da radiação incidente. O que vai determinar o quão eficientemente os grãos vão acelerar o vento são as suas propriedades ópticas. A opacidade do grão depende de seu tamanho. Assim, para um grão esférico, a sua opacidade é dada pela razão entre a sua secção de choque e a sua massa, ou seja: $\pi\mathcal{R}^2\overline{Q}_{\rm pr}/m_p$, onde $\overline{Q}_{\rm pr}$ é a média do fator de eficiência do grão com respeito ao comprimento de onda da radiação incidente da estrela. Para uma mistura de gás e grão

caracterizada por uma razão gás-grão $R_{\rm gp}$, a opacidade é dada por (Willson, 2000):

$$\kappa_p = \frac{\rho_p}{\rho}\frac{\pi\mathcal{R}^2\overline{Q}_{\rm pr}}{m_p} = \frac{3\overline{Q}_{\rm pr}}{4\mathcal{R}\rho_{\rm gr}}\frac{1}{R_{\rm gp}}\,,$$

onde $\rho_{\rm gr}$ é a densidade do material do grão considerado esférico. A aceleração dos grãos devido à radiação estelar é, então, dada por:

$$g_R = \frac{\kappa_p L_\star}{4\pi c r^2}\,.$$

É interessante comparar a magnitude da aceleração do grão com a da aceleração gravitacional. Para isso, escrevemos a aceleração da gravidade $g_G = -GM_\star/r^2$ como sendo uma aceleração efetiva:

$$g_G^{\rm ef} = g_G + g_R = -\frac{GM_\star}{r^2}(1-\Gamma_p)\,,$$

onde:

$$\Gamma_p = \frac{\kappa_p L_\star}{4\pi c G M_\star}\,.$$

Ou seja, a pressão de radiação nos grãos é uma força que age contra a força da gravidade e pode ser entendida efetivamente como uma diminuição da força gravitacional. Supondo grãos com $\mathcal{R} \approx 5\times10^{-6}$ cm, $\rho_{\rm gr} = 3,3$ g cm^{-3} (grãos de silicato) e temperatura efetiva da estrela de 3500 K, temos que $\overline{Q}_{\rm pr} \sim 10^{-3}$ (Gilman, 1974). Se $R_{\rm gp} \simeq 200$, Γ_p atinge seu valor máximo:

$$\Gamma_p \simeq 0,03\,.$$

Sendo assim, em nosso modelo, a pressão de radiação vai alterar em, no máximo, 3% a aceleração da gravidade em um dado $r > 2\,r_0$. Acredita-se que ventos impulsionados somente pela pressão de radiação em grãos são muito raros ou até inexistentes. Mesmo quando o fator Γ_p é importante, ele só é significativo a uma distância considerável da estrela, quando a densidade de grãos é grande. No entanto, evidências observacionais indicam que os ventos de supergigantes vermelhas são iniciados muito antes do ponto de formação de grãos (Carpenter, Robinson & Judge, 1995). Ou seja, mesmo que a pressão de radiação seja importante, um outro mecanismo de aceleração de ventos é necessário na base do vento.

Bibliografia

Abbott, D. C. & Lucy, L. B.: 1985, Multiline transfer and the dynamics of stellar winds, *ApJ* **288**, 679

Alazraki, G. & Couturier, P.: 1971, Solar wind acceleration caused by the gradient of Alfvén wave pressure, *A&A* **13**, 380

Basri, G. S., Linsky, J. L., & Eriksson, K.: 1981, Outer atmospheres of cool stars VIII: IUE observations and chromospheric models for the supergiant stars β Draconis, ϵ Geminorum, and α Orionis, *ApJ* **251**, 162

Belcher, J. W.: 1971, Alfvénic wave pressures and the solar wind, *ApJ* **168**, 509

Belcher, J. W. & Davis, L.: 1971, Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium 2, *J. Geophys. Res.* **76**, 3534

Blackman, E. G.: 1999, On particle energization in accretion flows, *MNRAS* **302**, 723

