

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

Natália Fernanda de Souza Andrade

Mecanismos de aquecimento de discos de acrecção protoestelares

São Paulo

2017

Natália Fernanda de Souza Andrade

Mecanismos de aquecimento de discos de acréção protoestelares

Monografia apresentada ao Departamento de
Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica
e Ciências Atmosféricas da Universidade de
São Paulo como requisito para a conclusão do
curso de Astronomia.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador(a): Prof.^(a) Dr.^(a) Vera Jatenco
Silva Pereira

São Paulo

2017

Resumo

Discos de acreção são observados em torno de estrelas jovens, como estrelas T Tauri. Para que haja transporte do material do disco para a estrela é necessário que as partículas do disco percam um pouco de sua energia de rotação e “caiam” em direção ao objeto central. O mecanismo de transporte de momento angular mais promissor é a instabilidade magneto-rotacional (IMR). No entanto, esta instabilidade requer que as partículas do gás estejam acopladas às linhas de campo magnético. Para que isso ocorra, uma fração das partículas devem estar carregadas. Como a temperatura do disco é muito baixa, as partículas apresentam baixos graus de ionização. Assim, para que a IMR possa atuar em todo o disco são necessárias temperaturas mais altas. Há vários trabalhos na literatura que utilizam o amortecimento de ondas Alfvén como mecanismo extra de fonte de energia para o disco. Nesses trabalhos as ondas sofrem os amortecimentos: não-linear, turbulento e o amortecimento cíclotron da poeira. O objetivo do presente projeto é analisar qual destes mecanismos de amortecimento é o mais eficiente para o aquecimento do disco em função da distância radial e altura. Embora na literatura esses mecanismos de amortecimento foram utilizados independentemente eles podem atuar conjuntamente. Desta forma, pesquisou-se a maneira pela qual este acoplamento pode ser obtido de maneira a maximizar o aquecimento do disco. Paralelamente, um código numérico foi construído para resolver as equações que regem o disco, incluindo a combinação dos três mecanismos citados como fonte adicional de energia.

Abstract

Accretion disks are commonly found around young stars, such as T Tauri stars. In order to occur the transport of matter to the disk, the particles of the disk need to lose some of their rotational energy and fall towards the central object. The most promising mechanism of angular momentum transport is the magneto-rotational instability (MRI). However, this instability requires that the particles be coupled to the magnetic field lines. For this to happen, at least a fraction of the particles needs to be charged. As the temperatures through the disk are low, the ionization rates are also very small. Thus for the MRI to occur through the whole disk, the temperatures must be higher. There are several works in the literature that include the damping of Alfvén waves as an additional heating source. In these works the waves suffer the following dampings: non-linear, turbulent and the dust-cyclotron damping. The objective of this project is to analyse which of these damping mechanisms is the most efficient for the disk heating as a function of height and radial distance. Although in the literature these damping mechanisms were used independently they can act together. In this way, we investigated how this coupling can be obtained in a way to maximize the heating of the disc. In parallel, a numerical code was constructed to solve the equations which govern the disc, including combining the three mechanisms cited as an additional source of energy.

Lista de Figuras

2.1	Perfis de temperatura para um disco conforme proposto por Vasconcelos et al. (2000). O símbolo (*), está representando o perfil de temperatura para o amortecimento turbulento; a linha tracejada (—), as temperaturas relacionadas ao amortecimento não linear e o símbolo (●), o perfil associado à dissipação viscosa.	23
2.2	Temperaturas obtidas aplicando os mecanismos de amortecimento em um disco empoeirado. O símbolo (*) em vermelho representa as temperaturas relacionadas ao amortecimento turbulento, a linha tracejada (—) em verde representa as temperaturas relacionadas ao não linear, o símbolo (...) representa as temperaturas geradas pelo amortecimento cíclotron da poeira e o símbolo (●) em azul representa as temperaturas associadas à dissipação viscosa.	25
2.3	Temperaturas obtidas através da variação do parâmetro f . Na figura (a), estão representados os perfis de temperatura gerados com o parâmetro $f = 0,05$; na figura (b), $f = 0,001$	26
3.1	Perfis dos comprimentos de amortecimento.(a) Mecanismos turbulento (linha contínua) e não linear (linha pontilhada), em raios solares, em função da distância radial, em UA. (b) Diferença, em módulo, entre os comprimentos de amortecimento dos mecanismos turbulento e não linear, em função da distância radial, em UA.	28

3.2	Perfil da dispersão da velocidade quadrática média em função da distância radial. A linha cheia representa os valores de $\langle \delta v^2 \rangle$, conforme proposto por Vasconcelos et al. (2000). A linha traço-ponto, por sua vez, representa o perfil obtido segundo a equação proposta neste trabalho.	33
3.3	Perfis da taxa de amortecimento gerados pelo amortecimento não linear (linha cheia), pelo amortecimento turbulento (linha pontilhada) e pelo novo mecanismo que engloba os anteriores (linha-ponto). Nota-se que o mecanismo não linear gera as menores taxas enquanto o novo mecanismo gera as maiores taxas.	34
3.4	Perfis dos comprimentos de amortecimento não linear (linha cheia), turbulento (linha pontilhada) e do mecanismo que engloba os amortecimentos não linear e turbulento (linha-ponto).	35
3.5	Temperaturas obtidas para um disco com as seguintes condições: $M_* = 0,7 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $\mu = 2,33$, $R_* = 2,5 R_\odot$, $R_i = 2 R_*$ e $f = 10^{-3}$. Em linha contínua, as temperaturas geradas pelo amortecimento não linear, em linha pontilhada, as temperaturas do amortecimento turbulento e em linha-traço, as temperaturas geradas pelo mecanismo que engloba o não linear e o turbulento.	36
3.6	Perfil das temperaturas obtidas a partir da soma das energias dissipadas pelos mecanismos extras de aquecimento e a dissipação viscosa. Em linha contínua, as temperaturas geradas pela soma da energia dissipada pelo amortecimento não linear e pela dissipação viscosa, em linha pontilhada, as temperaturas geradas pelo amortecimento turbulento e a dissipação viscosa e em linha-traço, as temperaturas geradas pela soma do mecanismo que engloba o não linear e o turbulento e a dissipação viscosa.	37

Sumário

1. <i>Introdução</i>	11
1.1 Formação estelar	11
2. <i>Discos de acreção</i>	13
2.1 A Instabilidade Magneto-Rotacional (IMR)	14
2.2 Modelos de disco de acreção	14
2.2.1 Disco- α - modelo padrão	14
2.2.2 Disco em camadas	16
2.3 Aquecimento Alfvénico	16
2.3.1 Amortecimento não linear	18
2.3.2 Amortecimento turbulento	19
2.3.3 Amortecimento cíclotron da poeira	20
2.4 Procedimento adotado no cálculo das temperaturas	22
2.5 Resultados	22
2.5.1 Amortecimentos não linear e turbulento	22
2.5.2 Amortecimentos não linear, turbulento e cíclotron da poeira	24
3. <i>Acoplamento dos mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén</i>	27
3.1 Considerações iniciais	27
3.2 Verificações preliminares à parametrização	27
3.3 Amortecimento turbulento	29
3.4 Amortecimento não linear	30
3.5 Um novo modelo para a dispersão da velocidade quadrática média	30
3.6 Resultados	32

3.6.1	A dispersão da velocidade quadrática média	33
3.6.2	A taxa e o comprimento de amortecimento	34
3.6.3	Temperaturas obtidas	35
4.	<i>Conclusões e perspectivas</i>	39
	<i>Referências</i>	41

Introdução

A formação estelar permanece sendo um tema de grande interesse para as mais diversas áreas da Astronomia e Astrofísica. Os processos envolvidos podem ser utilizados para investigar tanto eventos como a formação de um sistema planetário (tal qual o Sistema Solar) quanto a formação de grandes estruturas, como as galáxias.

1.1 Formação estelar

Sabe-se que a formação estelar ocorre em regiões de alta densidade, formadas por gás e poeira com temperaturas da ordem de algumas dezenas de Kelvin. Tais regiões são denominadas nuvens moleculares e formadas, majoritariamente, por H_2 e CO. As baixas temperaturas são responsáveis por aglomerar o gás, tornando a região ainda mais densa. Quando a densidade atinge um nível crítico, as partes mais internas (e também mais densas) da nuvem colapsam sob seu próprio peso. Conforme tal colapso ocorre, a nuvem começa a se fragmentar e tais fragmentos resultarão em estruturas denominadas protoestrelas. Conforme a protoestrela se forma, gases livres que estão ao seu redor vão sendo acretados em direção ao núcleo, liberando energia cinética em forma de calor, aumentando, dessa forma, a temperatura e a pressão no interior da protoestrela. À medida que seu núcleo vai se tornando mais quente, tal estrutura passa a irradiar no infravermelho e torna-se opaco, aprisionando a radiação e elevando ainda mais a temperatura e pressão no centro. Quando a pressão é suficientemente grande, ela impede que mais gás caia no núcleo e o objeto torna-se uma protoestrela estável. Após alguns milhões de anos, inicia-se a fusão termonuclear no núcleo da protoestrela, o qual libera um forte vento estelar, responsável por cessar a acreção de matéria. Neste estágio, o objeto já passa a ser considerado uma

estrela jovem e recebe o nome de estrelas T Tauri, características por serem circundadas por discos protoestelares massivos e extremamente opacos (Hartmann, 2000).

O paradigma atual é que, durante o processo de formação estelar, um disco é formado ao redor do objeto central, e tal estrutura é a responsável por acretar matéria em direção ao objeto central, tendo um papel fundamental na evolução de protoestrelas. Para que ocorra o transporte de matéria, as partículas necessitam de perder um pouco de sua energia de rotação e “cair” em direção ao objeto central. O mecanismo mais promissor de transporte de momento angular é a instabilidade magneto-rotacional (IMR). Entretanto, para com que esta instabilidade ocorra, as partículas necessitam de estar acopladas às linhas do campo magnético, ou seja, pelo menos uma fração das partículas necessitam de estar carregadas o que exige que as temperaturas do disco sejam elevadas. Portanto, para que a IMR ocorra em toda a extensão do disco, é necessário aquecê-lo.

