

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

Fernanda Gadeia Geraissate

**Simulações Numéricas Hidrodinâmicas
Tridimensionais de Ventos Galácticos: Uma
Aplicação à Galáxia de Starburst M82**

São Paulo

2010

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Fernanda Gadeia Geraissate

**Simulações Numéricas Hidrodinâmicas
Tridimensionais de Ventos Galácticos: Uma
Aplicação à Galáxia de Starburst M82**

Dissertação apresentada ao Departamento de
Astronomia do 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 de Concentração: Astronomia

Orientadora: Prof.^a Dr.^a Elisabete Maria de
Gouveia Dal Pino

São Paulo

2010

Ao meu querido irmão Eduardo

Agradecimentos

À minha família, por toda compreensão, amor e apoio, mesmo nas horas mais difíceis. A minha mãe, por dedicação total com seus filhos, ao meu pai, por sempre ter tempo disponível para comigo, e ao meu irmão, por toda ajuda, paciência e insultos construtivos.

À orientadora Bete, pela paciência ao esclarecer as dúvidas que surgiram ao longo desses anos e por me ajudar a concluir mais uma importante etapa na minha vida.

Ao Cláudio, pela inestimável ajuda nas simulações, além de atender meus intermináveis pedidos de socorro.

Ao Reinaldo, Márcia e Luis pela companhia, momentos de descontração, além do desespero compartilhado, assim como todo o auxílio em horas diversas.

À minha madrinha Maria Nydia e padrinho Glauco, e também à Neide, Jackieline, Lilian e todas do grupo São Rafael, pessoas por quem tenho um carinho especial, sempre dispostos a me ajudar em qualquer situação.

Aos colegas músicos, pessoas do meu universo paralelo, pelos momentos de sonhos e realizações.

Aos institutos IFUSP e IAG, onde conheci pessoas fantásticas e alcancei uma das mais importantes etapas da minha vida.

À CAPES e FAPESP, pelo financiamento durante estes dois anos.

À Deus, pois ele termina tudo o que ele começa. Amém.

“O cientista não estuda a natureza porque ela é útil; ele a estuda porque se encanta com ela, e ele se encanta com ela porque a natureza é bela. Se a natureza não fosse bela, não valeria a pena conhecê-la, e se não valesse a pena conhecê-la, não valeria a pena viver.”

Henri Poincaré

“Aplica teu coração à instrução e teus ouvidos às palavras da ciência.”

Provérbios 23:12

Resumo

Neste trabalho foram apresentadas simulações numéricas hidrodinâmicas tridimensionais de ventos galácticos impulsionados por explosões de supernovas (SNs), com aplicação especial ao vento da galáxia de *starburst* M82. Em particular, foram realizadas simulações tridimensionais incluindo-se o resfriamento radiativo das espécies químicas fora do equilíbrio de ionização. Embora trabalhos anteriores tenham também levado em conta os efeitos das perdas radiativas do gás em suas simulações tridimensionais, estes se concentraram apenas na formação da estrutura filamentar. Sendo assim, neste estudo, foram realizadas as primeiras análises sobre a evolução de diferentes espécies no vento galáctico. No cálculo explícito do resfriamento radiativo do vento foram consideradas as substâncias químicas do H ao O, sendo este último um importante agente resfriador para gases em altas temperaturas, como é o caso dos ventos galácticos. Todas as simulações foram realizadas com uma versão modificada para este fim do código de rede adaptativa YGUAZU. Para comparar com cálculos analíticos prévios de ventos estacionários, foram realizadas, primeiramente, simulações de ventos contínuos adiabáticos e com resfriamento radiativo explícito e também implícito. Neste cálculo implícito, distintamente do explícito, evoluiu-se o vento considerando a equação de conservação de energia em sua forma adiabática e corrigindo a mesma a cada passo temporal dos efeitos das perdas radiativas do gás.