Carpenter, K. G., Robinson, R. D., Harper, G. M., Bennett, P. D., Brown, A., & Mullan, D. J.: 1999, GHRS observations of cool, low-gravity stars 5: The outer atmosphere and wind of the nearby K supergiant λ Velorum, *ApJ* **521**, 382

Carpenter, K. G., Robinson, R. D., & Judge, P. G.: 1995, GHRS observations of cool, low-gravity star 2: Flow and turbulent velocities in the outer atmosphere of γ Crucis (M3.4 III), *ApJ* **444**, 424

Cassinelli, J. P.: 1979, Stellar winds, *ARA&A* **17**, 275

Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I.: 1975, Radiation-driven winds in Of stars, *ApJ* **195**, 157

Chen, L. & Hasegawa, A.: 1974, Plasma heating by spatial resonance of Alfvén wave, *Phys. Fluids* **17**, 1399

Cramer, N. F.: 2001, *The physics of Alfvén waves*, Berlim: Wiley-VCH, p. 216

Cramer, N. F., Verheest, F., & Vladimirov, S. V.: 2002, The Alfvén resonance in a dusty plasma with a distribution of grain sizes, *Phys. Plasmas* **9**, 4845

Cranmer, S. R.: 2004a, On the generation, propagation, and reflection of Alfvén waves from the solar photosphere to the distant heliosphere, astro-ph/0410639

Cranmer, S. R.: 2004b, New insights into solar wind physics from SOHO, astro-ph/0409260

Dominik, C., Sedlmayr, E., & Gail, H.-P.: 1989, The size distribution of dust particles in a dust-driven wind, *A&A* **223**, 227

Dos Santos, L. C., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 1993a, Effect of chemical abundance on a Wolf-Rayet stellar wind driven by radiation pressure and Alfvén waves, *A&A* **270**, 345

Dos Santos, L. C., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 1993b, Mass loss from Wolf-Rayet stars due to radiation pressure and Alfvén waves, *ApJ* **410**, 732

Eaton, J. A.: 1993, On the chromospheric structure of ζ Aurigae, *ApJ* **404**, 305

Elfimov, A. G., Galvão, R. M. O., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 2004, Global Alfvén wave heating of the magnetosphere of young stars, *ApJ* **600**, 292

Falceta-Gonçalves, D., de Juli, M. C., & Jatenco-Pereira, V.: 2003, Dusty molecular cloud collapse in the presence of Alfvén waves, *ApJ* **597**, 970

Falceta-Gonçalves, D. & Jatenco-Pereira, V.: 2002, The effects of Alfvén waves and radiation pressure in dust winds of late-type stars, *ApJ* **576**, 976

Friaça, A. C. S., Gonçalves, D. R., Jafelice, L. C., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 1997, Alfvén heating in optical filaments in cooling flows, *A&A* **324**, 449

Gail, H.-P., Keller, R., & Sedlmayr, E.: 1984, Dust formation in stellar winds I: A rapid computational method and application to graphite condensation, *A&A* **133**, 320

Gail, H.-P. & Sedlmayr, E.: 1985, Dust formation in stellar winds II: Carbon condensation in stationary, spherically expanding winds, *A&A* **148**, 183

Gail, H. P. & Sedlmayr, E.: 1987a, Dust formation in stellar winds III: Self-consistent models for dust-driven winds around C-stars, *A&A* **171**, 197

Gail, H.-P. & Sedlmayr, E.: 1987b, Dust formation in stellar winds V: The minimum mass loss rate for dust-driven winds, *A&A* **177**, 186

Gilman, R. C.: 1974, Planck mean cross-sections for four grain materials, *ApJS* **28**, 397

Glassgold, A. E. & Huggins, P. J.: 1986, The ionization structure of the circumstellar envelope of α Orionis, *ApJ* **306**, 605

Gonçalves, D. R., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 1993a, Extragalactic jets driven by Alfvén waves, *A&A* **279**, 351

Gonçalves, D. R., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 1993b, Formation of quasar clouds by thermal instability in the presence of Alfvén wave heating, *ApJ* **414**, 57

Gonçalves, D. R., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 1996, Two-phase broad-line regions in the presence of Alfvén wave heating: The role of nonlinear and turbulent heating, *ApJ* **463**, 489