O objetivo deste Trabalho de Graduação, portanto, é estudar, de forma geral, o processo de formação estelar com um enfoque especial em mecanismos de aquecimento do disco de acreção protoestelar. Serão estudados três mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén: o amortecimento não linear (Völk e Cesarsky (1982); Lagage e Cesarsky (1983)), o turbulento (Hollweg, 1986) e o amortecimento cíclotron da poeira (Cramer et al., 2002).

O trabalho foi dividido em duas etapas: inicialmente, foi realizado um estudo dos processos físicos envolvidos em cada um dos mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén utilizados neste trabalho, obtendo, subsequentemente, a contribuição de cada um deles para o aquecimento do disco. Para tal, foram utilizados os modelos propostos por Vasconcelos et al. (2000) e Jatenco-Pereira (2013). Posteriormente, utilizou-se os resultados obtidos na primeira etapa para acoplar os mecanismos não linear, turbulento e cíclotron da poeira de forma a maximizar o aquecimento no disco.

Esta monografia organiza-se da seguinte forma: no Capítulo 2 discutiu-se as características do disco de acreção protoestelar e os modelos adotados no presente projeto, os mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén e o procedimento adotado para o cálculo das temperaturas; no Capítulo 3 descrevemos o acoplamento dos mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén e os resultados obtidos e as conclusões são apresentadas no Capítulo 4.

Discos de acreção

A evolução de um disco de acreção protoestelar está intrinsicamente relacionada com o transporte de momento angular, uma vez que se tal mecanismo não ocorresse, o disco permaneceria em órbita ao redor do objeto central e não apresentaria sinais de acreção, o que não ocorre (Hartmann, 2000).

O consenso atual é de que os mecanismos de transporte de momento angular são turbulentos, hipótese corroborada por observações de nuvens moleculares (Shu et al., 1987). Outra forte evidência é o fato do número de Reynolds¹ ser muito maior que 1, o que indica que o fluido deve ser turbulento. Balbus e Hawley (1991) propuseram um mecanismo relacionado aos campos magnéticos de baixa intensidade e que, atualmente, configura-se como o mais promissor no transporte de momento angular em discos de acreção protoestelares. Tal mecanismo ficou conhecido como Instabilidade Balbus-Hawley ou Instabilidade Magneto-Rotacional (IMR). Entretanto, para garantir a ocorrência da IMR, é necessário que o disco tenha um mínimo grau de ionização, de forma que as partículas do disco estejam congeladas às linhas de campo, o que exige a presença de altas temperaturas no disco. Quando levamos em conta apenas a dissipação viscosa, conforme proposto por Shakura e Sunyaev (1973), as temperaturas obtidas são aquém do valor necessário. Dessa forma, para garantir a ocorrência da IMR é necessária uma fonte extra de aquecimento para o disco.

¹ O número de Reynolds é definido como a relação entre as forças de inércia e as forças de viscosidade ($Re = \rho v D / \mu$, sendo ρ a densidade do fluido, v a velocidade média, e μ e D a viscosidade dinâmica do fluido e a dimensão linear característica do fluido, respectivamente). Valores baixos de Re indicam que o fluido é laminar, enquanto valores altos indicam sua turbulência.

2.1 A Instabilidade Magneto-Rotacional (IMR)

A Instabilidade Magneto-Rotacional é uma instabilidade extremamente poderosa que atua localmente, uma vez que sua taxa de crescimento é comparável à velocidade de rotação do disco. É considerada o mecanismo mais promissor de transporte de momento angular em discos de acreção astrofísicos (e.g. Armitage (1998)).

Considerando um disco Kepleriano, a IMR ocorre devido à combinação entre o campo magnético e a rotação do disco e caracteriza-se por transportar, de forma eficiente, momento angular em discos fracamente magnetizados, onde o parâmetro β do plasma, definido como a razão entre a pressão térmica e magnética ($\beta = P/(B^2/8\pi)$) é maior que 1. Fisicamente, esta instabilidade pode ser entendida da seguinte forma: suponha as partículas do disco de acreção acopladas às linhas do campo magnético. Dessa forma, se uma partícula é deslocada para uma órbita mais externa, apresentará uma velocidade de rotação superior às partículas da nova órbita. Essa diferença de momento fará com que a partícula seja deslocada para uma órbita ainda mais externa, onde a velocidade angular é ainda menor. Durante todo esse processo, a linha de campo à qual a partícula está congelada vai sendo esticada, de modo que uma força restauradora passa a agir sobre ela. Nessa configuração, passamos, então, a ter duas forças que agem de maneira antagônica: uma querendo levar a partícula para órbitas mais externas, enquanto a outra tende a trazer a partícula à sua posição inicial. Quando a força de restauração magnética é insuficiente para trazer a partícula de volta à sua órbita inicial, a partícula escapa, fazendo com que o disco perca momento angular (Julien e Knobloch, 2010).

2.2 Modelos de disco de acreção

2.2.1 Disco- α - modelo padrão

Proposto por Shakura e Sunyaev (1973), o modelo padrão propõe que a viscosidade é a única fonte de aquecimento atuante no disco, podendo ser definida como $\nu = \alpha c_s H$, onde o parâmetro α é uma constante de proporcionalidade menor que 1, c_s é a velocidade do som adiabática e H corresponde à escala de altura do disco. Este modelo supõe uma turbulência subsônica e que a escala de altura é o limite máximo de tamanho das células turbulentas. O modelo padrão ainda é viscosamente instável e adota que o disco está em

equilíbrio térmico local e irradia seu calor eficientemente. Dessa forma, o disco irradia o calor viscoso, esfria e torna-se geometricamente fino e opticamente espesso, em rotação Kepleriana.

Nesta configuração, temos de resolver as equações de estrutura do disco para a densidade (ρ), a temperatura central (T_c), a escala de altura do disco (H), a velocidade do som (c_s), a viscosidade (ν), a profundidade óptica (τ), a pressão do gás (P), a densidade superficial (Σ) e o campo magnético (B). Considerando a velocidade Kepleriana (Ω) como $\Omega = GM_*/R^3$, obtemos o seguinte sistema de equações, de acordo com Jatenco-Pereira (2013):

$$\rho = \Sigma/2H \quad (2.1)$$

$$H = c_s/\Omega \quad (2.2)$$

$$\Sigma\nu = \dot{M}/(3\pi)[1 - (R_i/r)^{1/2}] \quad (2.3)$$

$$\tau = (\Sigma/2)\kappa \quad (2.4)$$

$$c_s^2 = P/\rho \quad (2.5)$$

$$\nu = \alpha c_s H \quad (2.6)$$

$$P = \rho k_B T_c / m, \quad (2.7)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann e κ representa a opacidade e é dada pela lei de opacidades de Bell e Lin (1993):

$$\kappa = \kappa_0 \rho^A T_c^B, \quad (2.8)$$

onde, para temperaturas acima de 203 K, os parâmetros da opacidade, em CGS, são $A = 0$, $B = 1/2$ e $\kappa_0 = 0.1$. Já para temperaturas entre 203 K e 167 K, temos $A = 0$, $B = -7$ e $\kappa_0 = 2.0 \times 10^{16}$. Para temperaturas inferiores a 167 K, os parâmetros tomam os valores

de $A = 0$, $B = 2$ e $\kappa_0 = 2.0 \times 10^{-4}$. Os parâmetros de entrada são a distância radial inicial do disco, R_i , a massa da estrela, M_* , o raio, R_* , a taxa de acreção, \dot{M} , e a massa das partículas, $m = \mu m_p$, onde μ corresponde ao peso molecular médio e m_p à massa do próton.

2.2.2 Disco em camadas

O modelo de camadas, proposto por Gammie (1996), consiste na divisão do disco em diferentes camadas com diferentes graus de ionização. As camadas mais próximas à estrela são suficientemente ionizadas, de forma que permitem a ocorrência da IMR. De forma análoga, as camadas radialmente mais externas, ionizadas por raios cósmicos, também possuem uma ionização elevada devido à sua baixa densidade. Já a região intermediária possui temperaturas e densidades tais que a ionização não é suficiente para acoplar as partículas às linhas de campo magnético. Nesta região há transporte de momento angular nas camadas mais próximas à superfície inferior e superior do disco, as denominadas camadas ativas; a região próxima ao equador do disco, onde há baixa condutividade, foi denominada de zona morta. Gammie (1996) propôs ainda que as camadas ativas possuem densidades superficiais dependentes da taxa de incidência de raios cósmicos. Em seu trabalho, adotou o valor interestelar (Spitzer Jr e Tomasko, 1968) e obteve a densidade superficial, Σ , de 100 g cm^{-2} .

Vasconcelos et al. (2000) em seu trabalho utilizaram o modelo padrão de disco- α e o modelo em camadas para estudar como o amortecimento de ondas Alfvén pode aumentar a temperatura do disco. O disco foi dividido radialmente de acordo com a opacidade como descrito por Gammie (1996).

2.3 Aquecimento Alfvénico

Vasconcelos et al. (2000) utilizaram o modelo que descreve o disco geometricamente fino, opticamente espesso e não magnetizado, a priori, de forma que:

$$\frac{dF_z}{dz} = \frac{9}{4} \nu \rho \frac{GM_*}{R^3} \quad (2.9)$$

e

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right], \quad (2.10)$$

onde F_z é o fluxo de energia na direção z , G é a constante gravitacional e R , a distância radial no disco. Utilizando a relação $\Sigma = \int \rho dz$ e substituindo em 2.10, obtemos o fluxo total de energia ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) gerado pela dissipação viscosa, D_{vis} , no disco como uma função da distância radial:

$$F_z = D_{vis} = \frac{3GM_*\dot{M}}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]. \quad (2.11)$$

Vasconcelos et al. (2000), interessados nos mecanismos extras de aquecimento do disco, tratou a energia liberada segundo a seguinte relação:

$$D = D_{vis} + D_A, \quad (2.12)$$

onde D_A corresponde ao fluxo de energia gerado pelo amortecimento de ondas Alfvén e é definido da seguinte forma:

$$D_A = 2 \int_0^H H_A dz, \quad (2.13)$$

onde H_A é a taxa de aquecimento, a qual é definida como a razão entre o fluxo de ondas e o comprimento de amortecimento ($H_A = \Phi_w/L_A$). Adotou-se a frequência média (ϖ) como igual à $\varpi = F\Omega_i$, sendo Ω_i a frequência cíclotron, temos:

$$\varpi = F\Omega_i = F \frac{eB}{m_i c}, \quad (2.14)$$

sendo e a carga do elétron, m_i , a massa do íon e F um parâmetro livre menor que 1.