As simulações de vento contínuo irrompendo do disco estratificado da galáxia para o halo revelaram a formação de um fluxo bipolar em apenas alguns milhões de anos. Este vento apresenta uma estrutura bifásica, com uma componente quente e rarefeita, movendo-se a velocidades de até 2500 km/s (em concordância com estimativas analíticas prévias), e uma componente mais densa e fria, envolvendo a componente quente com uma casca, formada pelo impacto supersônico do vento com o meio ambiente. Com a

evolução do vento, esta casca de material chocado eventualmente se quebra em estruturas filamentosas devido à ação da instabilidade de Rayleigh-Taylor. Tais estruturas movem-se com velocidades bem menores que a fase quente do vento (da ordem de 400 - 600 km/s). Em presença do resfriamento radiativo, a casca resfria-se rapidamente, formando filamentos bem mais densos e frios que no caso adiabático.

Em uma segunda etapa, foram realizadas simulações numéricas de ventos intermitentes, resultantes de explosões de SNs em aglomerados estelares distribuídos aleatoriamente (no espaço e no tempo) dentro da região central da galáxia, em um raio $R = 200$ pc. Estas simulações foram realizadas com o intuito de se reproduzir de modo mais realístico as condições observadas no vento de M82. Esta galáxia apresenta em sua região central de atividade de *starburst* uma complexa estrutura de associações estelares (cerca da 100 em $R \sim 200$ pc) permeada por uma complexa distribuição de gás. As simulações de ventos intermitentes resultaram, como esperado, em fluxos morfologicamente bem mais complexos que os ventos contínuos, com a formação de uma estrutura de filamentos bem mais rica. Na presença do resfriamento radiativo, tanto nos cálculos implícitos como explícitos, os filamentos formados apresentam bastante semelhança com a estrutura filamentar observada no vento de M82, com filamentos de extensões da ordem de 300 - 1000 pc (para uma evolução de até $5.8 \cdot 10^6$ anos), massas 10^4 a $10^5 M_{\odot}$, velocidades $\sim 200 - 500$ km/s, densidades de 10^{-2} a 10 cm^{-3} e temperaturas $\sim 10^4$ K. Verificou-se, entretanto, que a estrutura de filamentos resfriados no caso dos cálculos implícitos é ligeiramente mais rica que no caso dos cálculos explícitos. Como nos cálculos implícitos foi utilizada uma curva de resfriamento para o gás que leva em conta também os metais mais pesados que o oxigênio, enquanto que nos cálculos explícitos foram levadas em conta as espécies químicas somente até o oxigênio, é possível que a presença de resfriadores como o neônio e o ferro no caso implícito tenham ajudado a aumentar a taxa de resfriamento do gás chocado nesses cálculos.

Finalmente, a partir das simulações numéricas com resfriamento radiativo explícito, pôde-se construir mapas das concentrações de HI, HII, CII, CIII, CIV, OI, OII e OIII, carregadas pelo vento, varridas do meio interestelar da galáxia para o meio intergaláctico. Foi também possível estimar a fração de metais em excesso, produzida pelos dejetos das SNs e carregada com o vento. As estimativas obtidas das simulações indicam que de 1.5 a 4% da massa total do vento é de metais. Estes valores são compatíveis com uma

abundância metálica próxima à solar.

Abstract

In this study we presented numeric hydrodynamic tridimensional simulations of galactic winds driven by supernovae (SNe), with a special application to the starburst M82 galactic wind. In particular, we performed three-dimensional simulations including the radiative cooling of chemical species out of ionization equilibrium. Although previous studies have also taken into account the effects of radiative losses of the gas in three-dimensional simulations, they focused only on the formation of the filamentary structures. Therefore, in this study, we performed the first analysis of the evolution of different species in the galactic wind. For the calculation of this explicit radiative cooling in the wind, we considered the chemical species from H to O. The O element is an important cooler for the gas at high temperatures, as in the case of galactic winds. All simulations presented here were performed with a modified version of the adaptive code YGUAZU. In order to compare with previous analytical calculations of steady state winds, we first performed simulations of continuous adiabatic winds, with explicit and implicit radiative cooling. For the implicit radiative cooling calculations, differently from the explicit, we considered the equation of energy conservation in its adiabatic form, and then corrected it for the effects of radiative losses of the gas, at each time step.

Simulations of continuous winds revealed the formation of a bipolar outflow in just a few million years. These winds have a biphasic structure with a hot and rarefied component moving at speeds up to 2500 km/s (in agreement with previous analytical estimates), and a denser and colder shell that surrounds the hot component and is formed by the impact of the supersonic wind with the environment. With the evolution of the wind, this shell (of shocked material) eventually breaks into filamentary structures due to the action of the Rayleigh-Taylor instability, and these structures move with velocities much smaller than

the warm phase of the wind (around 400 - 600 km /s). In the presence of radiative cooling, the shell cools rapidly, forming much denser and colder filaments than the adiabatic case.