Gonçalves, D. R., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 1998, The possibility of thermal instability in early-type stars due to Alfvén waves, *ApJ* **501**, 797

Harper, G. M., Brown, A., & Lim, J.: 2001, A spatially resolved, semiempirical model for the extended atmosphere of α Orionis (M2 Iab), *ApJ* **551**, 1073

Hartmann, L. & Avrett, E. H.: 1984, On the extended chromosphere of α Orionis, *ApJ* **284**, 238

Hartmann, L., Edwards, S., & Avrett, E.: 1982, Wave-driven winds from cool stars II: Models for T Tauri stars, *ApJ* **261**, 279

Hartmann, L. & MacGregor, K. B.: 1980, Momentum and energy deposition in late-type stellar atmospheres and winds, *ApJ* **242**, 260

Hasegawa, A. & Chen, L.: 1976, Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave, *Phys. Fluids* **19**, 1924

Havnes, O., Hartquist, T. W., & Pilipp, W.: 1989, Wave propagation in dusty cool stellar envelopes, *A&A* **217**, L13

Hollweg, J. V.: 1973, Alfvén waves in a two-fluid model of the solar wind, *ApJ* **181**, 547

Hollweg, J. V.: 1987, Resonance absorption of magnetohydrodynamic surface waves: Physical discussion, *ApJ* **312**, 880

Inverarity, G. W. & Priest, E. R.: 1995, Turbulent coronal heating III: Wave heating in coronal loops, *A&A* **302**, 567

Jacques, S. A.: 1977, Momentum and energy transport by waves in the solar atmosphere and solar wind, *ApJ* **215**, 942

Jatenco-Pereira, V. & Opher, R.: 1989a, Effect of diverging magnetic fields on mass loss in late-type giant stars, *A&A* **209**, 327, (JPO)

Jatenco-Pereira, V. & Opher, R.: 1989b, Observational limits on the coronal hole flow geometry in an Alfvén wave-driven solar wind, *ApJ* **344**, 513

Jatenco-Pereira, V. & Opher, R.: 1989c, Alfvén-driven protostellar winds, *MNRAS* **236**, 1

Jatenco-Pereira, V., Opher, R., & Yamamoto, L. C.: 1994, The power density spectrum break in an Alfvén wave-driven solar wind, *ApJ* **432**, 409

Knapp, G. R.: 1985, Mass loss from evolved stars IV: The dust-to-gas ratio in the envelopes of Mira variables and carbon stars, *ApJ* **293**, 273

Krieger, A. S., Timothy, A. F., & Roelof, E. C.: 1973, A Coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream, *Sol. Phys.* **29**, 505

Krueger, D., Gauger, A., & Sedlmayr, E.: 1994, Two-fluid models for stationary dust-driven winds I: Momentum and energy balance, *A&A* **290**, 573

Kuperus, M., Ionson, J. A., & Spicer, D. S.: 1981, On the theory of coronal heating mechanisms, *ARA&A* **19**, 7

Lee, M. A. & Roberts, B.: 1986, On the behavior of hydromagnetic surface waves, *ApJ* **301**, 430

Leer, E. & Holzer, T. E.: 1980, Energy addition in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **85**, 4681

Li, X. & Habbal, S. R.: 2003, Coronal loops heated by turbulence-driven Alfvén waves, *ApJ* **598**, L125

Lobel, A. & Dupree, A. K.: 2000, Modeling the variable chromosphere of α Orionis, *ApJ* **545**, 454

Lucy, L. B. & Abbott, D. C.: 1993, Multiline transfer and the dynamics of Wolf-Rayet winds, *ApJ* **405**, 738

Mallik, S. V. & Mallik, D. C. V.: 1988, Consequences of a chromospheric temperature rise on the formation of the H-α line in late-type supergiants, *MNRAS* **233**, 649

Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H.: 1977, The size distribution of interstellar grains, *ApJ* **217**, 425

Menzel, D. H.: 1937, Physical processes in gaseous nebulae I, *ApJ* **85**, 330

Munro, R. H. & Jackson, B. V.: 1977, Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 solar radii, *ApJ* **213**, 874