A densidade de energia contida nas ondas, ϵ_A , pode ser descrita como a soma das densidades de energias cinética e magnética:

$$\epsilon_A = \frac{1}{2}\rho \langle \delta v^2 \rangle + \frac{1}{2} \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{4\pi}, \quad (2.15)$$

sendo o primeiro termo referente à energia cinética associada à perturbação das partículas e o segundo termo referente à energia magnética associada à essa perturbação.

Adotando a equipartição de energia,

$$\frac{1}{2}\rho \langle \delta v^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{4\pi}, \quad (2.16)$$

e supondo que a amplitude do campo magnético, em segunda ordem, não pode ser maior que o campo magnético inicial, obtém-se:

$$\rho \langle \delta v^2 \rangle = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{4\pi} = \frac{f^2 B^2}{4\pi} \Rightarrow \langle \delta v^2 \rangle = \frac{f^2 B^2}{4\pi\rho} \Rightarrow \langle \delta v^2 \rangle = f^2 v_A^2, \quad (2.17)$$

onde v_A é a velocidade Alfvén e f um parâmetro livre menor que 1.

As equações que regem os mecanismos de amortecimento não linear, turbulento e cíclotron da poeira, são explicitadas nas próximas subseções.

2.3.1 Amortecimento não linear

O amortecimento não linear ocorre quando duas ondas Alfvén de frequências distintas, com direções de propagação opostas, se chocam, originando uma onda Alfvén com frequência ainda menor e uma onda sonora, a qual rapidamente se dissipa, liberando calor. No amortecimento não linear, o termo referente ao amortecimento das ondas Alfvén na Equação 2.13 tem a seguinte forma:

$$D_A = D_{nl} = 2 \int_0^H \frac{\Phi_w}{L_{nl}} dz, \quad (2.18)$$

onde $H_{nl} = \Phi_w/L_{nl}$, sendo Φ_w o fluxo de ondas Alfvén e L_{nl} o comprimento de amortecimento não linear. Por definição, $L_A = v_A/\Gamma_w$, ou seja, L_A é linearmente dependente da velocidade Alfvén, v_A , e inversamente dependente da taxa de amortecimento das ondas Γ_w . No caso do amortecimento não linear, Γ_w é dado por (Lagage e Cesarsky, 1983):

$$\Gamma_{NL} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \xi \bar{k} v_p \mathcal{F}, \quad (2.19)$$

onde $\bar{k} = \frac{\bar{\omega}}{v_A}$ é o número de onda médio, v_p é a velocidade das partículas no fluido, a qual pode ser aproximada pela velocidade do som, c_s , ξ é um parâmetro livre entre 5 e 10 e \mathcal{F} é a razão entre a densidade de energia contida nas ondas e a densidade de energia magnética.

Assim, a taxa de amortecimento não linear pode ser escrita como:

$$\Gamma_{NL} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \xi \left(\frac{c_s}{v_A} \right) \left(\frac{FeB}{m_i c} \right) \mathcal{F}. \quad (2.20)$$

sendo e a carga do elétron, m_i , a massa do íon e F um parâmetro livre menor que 1.

Sendo $\mathcal{F} = \frac{\epsilon_A}{M}$, onde $M = B^2/8\pi$ e partindo do princípio de equipartição de energia (Equação 2.16), obtemos, utilizando a Equação 2.17 e após alguma manipulação, a seguinte fórmula para a taxa de aquecimento para o amortecimento não linear:

$$\Gamma_{NL} = 2\left(\frac{\pi^3}{2}\right)^{1/2} \xi c_s \left(\frac{Fe}{m_i c}\right) \frac{\rho f^2 v_A}{B}. \quad (2.21)$$

Utilizando novamente a relação entre a taxa e o comprimento de amortecimento ($L_A = v_A/\Gamma_w$), obtemos, para o amortecimento não linear, a seguinte relação para o comprimento de amortecimento:

$$L_{NL} = \frac{1}{\sqrt{2\pi^3}\xi} \left(\frac{m_i c}{Fe}\right) \frac{B}{c_s \rho f^2}. \quad (2.22)$$

Sendo o fluxo de ondas, Φ_w , dado pela multiplicação entre a densidade de energia de ondas, ϵ_A , e a velocidade Alfvén, obtemos, após as considerações envolvendo a equipartição de energia a seguinte relação para o fluxo:

$$\Phi_w = \rho \langle \delta v^2 \rangle v_A. \quad (2.23)$$

Conforme proposto por Gammie (1996) supôs-se que além do raio de truncamento (0,1 UA), Σ é constante. Além disso, como estamos tratando do problema unidimensionalmente, assumimos que o campo magnético e a temperatura independem de z . Desta forma, a expressão para a energia liberada pelo amortecimento não linear no modelo de camadas, fica:

$$D_{NL} = \frac{\sqrt{2}}{2} f^4 F \frac{e\xi}{m_i c} \left(\frac{\gamma \mathfrak{R}}{\mu}\right)^{1/2} (\Sigma_a T_c h)^{1/2} B^2. \quad (2.24)$$

A Equação 2.24 foi utilizada para o cálculo das temperaturas geradas pelo amortecimento não linear.

2.3.2 Amortecimento turbulento

O amortecimento turbulento ocorre quando há a interação de uma onda Alfvén e uma célula turbulenta, resultando em uma onda Alfvén de menor amplitude e uma onda sonora, a qual rapidamente se dissipará, gerando calor. Hollweg (1986) propôs um mecanismo de amortecimento para a onda que possui um comprimento de amortecimento inversamente proporcional à intensidade do campo magnético, de acordo com a seguinte fórmula:

$$L_T = \frac{1}{B^{1/2} f}, \quad (2.25)$$

onde o fator $B^{1/2}$ relaciona-se ao comprimento de correlação, $L_{corr} \propto B^{1/2}$. Sabendo que a taxa de amortecimento das ondas é dada por $\Gamma = \frac{v_A}{L}$, temos que, para o amortecimento turbulento, a taxa de amortecimento das ondas é escrito como:

$$\Gamma_T = \left(\frac{B^3}{4\pi\rho} \right)^{1/2} f. \quad (2.26)$$

Devido à semelhança entre o espectro observado na coroa solar e o espectro de Kolmogorov, Hollweg (1986) postulou que a taxa de amortecimento é dada por:

$$H_{turb} = \frac{\rho \langle \delta v^2 \rangle^{3/2}}{L_{corr}}. \quad (2.27)$$

Substituindo a Equação 2.27 em 2.13 e supondo a densidade superficial constante, obtemos:

$$D_{turb} = \frac{4}{3} \left(\frac{f}{\sqrt{4\pi}} \right)^3 \left(\frac{B^7 h^3}{\Sigma} \right)^{1/2}. \quad (2.28)$$

A Equação 2.28 será utilizada na obtenção do perfil de temperatura associado ao mecanismo de amortecimento turbulento.

2.3.3 Amortecimento cíclotron da poeira

O amortecimento cíclotron da poeira consiste na liberação de energia térmica quando a frequências das ondas Alfvén e a frequência cíclotron dos grãos de poeira entram em ressonância. Como neste mecanismo considera-se uma distribuição para o tamanho dos grãos de poeira, será obtida uma banda de frequências ressonantes.

Jatenco-Pereira (2013) considerou a distribuição para o tamanho dos grãos de poeira proposta por Mathis et al. (1977).

$$f(R)dR \propto R^{-p}, \quad 3 \leq p \leq 4 \quad (2.29)$$

onde $c_p = (p - 1)/(1 - a_m^{1-p})$ e $R = a/a_1$, sendo a o raio dos grãos, os quais variam, tipicamente de $a_{min} = 0.001\mu m$ a $a_{max} = 1\mu m$. Em Jatenco-Pereira (2013), tomou-se $p = 4$, em concordância com o valor adotado por Cramer et al. (2002).

A relação de dispersão de um plasma homogêneo empoeirado² é descrito como:

$$k^2 = u_1 \pm u_2 \quad (2.30)$$

sendo u_1 e u_2 definidos da seguinte maneira:

$$u_1 = \frac{w^2 \Omega_i^2}{v_{Ai}^2 (\Omega_i^2 - w^2)} + \frac{w^2 w_{max}^2}{s v_{Ap}^2} \int_1^{a_m} \frac{f(R) dR}{R (\Omega_{d0}^2 / R^4 - w^2)} \quad (2.31)$$

e

$$u_2 = \frac{w^3 \Omega_i}{v_{Ai}^2 (\Omega_i^2 - w^2)} + \frac{w^3 w_{max}}{s v_{Ap}^2} \int_1^{a_m} \frac{R f(R) dR}{w_{max}^2 / R^4 - w^2}, \quad (2.32)$$

onde $s = c_4 \ln(a_m)$, w_{max} é a frequência cíclotron máxima da poeira e v_{Ai} e v_{Ap} correspondem à velocidade Alfvén dos íons e da poeira.

No caso de $\omega_{min} < \omega < \omega_{max}$, a integral apresenta singularidades, o que resulta na parte complexa do número de onda. Logo, é conveniente escrevermos $k = k_R + ik_C$ e resolvermos apenas as equações que envolvem k_C .

Dessa forma, o comprimento de amortecimento das ondas no caso do amortecimento cíclotron da poeira é dado por:

$$L \equiv L(w) = \frac{2\pi}{k_C(w)}. \quad (2.33)$$

Foi utilizado um fluxo de ondas Alfvén como uma lei de potência para o espectro de ondas da forma (Tu et al., 1989):

$$\Phi_{A\omega}^0 = \Phi_{A\omega_0}^0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-\beta} \text{ com } \beta = 0, 6. \quad (2.34)$$

Substituindo as equações 2.34 e 2.33 em 2.13, obtemos:

$$D_{cic} = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \frac{\Phi_{A,\omega}}{L(\omega) d\omega}, \quad (2.35)$$

a qual será utilizada nos cálculos para obter as temperaturas associadas ao amortecimento cíclotron da poeira.