In a second step, we performed numerical simulations of intermittent winds induced by SNe explosions within star clusters randomly distributed (in space and time) in the central region of the galaxy, within a radius $R = 200$ pc. These simulations are able to reproduce the observed wind conditions in M82 more realistically. This galaxy presents in its central starburst active region a complex structure of stellar associations (about 100 clusters within a region with $R \sim 200$ pc) permeated by a complex distribution of gas. The simulations of intermittent winds resulted, as expected, into a much more complex morphological outflow structure than in the case of continuous winds, with a richer filament structure. In the presence of radiative cooling, both in implicit and explicit calculations, the filaments formed resemble the filamentary structure observed in the wind of M82, with sizes of about 300 to 1000 pc (for a time of evolution of $5.8 \cdot 10^6$ years), mass about 10^4 to $10^5 M_{\odot}$, velocities $\sim 200 - 500$ km/s, densities about $10^{-2} - 10 \text{ cm}^{-3}$, and temperatures $\sim 10^4$ K. We have found, however, that the filamentary structures in the implicit case is slightly richer than in the case of explicit calculations. In the implicit calculations, we employed a cooling function for the gas that has also taken into account metals heavier than the oxygen. It is then possible that the presence of cooler agents like neon and iron species in the implicit case have helped to increase the cooling rate of the shocked gas in these calculations.

Finally, from the numerical simulations with explicit radiative cooling, we were able to construct maps of the distribution of the species HI, HII, CII, CIII, CIV, HI, OII and OIII in the wind, swept from the interstellar medium of the galaxy to the intergalactic medium. We were also able to estimate the fraction of metals in excess produced by the SNe and carried out by the wind. The estimates indicate that 1.5 to 4 % of the total mass of the wind is of metals. These values are consistent with metal abundances close to the solar value.

Lista de Figuras

1.1	Mapa da distribuição de gás no disco do gás no e no halo galáctico: combinação de observações em rádio do hidrogênio neutro (HI) do meio, com uma imagem no visível da Via Láctea (o disco galáctico no meio da figura). As nuvens de hidrogênio, de alta e média velocidades, tais como os complexos A e C, estão localizadas acima e abaixo do disco. Um chafariz galáctico também é identificado no mapa à direita. Fonte: Wakker e Richter (2004)	30
1.2	Esquerda: Visão lateral de uma simulação hidrodinâmica tri-dimensional de um chafariz galáctico em $t = 50 \cdot 10^6$ anos quando o gás ascendente atinge sua altura máxima ($z = 2$ kpc). Direita: Imagem <i>face-on</i> da evolução do disco da galáxia em rotação com a formação de chafarizes provocada por explosões randômicas de SNs, a uma distância de 8.5 kpc do centro galáctico (Melioli et al. (2008, 2009)).	31
1.3	Visão esquemática dos processos que alimentam o halo da Via Láctea. Acima à esquerda: chafarizes galácticos; acima à direita, IVCs e HVCs; abaixo à esquerda: canibalização galáctica; e abaixo à direita: captura de gás do meio inter-aglomerado. Fonte: Wakker e Richter (2004)	33