Narayan, R. & Yi, I.: 1994, Advection-dominated accretion: A self-similar solution, *ApJ* **428**, L13

Parker, E. N.: 1958, Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *ApJ* **128**, 664

Pereyra, N. A. & Kallman, T. R.: 2003, Hydrodynamic models of line-driven accretion disk winds III: Local ionization equilibrium, *ApJ* **582**, 984

Quataert, E.: 1998, Particle heating by Alfvénic turbulence in hot accretion flows, *ApJ* **500**, 978

Reimers, D.: 1977, Observational evidence for mass loss from K giants, G and K supergiants, *A&A* **57**, 395

Roddier, F. & Roddier, C.: 1985, An image reconstruction of α Orionis, *ApJ* **295**, L21

Rodgers, B. & Glassgold, A. E.: 1991, The temperature of the circumstellar envelope of α Orionis, *ApJ* **382**, 606

Ruderman, M. S., Berghmans, D., Goossens, M., & Poedts, S.: 1997, Direct excitation of resonant torsional Alfvén waves by footpoint motions, *A&A* **320**, 305

Schmutzler, T. & Tscharnuter, W. M.: 1993, Effective radiative cooling in optically thin plasmas, *A&A* **273**, 318

Schuller, P., Salomé, P., Perrin, G., Mennesson, B., Niccolini, G., de Laverny, P., Ridgway, S. T., Coudé du Foresto, V., & Traub, W. A.: 2004, Are dust shell models well-suited to explain interferometric data of late-type stars in the near-infrared?, *A&A* **418**, 151

Skinner, C. J., Dougherty, S. M., Meixner, M., Bode, M. F., Davis, R. J., Drake, S. A., Arens, J. F., & Jernigan, J. G.: 1997, Circumstellar environments V: The asymmetric chromosphere and dust shell of α Orionis, *MNRAS* **288**, 295

Skinner, C. J. & Whitmore, B.: 1987, The circumstellar environment of α Orionis, *MNRAS* **224**, 335

Tripathi, K. D. & Sharma, S. K.: 1996, Dispersion properties of low-frequency waves in magnetized dusty plasmas with dust size distribution, *Phys. Plasmas* **3**, 4380

Tu, C.-Y., Marsch, E., & Thieme, K. M.: 1989, Basic properties of solar wind MHD turbulence near 0.3 AU analyzed by means of Elsaesser variables, *J. Geophys. Res.* **94**, 11739

Vasconcelos, M. J., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 2000, Alfvénic heating of protostellar accretion disks, *ApJ* **534**, 967

Vasconcelos, M. J., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R.: 2002, The role of damped Alfvén waves in magnetospheric accretion models of young stars, *ApJ* **574**, 847

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R.: 1973, Structure of the solar chromosphere. Basic computations and summary of the results, *ApJ* **184**, 605

Vidotto, A. A. & Jatenco-Pereira, V.: 2005a, Alfvén wave driven winds in cool supergiant stars, em *ESA Special Publications 560: 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, em impressão

Vidotto, A. A. & Jatenco-Pereira, V.: 2005b, Alfvén waves in dusty winds of cool supergiant stars, em *Magnetic Fields in the Universe: from laboratory and stars to primordial structures*, em impressão

Vidotto, A. A. & Jatenco-Pereira, V.: 2005c, Dusty winds of late-type supergiant stars driven by Alfvén waves, em preparação

Vladimirov, S. V.: 1997, Plasma collective effects in the presence of dust, *Ap&SS* **256**, 85

Whitelock, P., Menzies, J., Feast, M., Marang, F., Carter, B., Roberts, G., Catchpole, R., & Chapman, J.: 1994, High mass AGB-stars in the south galactic CAP, *MNRAS* **267**, 711

Willson, L. A.: 2000, Mass loss from cool stars: Impact on the evolution of stars and stellar populations, *ARA&A* **38**, 573

Wirsich, J.: 1988, Photodestruction rates in the circumstellar shell of α Orionis by chromospheric radiation, *ApJ* **331**, 463

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