² Plasma composto de elétrons, íons e poeira que apresenta comportamento coletivo.

2.4 Procedimento adotado no cálculo das temperaturas

Para obter as temperaturas geradas pelos mecanismos extras de aquecimento (amortecimentos não linear, turbulento e cíclotron da poeira), supôs-se que o disco irradia como um corpo negro, de forma que a temperatura efetiva é dada da seguinte forma:

$$T^4 = \frac{D_A}{\sigma}, \quad (2.36)$$

onde $\sigma = 5,669 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$ é a constante de Stefan-Boltzmann.

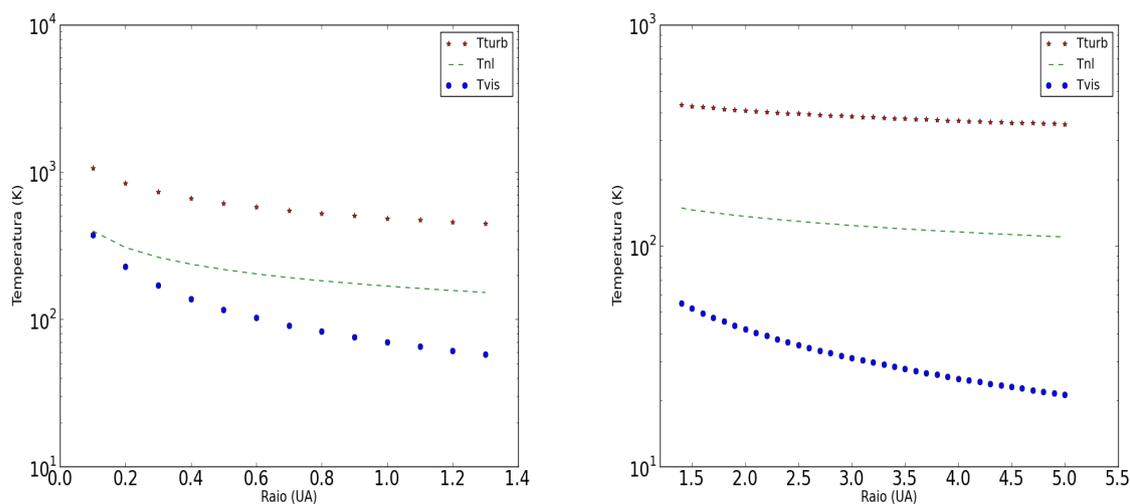
Os parâmetros iniciais foram calculados a partir do modelo de Gammie (1996), de forma que os cálculos foram divididos de acordo com a opacidade do disco. Assumiu-se também que todo o transporte é realizado pela turbulência magnetohidrodinâmica (MHD) e que a prescrição α (Shakura e Sunyaev, 1973) é válida em toda a extensão do disco.

Implementando as equações que simulam o disco, especialmente as equações 2.11, 2.24, 2.28 e 2.35 para o cálculo das temperaturas, em um código numérico em FORTRAN90, simulou-se, inicialmente, um disco sem a presença de poeira. Esse procedimento foi realizado para testar a validade do código numérico, de forma que seus resultados, mostrados na Figura 2.1, pudessem ser comparados aos obtidos por Vasconcelos et al. (2000). Posteriormente, uma outra simulação foi realizada, desta vez com um disco empoeirado, cujo objetivo era comparar a eficiência dos amortecimento não linear, turbulento e cíclotron da poeira em função da distância radial. Seus resultados estão representados na Figura 2.2.

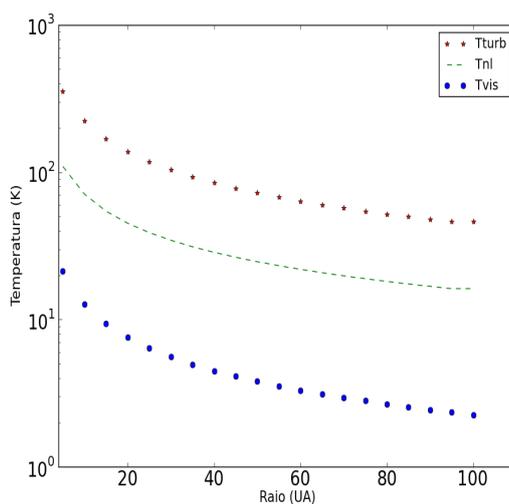
2.5 Resultados

2.5.1 Amortecimentos não linear e turbulento

Os parâmetros de entrada utilizados foram (Vasconcelos et al., 2000): $M_* = 0,5 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{ ano}^{-1}$, $R_* = 10^6 \text{ km}$, $f = 0,002$, $F=0,1$, $\xi = 5$, $\gamma = \frac{5}{3}$, $\mu = 0,6$ e $\Sigma = 100 \text{ g cm}^{-2}$. Os resultados obtidos pela simulação são apresentados na Figura 2.1. Tais resultados estão em concordância com aqueles obtidos por Vasconcelos et al. (2000), com pequenas flutuações relacionadas a erros intrínsecos ao cálculo numérico, como erros de truncamento e arredondamento.



(a) Perfil de temperatura para a região $0.1 < r < 1.4$ UA. (b) Perfil de temperatura para a região $1.4 < r < 5$ UA.



(c) Perfil de temperatura para a região $5 < r < 100$ UA.

Figura 2.1: Perfis de temperatura para um disco conforme proposto por Vasconcelos et al. (2000). O símbolo (*), está representando o perfil de temperatura para o amortecimento turbulento; a linha tracejada (---), as temperaturas relacionadas ao amortecimento não linear e o símbolo (●), o perfil associado à dissipação viscosa.

Analisando os gráficos da Figura 2.1, nota-se que, conforme evidenciado por Vasconcelos et al. (2000), enquanto as temperaturas obtidas pelo amortecimento turbulento (T_{turb}) são muito maiores que as demais, as temperaturas geradas pela dissipação viscosa (T_{vis}) e pelo amortecimento não linear (T_{nl}) possuem comportamentos extremamente semelhantes na região anterior a 0,2 UA. Para regiões mais externas ($r > 0,2$ UA), o comportamento segue

parecido, no entanto, começa a apresentar uma defasagem - as T_{vis} são sempre menores que as T_{nl} - devido à dependência mais forte da dissipação viscosa com a distância radial ($D_{vis} \propto r^{-3}$).

2.5.2 Amortecimentos não linear, turbulento e cíclotron da poeira

Considerando um disco empoeirado, utilizamos como parâmetros de entrada as condições iniciais propostas por Jatenco-Pereira (2013): $M_* = 0,7M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-7}M_\odot/ano$, $R_* = 2,5R_\odot$, $R_i = 2R_*$, $\mu = 2,33$ e $f = 0,05$. Resolvendo as equações que regem o disco, adicionadas dos mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén (não linear, turbulento e cíclotron da poeira), obtivemos os comportamentos apresentados na Figura 2.2 para $0,1 < r < 3$ UA.

Pela Figura 2.2, é possível notar a presença de dois comportamentos bem distintos. Enquanto os mecanismos de dissipação viscosa e de amortecimento cíclotron da poeira geraram temperaturas de mesma ordem (algumas centenas de Kelvin nas regiões mais próximas ao objeto central), os amortecimentos turbulento e não linear originaram temperaturas da ordem de 10^4 K. As temperaturas geradas pelos dois últimos mecanismos estão extremamente fora da faixa de temperatura esperada para objetos nas condições iniciais consideradas neste modelo. Ao observar tal discrepância, retornamos as equações que regem os amortecimentos (Seção 2.3) a fim de compreender os comportamentos anômalos.

A primeira grande diferença notada entre os três mecanismos, foi o grau de dependência destes com o parâmetro f do fluxo de ondas (Seção 2.3). Os amortecimentos não linear e turbulento são mais dependentes de f ($D_{nl} \propto f^4$ e $D_{turb} \propto f^3$). Em outras palavras, temos que estes dois mecanismos são mais sensíveis ao fluxo de ondas que o amortecimento cíclotron da poeira. Ou seja, um menor fluxo de ondas Alfvén é necessário, nos amortecimentos não linear e turbulento, para aquecer o disco em comparação ao cíclotron. Foi, então, realizado um estudo de como tais mecanismos (turbulento e não linear) reagem a diferentes intensidades de fluxos de onda, quando atuando em um disco empoeirado. Para tal, variou-se o parâmetro f , de forma a variar o fluxo de ondas aplicado no sistema.

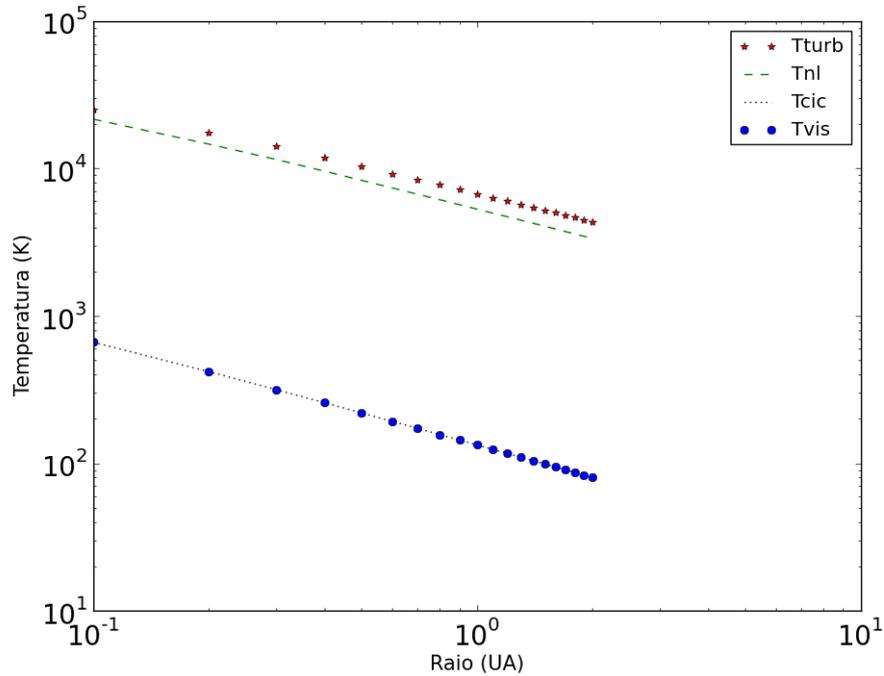


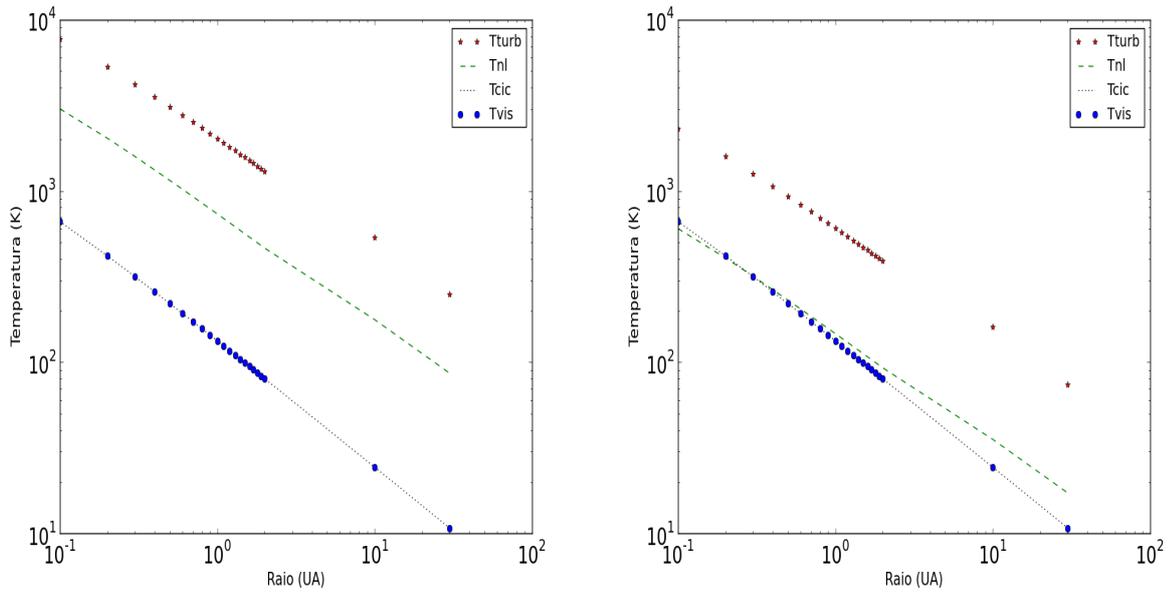
Figura 2.2: Temperaturas obtidas aplicando os mecanismos de amortecimento em um disco empoeirado. O símbolo (*) em vermelho representa as temperaturas relacionadas ao amortecimento turbulento, a linha tracejada (---) em verde representa as temperaturas relacionadas ao não linear, o símbolo (...) representa as temperaturas geradas pelo amortecimento cíclotron da poeira e o símbolo (●) em azul representa as temperaturas associadas à dissipação viscosa.

Uma outra possibilidade está relacionada ao fato de que, nos amortecimentos não linear e turbulento, há uma dependência com uma frequência média apenas, enquanto o amortecimento cíclotron considera uma distribuição de frequências. Tal dependência pode ter concentrado a energia dissipada pelos mecanismos não linear e turbulento, enquanto no cíclotron, esta concentração é diluída.

Conforme evidenciado nos gráficos da Figura 2.3, ao diminuirmos o valor do parâmetro f , as temperaturas dos amortecimentos não linear e turbulento também diminuem, enquanto que aquelas geradas pela dissipação viscosa mantém-se constante, uma vez que esta depende apenas da viscosidade. Quando o parâmetro f atinge valores da ordem de 0,001, as temperaturas começam a ser da ordem de 1000K, conforme descrito pela literatura.

Partindo da hipótese de que o comprimento de amortecimento (L) é o principal responsável pelas diferenças na temperatura e utilizando os dados da Figura 2.3, temos que, nos mecanismos turbulento e não linear, o comprimento de amortecimento é inversamente

proporcional ao fluxo, de forma que para fluxos grandes, o comprimento torna-se muito pequeno. Tal propriedade explica porque para f relativamente grandes, tais mecanismos geram temperaturas tão altas, conforme visto na Figura 2.2 e caem drasticamente conforme tal parâmetro diminui, o que não ocorre com o amortecimento cíclotron, uma vez que seu comprimento de amortecimento depende apenas da frequência cíclotron dos grãos de poeira.



(a) Perfis de temperaturas usando $f = 0,05$.

(b) Perfis de temperaturas usando $f = 0,001$.

Figura 2.3: Temperaturas obtidas através da variação do parâmetro f . Na figura (a), estão representados os perfis de temperatura gerados com o parâmetro $f = 0,05$; na figura (b), $f = 0,001$.

Acoplamento dos mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén

Nesta seção, serão descritos os procedimentos adotados para o acoplamento dos mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén considerados neste trabalho, sendo eles: o amortecimento não linear, o amortecimento turbulento e o amortecimento cíclotron da poeira. Para tal, devemos considerar os resultados previamente obtidos apresentados na Seção 2.5.

3.1 Considerações iniciais

A partir das equações referentes aos mecanismos não linear (Equações 2.18 - 2.24) e turbulento (Equações 2.25 - 2.28), decidiu-se parametrizar tais mecanismos em função da dispersão da velocidade quadrática média ($\langle \delta v^2 \rangle$), uma vez que tal propriedade é a única que não depende diretamente de propriedades intrínsecas do disco, como intensidade do campo magnético, densidade volumétrica, entre outros. Além disso, a velocidade quadrática média está intrinsecamente relacionada à diversos atributos específicos de cada um dos amortecimentos, como a taxa e o comprimento de amortecimento. Para tal, entretanto, é necessário explicitar a dependência de cada um desses mecanismos com $\langle \delta v^2 \rangle$.

3.2 Verificações preliminares à parametrização

A primeira verificação que fizemos foi com relação à sua escala de atuação. O amortecimento não linear ocorre quando duas ondas Alfvén interagem e resultam em uma terceira onda Alfvén de menor frequência e uma onda sonora que rapidamente se dissipará em ca-

lor. Devido à essa conjuntura, consideramos que a sua atuação contribui mais em pequena escala. Hollweg (1990) afirma também que o mecanismo turbulento é um mecanismo que atua localmente e, portanto, possui um importante papel em pequenas escalas. Segundo ele, a dissipação de energia em pequenas escalas é algo necessário para sua conversão em calor.

Em seguida, realizou-se um estudo do comportamento das temperaturas geradas pelo amortecimento turbulento e não linear. Conforme explicitado no Capítulo 2, as temperaturas do mecanismo turbulento são sempre maiores que as do não linear, fato explicado pelos comprimentos de amortecimento de cada um dos mecanismos, representados na Figura 3.1.

Sendo a energia dissipada dependente do inverso do comprimento de amortecimento ($D \propto L^{-1}$) e o comprimento de amortecimento inversamente proporcional à taxa de aquecimento, temos que a razão do amortecimento turbulento gerar temperaturas tão mais altas deve-se à sua taxa de aquecimento. Logo, uma das formas mais eficientes de aumentar as temperaturas geradas pelo mecanismo extra de aquecimento é maximizar a taxa de amortecimento dos mecanismos não linear e turbulento.

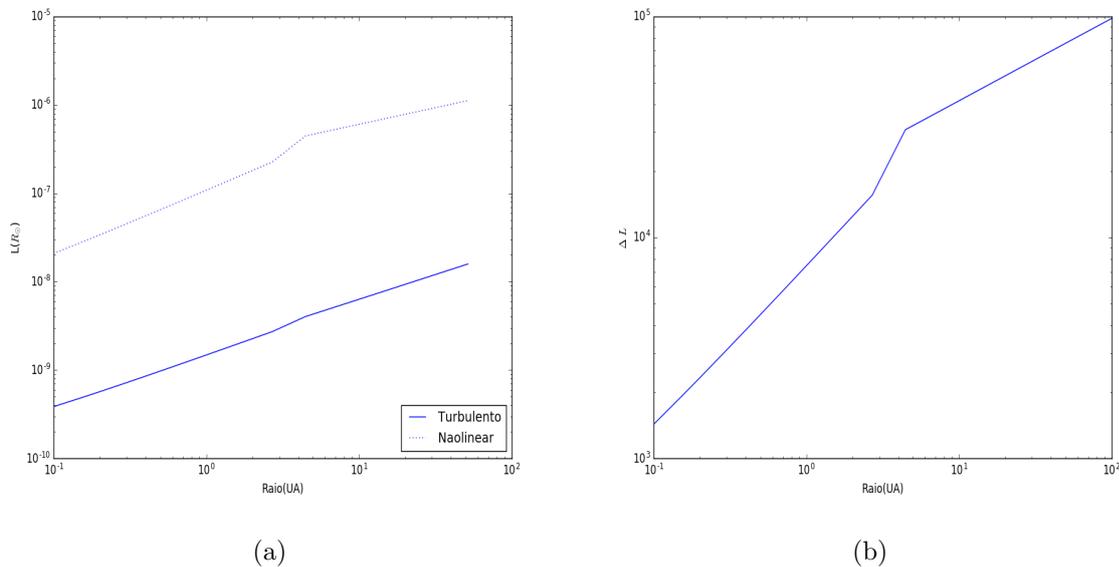


Figura 3.1: Perfis dos comprimentos de amortecimento.(a) Mecanismos turbulento (linha contínua) e não linear (linha pontilhada), em raios solares, em função da distância radial, em UA. (b) Diferença, em módulo, entre os comprimentos de amortecimento dos mecanismos turbulento e não linear, em função da distância radial, em UA.

Analisando as equações referentes aos mecanismos não linear e turbulento (Subseções 2.3.1 e 2.3.2), nota-se que as equações referentes às taxas de amortecimento de ambos os mecanismos (Equações 2.21 e 2.26 para o amortecimento não linear e turbulento, respec-

tivamente) dependem diretamente de parâmetros do disco, tais quais o campo magnético e a densidade volumétrica. Dessa forma, não há como modificar a taxa de amortecimento sem modificar as condições iniciais do disco. Isso se deve à parametrização utilizada inicialmente, proposta por Vasconcelos et al. (2000), onde adotamos a dispersão da velocidade quadrática média, $\langle \delta v^2 \rangle$, como proporcional à velocidade Alfvén (Equação 2.17). Dessa forma, a única maneira de maximizar $\langle \delta v^2 \rangle$ é abandonando a parametrização de Vasconcelos et al. (2000), conforme explicitado nas próximas sessões.

3.3 Amortecimento turbulento

Segundo Hollweg (1986), a taxa de aquecimento volumétrica é dada da seguinte forma (Equação 2.27):

$$H_{turb} = \rho \langle \delta v^2 \rangle^{3/2} B^{1/2}. \quad (3.1)$$

Sendo a taxa de aquecimento dada por:

$$H = \frac{\Phi}{L}, \quad \Phi = \rho \langle \delta v^2 \rangle v_A \quad (3.2)$$

obtemos, para o comprimento de amortecimento em função da dispersão da velocidade quadrática média:

$$L_{turb} = \frac{v_A}{\langle \delta v^2 \rangle^{1/2} B^{1/2}}. \quad (3.3)$$

Sendo a taxa de amortecimento dada pela razão entre a velocidade de Alfvén (v_A) e o comprimento de amortecimento (Equação 3.3), temos que a taxa de amortecimento turbulento, em função da dispersão da velocidade quadrática média, é dada conforme a seguinte equação:

$$\Gamma_{turb} = \langle \delta v^2 \rangle^{1/2} B^{1/2}. \quad (3.4)$$

Analisando a Equação 3.4, nota-se que a única dependência direta com os parâmetros do disco está relacionada à intensidade do campo magnético, de forma que para aumentar a taxa de amortecimento basta maximizar a dispersão da velocidade quadrática média.

3.4 Amortecimento não linear

Utilizando a Equação 2.20 e sendo \mathcal{F} a razão entre a densidade de energia contida nas ondas (ϵ_A) e a densidade de energia magnética (M), temos que a taxa de amortecimento não linear é:

$$\Gamma_{NL} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \xi \left(\frac{c_s}{v_A} \right) \left(\frac{FeB}{m_i c} \right) \frac{\epsilon_A}{M}, \quad (3.5)$$

onde $\epsilon_A = \rho \langle \delta v^2 \rangle$ e $M = B^2/8\pi$. Substituindo M e ϵ_A na Equação 3.5:

$$\Gamma_{NL} = 2 \sqrt{\frac{\pi^3}{2}} \xi \left(\frac{Fe}{m_i c} \right) \frac{c_s (4\pi\rho)^{1/2}}{B^2} \rho \langle \delta v^2 \rangle. \quad (3.6)$$

A Equação 3.6 será utilizada nos próximos passos para a maximização do aquecimento do disco.

3.5 Um novo modelo para a dispersão da velocidade quadrática média

Devido aos motivos apresentados na Seção 3.2, uma nova forma para a dispersão da velocidade quadrática média deve ser apresentada para assegurar a maximização da energia dissipada sem ferir os princípios físicos envolvidos no processo de amortecimento.

Como o objetivo é aumentar a taxa de amortecimento dos mecanismos extras de aquecimento considerados e, ao mesmo tempo, acoplar ambas as equações para a taxa de amortecimento, inicialmente, reescrevemos a taxa de amortecimento do mecanismo não linear em função da taxa do mecanismo turbulento. Considerando a Equação 3.6 e agrupando todas as constantes físicas, obtemos:

$$\Gamma_{NL} = A \frac{c_s (4\pi\rho)^{1/2}}{B^2} \rho \langle \delta v^2 \rangle, \quad A = 2 \left(\frac{\pi^3}{2} \right)^{1/2} \xi \left(\frac{Fe}{m_i c} \right). \quad (3.7)$$

Isolando da Equação 3.7 a taxa de amortecimento turbulento (Γ_{turb}), obtemos:

$$\Gamma_{NL} = A \frac{c_s (4\pi\rho)^{1/2}}{B^{5/2}} \rho \langle \delta v^2 \rangle^{1/2} \Gamma_{turb}, \quad (3.8)$$

onde Γ_{turb} é dado pela Equação 3.4. Finalmente, obtemos, a taxa de amortecimento não linear, escrita em função da taxa de amortecimento turbulento:

$$\Gamma_{NL} = A \frac{c_s}{v_A} \frac{\rho \langle \delta v^2 \rangle^{1/2}}{B^{3/2}} \Gamma_{turb}. \quad (3.9)$$

Utilizando a Equação 3.9 e a Equação 3.4, obtemos a taxa de aquecimento relacionada a ambos os mecanismos:

$$\Gamma = A \frac{c_s}{v_A} \rho \frac{\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}}{B^{3/2}} \Gamma_{turb} + \Gamma_{turb}. \quad (3.10)$$

De posse da equação que relaciona ambas as taxas de amortecimento (Equação 3.10), o próximo passo foi obter a equação para a dispersão da velocidade quadrática média que maximize a Equação 3.10. Para tal, foi utilizada uma propriedade básica do cálculo diferencial e integral, que diz que o ponto de máximo/mínimo de uma função qualquer, F , é o ponto onde a derivada de tal função se anula, $\frac{\partial F(x)}{\partial x_i} = 0$. O critério para decidir se tal ponto é de máximo ou mínimo consiste no valor da segunda derivada da mesma função, $\frac{\partial^2 F}{\partial x_i^2}$. Caso $\frac{\partial^2 F(x)}{\partial x_i^2} > 0$, então x é um ponto de mínimo; caso, $\frac{\partial^2 F(x)}{\partial x_i^2} < 0$, x é um ponto de máximo.

Derivando a Equação 3.10 e igualando à zero, obtemos:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \langle \delta v^2 \rangle} = A \frac{c_s}{v_A} \frac{\rho}{B^{3/2}} B^{1/2} + \frac{1}{2} \frac{B^{1/2}}{\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}} = 0, \quad (3.11)$$

o que pode ser reduzido à:

$$\frac{1}{2} \frac{1}{\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}} = -A \frac{c_s}{v_A} \frac{\rho}{B^{3/2}}. \quad (3.12)$$

Isolando $\langle \delta v^2 \rangle$, obtemos:

$$\langle \delta v^2 \rangle_{max}^{1/2} = -\frac{1}{2} \frac{v_A B^{3/2}}{A c_s \rho}, \quad (3.13)$$

o que, finalmente, nos dá a seguinte equação resultante :

$$\langle \delta v^2 \rangle_{max} = \frac{1}{4} \frac{v_A^2 B^3}{A^2 c_s^2 \rho^2}. \quad (3.14)$$

Para confirmar se os valores dados pela Equação 3.14 representam os valores de máximo da Equação 3.10, derivamos a Equação 3.11 mais uma vez:

$$\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \langle \delta v^2 \rangle^2} = -\frac{1}{4} \frac{B^{1/2}}{\langle \delta v^2 \rangle^{3/2}} < 0. \quad (3.15)$$

Portanto, a Equação 3.14 fornece o valor para a dispersão da velocidade quadrática média que maximiza a taxa de amortecimento. Logo, adotamos $\langle \delta v^2 \rangle$ como:

$$\langle \delta v^2 \rangle = f \langle \delta v^2 \rangle_{max}, \quad 0 < f \leq 1. \quad (3.16)$$

Dessa forma, a taxa de amortecimento passará a ser dada por:

$$\Gamma = \frac{(c_s/v_A)\rho \langle \delta v^2 \rangle + B^{3/2} \langle \delta v^2 \rangle^{1/2}}{B}. \quad (3.17)$$

Sendo a taxa de aquecimento volumétrica dada por $H = \frac{\Phi}{L}$, onde L é dado pela razão entre a velocidade Alfvén e a taxa de amortecimento, temos que H passa a ser escrito como:

$$H_{mec} = \frac{\Phi \Gamma}{v_A} \rightarrow H_{mec} = \frac{(c_s/v_A)\rho^2 \langle \delta v^2 \rangle^2 + \rho B^{3/2} \langle \delta v^2 \rangle^{3/2}}{B}. \quad (3.18)$$

Como o nosso modelo considera apenas uma dimensão (direção radial) e supôs-se que todos os parâmetros do disco variam apenas radialmente, não há quaisquer dependências dos parâmetros do disco com a altura, de forma que ao utilizar a Equação 2.13 para o cálculo da energia dissipada, obtemos o seguinte resultado:

$$D = 2 \int_0^H H_{mec} dz = 2H_{mec}H, \quad (3.19)$$

onde H_{mec} corresponde à taxa de aquecimento volumétrica dada pela Equação 3.18 e H corresponde à escala de altura do disco.

De posse da energia dissipada dada pela Equação 3.19, e supondo que o disco irradia como um corpo negro, temos que a temperatura gerada por este novo mecanismo extra de aquecimento pode ser calculada por:

$$T = \left(\frac{D}{\sigma}\right)^{1/4}. \quad (3.20)$$

3.6 Resultados

Nesta seção, serão apresentados os resultados para o mecanismo de amortecimento descrito na Seção 3.5. Primeiramente, serão apresentados os perfis de algumas propriedades dos amortecimentos (amortecimento não linear, turbulento e o proposto no presente trabalho), de forma a comparar os resultados por nós obtidos com aqueles prescritos pelos mecanismos não linear e turbulento. Por fim, serão apresentadas as temperaturas geradas

pelo mecanismo extra de aquecimento proposto. Todos os cálculos apresentados foram feitos levando em consideração um disco de acreção com as seguintes condições iniciais: $M_* = 0,7 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $\mu = 2,33$, $R_* = 2,5 R_\odot$, $R_i = 2 R_*$ e $f = 10^{-3}$.

3.6.1 A dispersão da velocidade quadrática média

Em contrapartida à definição de $\langle \delta v^2 \rangle$ utilizada por Vasconcelos et al. (2000) e Jatenco-Pereira (2013), que adotaram o princípio da equipartição da energia para sua definição, neste trabalho, esta propriedade foi definida apenas utilizando propriedades básicas do cálculo diferencial e integral, conforme explicitado na Seção 3.5.

Como podemos ver na Figura 3.2, os valores obtidos pelo mecanismo por nós proposto é maior que aquele obtido por Vasconcelos et al. (2000) ($\langle \delta v^2 \rangle \propto v_A^2$) por toda a extensão do disco.

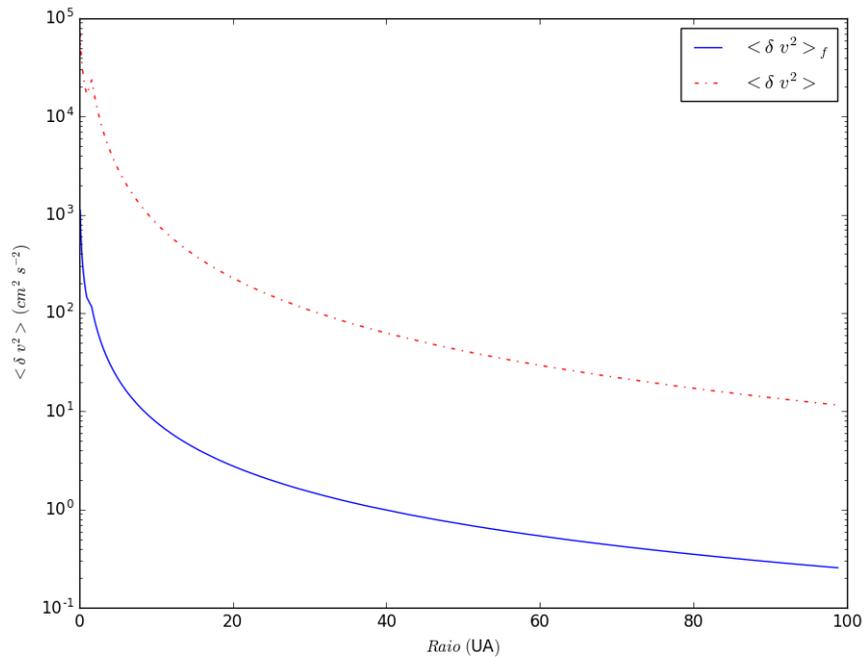


Figura 3.2: Perfil da dispersão da velocidade quadrática média em função da distância radial. A linha cheia representa os valores de $\langle \delta v^2 \rangle$, conforme proposto por Vasconcelos et al. (2000). A linha traço-ponto, por sua vez, representa o perfil obtido segundo a equação proposta neste trabalho.

De posse dos resultados apresentados na Figura 3.2, é possível calcular a taxa e o comprimento de aquecimento, os quais serão apresentados na seção a seguir.

3.6.2 A taxa e o comprimento de amortecimento

A taxa de amortecimento regula a quantidade de ondas Alfvén amortecidas por segundo, de forma que é diretamente proporcional à quantidade de energia dissipada. Assim, configura-se como um bom parâmetro para a análise da eficiência de mecanismos de aquecimento que envolvam amortecimento de ondas.

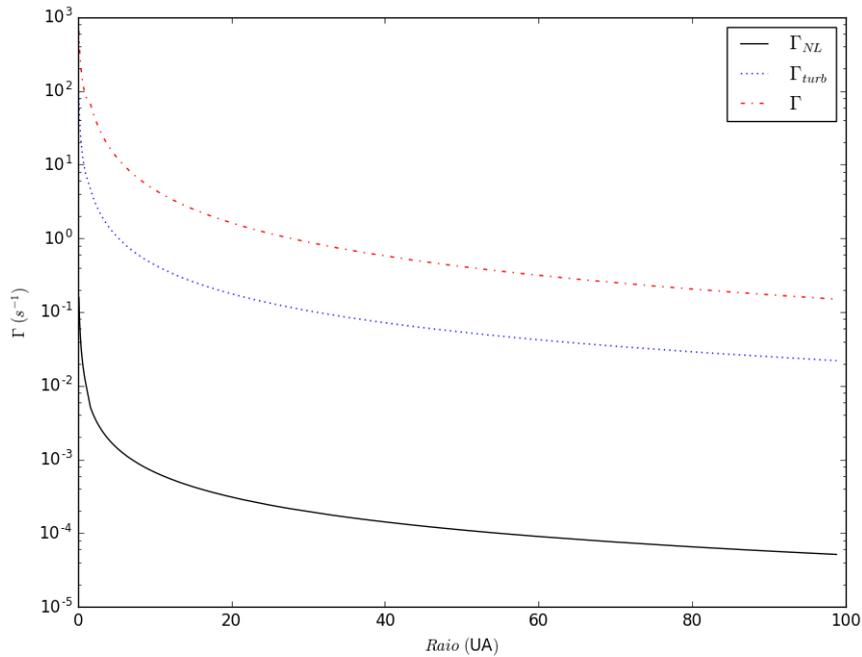


Figura 3.3: Perfis da taxa de amortecimento gerados pelo amortecimento não linear (linha cheia), pelo amortecimento turbulento (linha pontilhada) e pelo novo mecanismo que engloba os anteriores (linha-ponto). Nota-se que o mecanismo não linear gera as menores taxas enquanto o novo mecanismo gera as maiores taxas.

A Figura 3.3 apresenta os perfis da taxa de amortecimento do mecanismo turbulento, não linear e o proposto por nós. Nota-se que o novo mecanismo apresenta valores aproximadamente 10 vezes superiores ao turbulento e 10^3 vezes maiores que o não linear. Dessa forma, podemos concluir que em um mesmo espaço de tempo, o mecanismo que acopla o amortecimento não linear e turbulento, irá dissipar muito mais energia devido ao amortecimento das ondas do que o não linear e o turbulento somados. Fisicamente, isso é explicado pelo fato de que, neste novo mecanismo, os amortecimentos turbulento e não linear são supostos ocorrendo de forma conjunta e simultânea, de forma que uma única onda pode ser amortecida por ambos os mecanismos, aumentando a quantidade de energia liberada

por onda, conforme representado na Figura 3.3.

Como o comprimento de amortecimento é inversamente proporcional à taxa de amortecimento, temos que os comprimentos gerados pelo não linear são os maiores, enquanto o mecanismo que acopla o amortecimento não linear e o turbulento, L_{NLT} , apresenta os menores valores, conforme apresentado na Figura 3.4.

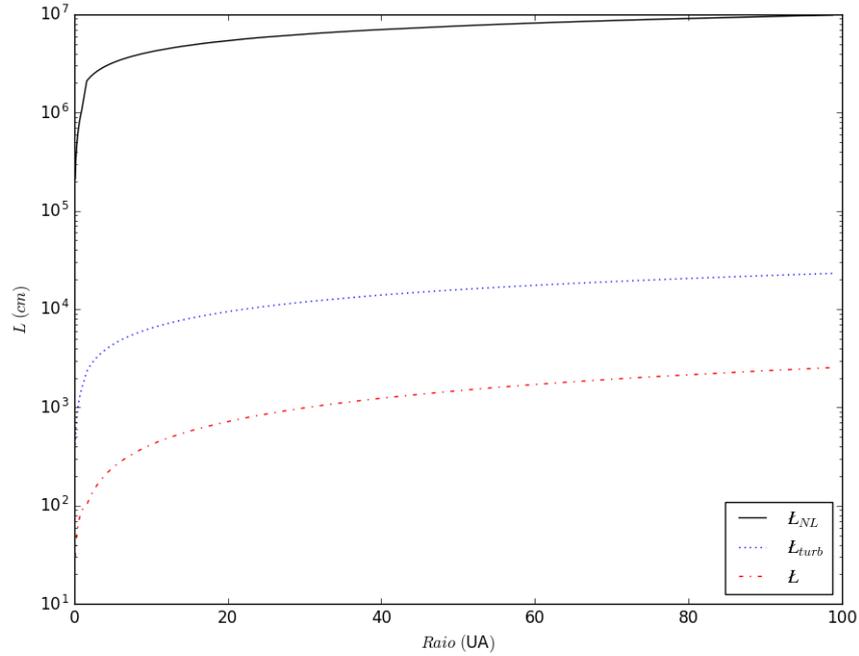


Figura 3.4: Perfis dos comprimentos de amortecimento não linear (linha cheia), turbulento (linha pontilhada) e do mecanismo que engloba os amortecimentos não linear e turbulento (linha-ponto).

Com as Figuras 3.2, 3.3 e 3.4, já temos todas as propriedades necessárias para calcular a energia dissipada e, conseqüentemente, as temperaturas geradas por cada um desses mecanismos extras de aquecimento.

3.6.3 Temperaturas obtidas

Supondo um disco nas mesmas condições das Seções 3.6.1, 3.6.2, é possível calcular a energia dissipada por cada um dos mecanismos:

$$D = 2 \int_0^H \frac{\Phi}{L} = 2 \frac{\Phi}{L} H. \quad (3.21)$$

Tendo a energia dissipada dada por Equação 3.21, basta substituir os valores obtidos na equação de Stefan-Boltzmann para obter as temperaturas geradas por cada um dos

mecanismos, conforme explicitado na Figura 3.5.

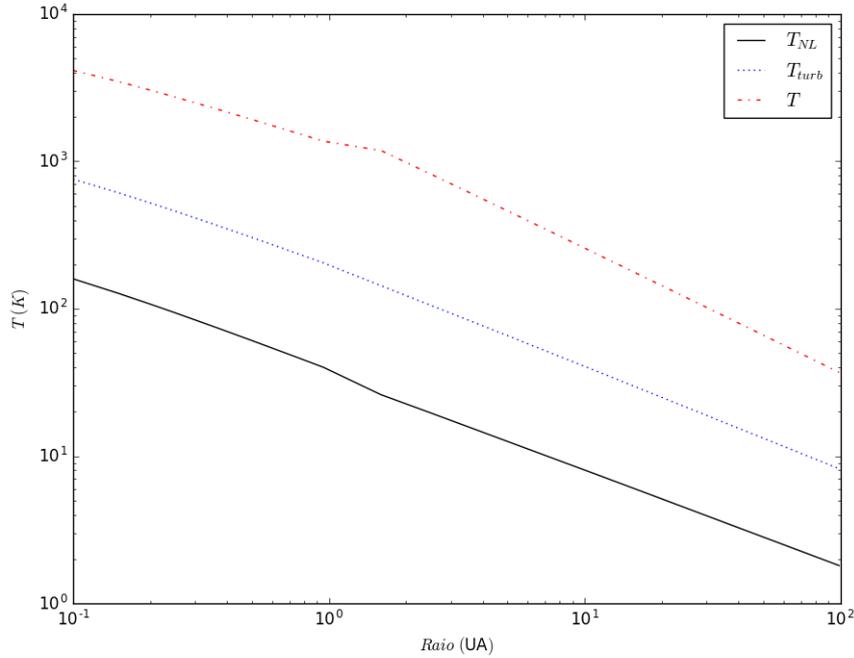


Figura 3.5: Temperaturas obtidas para um disco com as seguintes condições: $M_* = 0,7 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $\mu = 2,33$, $R_* = 2,5 R_\odot$, $R_i = 2 R_*$ e $f = 10^{-3}$. Em linha contínua, as temperaturas geradas pelo amortecimento não linear, em linha pontilhada, as temperaturas do amortecimento turbulento e em linha-traço, as temperaturas geradas pelo mecanismo que engloba o não linear e o turbulento.

Logo, pode-se ver que o mecanismo por nós proposto gera temperaturas mais altas que o não linear e o turbulento, devido à releitura na dispersão da velocidade quadrática média.

Como estamos considerando o modelo α de disco proposto por Shakura e Sunyaev (1973), a temperatura total no disco é dado pela soma entre as temperaturas dos mecanismos extras de aquecimento e a temperatura gerada pela dissipação viscosa. As temperaturas totais foram calculadas a partir das seguintes relações:

$$T_{total_1} = (T_{NL}^4 + T_{vis}^4)^{1/4}, \quad (3.22)$$

$$T_{total_2} = (T_{turb}^4 + T_{vis}^4)^{1/4}, \quad (3.23)$$

$$T_{total_3} = (T^4 + T_{vis}^4)^{1/4}. \quad (3.24)$$

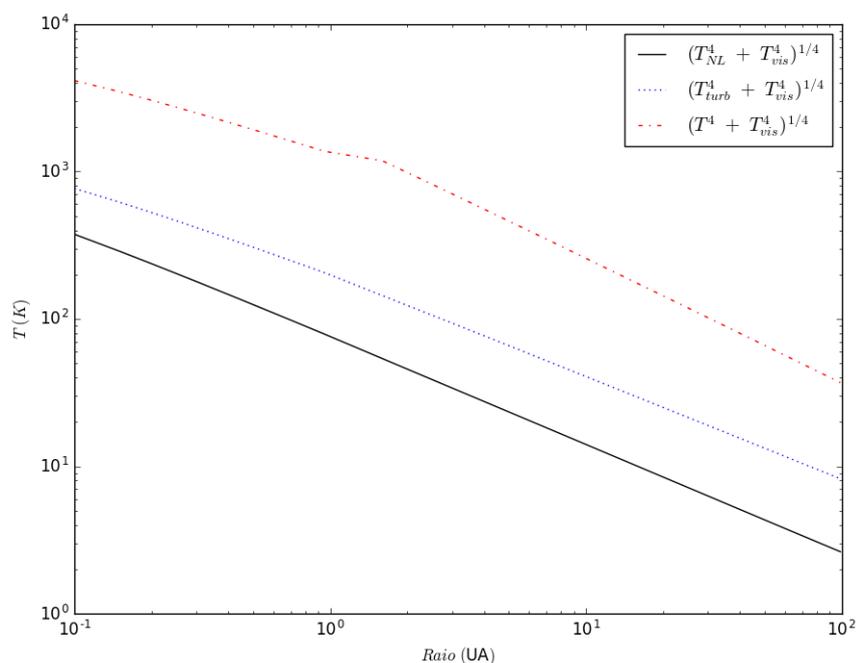


Figura 3.6: Perfil das temperaturas obtidas a partir da soma das energias dissipadas pelos mecanismos extras de aquecimento e a dissipação viscosa. Em linha contínua, as temperaturas geradas pela soma da energia dissipada pelo amortecimento não linear e pela dissipação viscosa, em linha pontilhada, as temperaturas geradas pelo amortecimento turbulento e a dissipação viscosa e em linha-traço, as temperaturas geradas pela soma do mecanismo que engloba o não linear e o turbulento e a dissipação viscosa.

Comparando as Figuras 3.5 e 3.6, é perceptível que apenas para o amortecimento não linear a contribuição da dissipação viscosa atua de forma significativa na temperatura final, uma vez que a energia dissipada pelo amortecimento não linear é comparável à energia gerada pela dissipação viscosa. Para as temperaturas geradas pelo mecanismo que acopla o não linear e o turbulento, a diferença não é, de fato, relevante, sendo a diferença das temperaturas, na presença e na ausência da contribuição da energia dissipada, de, aproximadamente, 1 K.

Conclusões e perspectivas

Para que a IMR ocorra, as partículas devem estar acopladas às linhas de campo magnético. Para tal, é necessário que a temperatura no disco aumente para assegurar que exista uma fração mínima de ionização Gammie (1996). O mecanismo mais eficiente para tal aquecimento, em um disco não empoeirado, é o turbulento, o qual apresenta temperaturas de ~ 1000 K nas regiões próximas ao objeto central. Já para o disco empoeirado, podemos pressupor que o amortecimento cíclotron da poeira é o menos eficiente dentre os mecanismos de amortecimento de ondas Alfvén, uma vez que inclusive para valores pequenos do fluxo de ondas Alfvén, os mecanismos não linear e turbulento ainda produzem temperaturas superiores ao cíclotron (vide Figura 2.3). Além disso, obtivemos que o amortecimento cíclotron da poeira apresenta temperaturas semelhantes à dissipação viscosa para um disco empoeirado.

Para maximizar o aquecimento no disco, através do acoplamento dos amortecimentos não linear e turbulento, é necessário rever as parametrizações adotadas para a primeira parte do trabalho. Quando utilizamos a parametrização proposta por Vasconcelos et al. (2000), a qual utiliza a equipartição de energia para obter a dispersão da velocidade quadrática média ($\langle \delta v^2 \rangle$), a maximização dos mecanismos torna-se inviável, uma vez que, tais considerações acabam por tornar os mecanismos de aquecimento diretamente proporcional a apenas os parâmetros do disco, de forma que a única maneira de aumentar ou diminuir a energia dissipada, neste caso, seria através da modificação das condições iniciais do disco de acreção. Dessa forma, foi fundamentalmente necessário modificar a expressão para $\langle \delta v^2 \rangle$, de forma a maximizar a dispersão da velocidade no disco, conforme explicitado na Seção 3.5. A expressão por nós obtida, apesar de simples, alcança o objetivo do presente trabalho. Aplicando o novo modelo para a dispersão da velocidade

quadrática média na taxa de amortecimento que engloba os mecanismos não linear e turbulento (Equação 3.17), foram obtidas temperaturas superiores à soma das temperaturas geradas individualmente pelos mecanismos.

Pretende-se dar continuidade ao estudo de mecanismos de aquecimento em discos de acreção no mestrado, dessa vez, utilizando além dos mecanismos turbulento e não linear, outros mecanismos de aquecimento.

Referências Bibliográficas

- Armitage P. J., Turbulence and angular momentum transport in a global accretion disk simulation, *The Astrophysical Journal Letters*, 1998, vol. 501, p. L189
- Balbus S. A., Hawley J. F., A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I-Linear analysis. II-Nonlinear evolution, *The Astrophysical Journal*, 1991, vol. 376, p. 214
- Bell K., Lin D., Using FU Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models, arXiv preprint astro-ph/9312015, 1993
- Cramer N., Verheest F., Vladimirov S., The Alfvén resonance in a dusty plasma with a distribution of grain sizes, *Physics of Plasmas*, 2002, vol. 9, p. 4845
- Gammie C. F., Layered accretion in T Tauri disks, *The Astrophysical Journal*, 1996, vol. 457, p. 355
- Hartmann L., *Accretion processes in star formation*. vol. 32, Cambridge University Press, 2000
- Hollweg J. V., Transition region, corona, and solar wind in coronal holes, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1986, vol. 91, p. 4111
- Hollweg J. V., Heating of the solar corona, *Computer physics reports*, 1990, vol. 12, p. 205
- Jatenco-Pereira V., Damping of Alfvén waves as a heating source in protostellar accretion discs, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 431, p. 3150

- Julien K., Knobloch E., Magnetorotational instability: recent developments, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2010, vol. 368, p. 1607
- Lagage P., Cesarsky C., The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks, *Astronomy and Astrophysics*, 1983, vol. 125, p. 249
- Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H., The size distribution of interstellar grains, *The Astrophysical Journal*, 1977, vol. 217, p. 425
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., Black holes in binary systems. Observational appearance., *Astronomy and Astrophysics*, 1973, vol. 24, p. 337
- Shu F. H., Adams F. C., Lizano S., Star formation in molecular clouds: observation and theory, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 1987, vol. 25, p. 23
- Spitzer Jr L., Tomasko M. G., Heating of HI regions by energetic particles, *The Astrophysical Journal*, 1968, vol. 152, p. 971
- Tu C.-Y., Marsch E., Thieme K., Basic properties of solar wind MHD turbulence near 0.3 AU analyzed by means of Elsässer variables, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1989, vol. 94, p. 11739
- Vasconcelos M., Jatenco-Pereira V., Opher R., Alfvénic heating of protostellar accretion disks, *The Astrophysical Journal*, 2000, vol. 534, p. 967
- Völk H. J., Cesarsky C. J., Nonlinear Landau Damping of Alfvén Waves in a High β Plasma, *Zeitschrift für Naturforschung A*, 1982, vol. 37, p. 809