- 1.4 (a) Imagem de NGC 3079 (15 x 5 kpc) pelo Hubble Space Telescope (HST) (vermelho: $H\alpha$ + [N II], verde: banda I, azul: CXO). Inúmeros filamentos em $H\alpha$ e um vento em forma de V são observados (Veilleux et al. (2005))
 (b) Galáxia M82. Composição das imagens obtidas pelo observatório Kitt Peak e pelo telescópio Hubble. No Kitt Peak, o roxo representa emissão de hidrogênio ionizado ($H\alpha$) e nitrogênio ionizado, e o verde azulado representa o enxofre ionizado. Na imagem do Hubble, estas cores referem-se a $H\alpha$ e nitrogênio separadamente. Fonte: <http://www.noao.edu> (c) Galáxia starburst NGC 1482 (vermelho: $H\alpha$, verde: [N II], azul: CXO). Possui uma barra de 3 kpc de tamanho (Veilleux et al. (2005)) (d) Comparação lado a lado de M82 (à esquerda) e a galáxia starburst NGC 839. Esta galáxia possui um vento semelhante ao de M82. Imagem de M82 feita pelo HST nos filtros B,V, I e $H\alpha$, e a de NGC 839 feita também pelo HST nos filtros B, R, I e $H\alpha$ (Meurer et al. (2006); Mutchler et al. (2007); Rich et al. (2010)). 35
- 1.5 Galáxia M82. Enquanto que o disco é visto no óptico (verde e amarelo), emitido pela luz das estrelas, o cone bipolar é constituído de gás quente, que emite em raio-X (azul), e é entremeado por estruturas mais frias emitindo no infravermelho (vermelho). (Crédito: X-ray: NASA / CXC / JHU / D. Strickland; Optical: NASA / ESA / STScI / AURA / The Hubble Heritage Team; IR: NASA / JPL-Caltech / Univ. of AZ/C). 37
- 1.6 Interação de maré observada no grupo de galáxias M81, ao qual pertencem as galáxias: M81 (localizada no centro de cada imagem), M82 (acima) e NGC 3077 (abaixo). À esquerda: imagem observada no infravermelho e visível, e à direita: imagem no rádio. Fonte: <http://starryvistas.net> e <http://www.stsci.edu> 38
- 1.7 Galáxia M82 com a região central de 500 pc de raio circulado. A cor vermelha representa a emissão em raio-X mole, a cor verde representa o óptico e o azul representa emissões em raio-X duro (Strickland e Heckman (2009)) 39

1.8	Imagem no óptico da região central de M82, que tem um diâmetro de 500 pc e é definida opticamente pelas regiões de superfície mais brilhantes, denotadas por A, C, D e E (O'Connell e Mangano (1978)). Fonte: Westmoquette et al. (2007)	40
1.9	Imagem de M82 que mostra a geometria do vento. As cruzes brancas apontam os RSN mais jovens, indicando a região de <i>starburst</i> (Strickland e Stevens (2000)).	41
2.1	Solução do vento estacionário adiabático como função de r/R , utilizando $\gamma=5/3$, onde R é o raio de injeção do vento com taxa de massa \dot{M} e energia \dot{E} . São os parâmetros livres do modelo R , \dot{M} e \dot{E} . As variáveis adimensionais são: $v^* = v/(\dot{M}^{-1/2} \dot{E}^{1/2})$, $T^* = (k_B/\mu) T/(\dot{E} \dot{M}^{-1})$, $\rho = \rho^*(\dot{M}^{3/2} \dot{E}^{-1/2} R^{-2})$ e $P^* = P/(\dot{M}^{1/2} \dot{E}^{1/2} R^{-2})$. Este gráfico concorda com Chevalier e Clegg (1985).	59
2.2	Solução para a velocidade do vento adiabático (Chevalier e Clegg (1985)) e a velocidade de escape como função de r/R , onde $R=200$ pc é o raio da região de injeção de vento com taxas $\dot{M} = 1.6 M_\odot \text{ ano}^{-1}$ e $\dot{E} = 3.2 \cdot 10^{42}$ erg/s, com massa total da região ativa $\sim 7 \cdot 10^8 M_\odot$ e $\gamma = 5/3$. As variáveis adimensionais são: $v^* = v/(\dot{M}^{-1/2} \dot{E}^{1/2})$ e $v_{esc}^* = v_{esc}/(\dot{M}^{-1/2} \dot{E}^{1/2})$, onde v_{esc} é a velocidade de escape.	60
2.3	Comparação entre o modelo de vento estacionário adiabático curvas (linha azul) e o modelo não-adiabático (linha vermelha), para (a) logaritmo da densidade, (b) logaritmo da temperatura, (c) logaritmo da pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , em função da distância r . Para o modelo não-adiabático, foram considerados os valores limites para $\epsilon = 0.3$ e $\nu = 2.8$ determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82, além de $\zeta = 1$. Os parâmetros da região de injeção são: $R = 200$ pc, $\dot{M} = 1.6 M_\odot/\text{ano}$ e $\dot{E} = 3.2 \cdot 10^{42}$ erg/s.	62
3.1	Curva de rotação no momento inicial da simulação hidrodinâmica em $z = 0$. Os símbolos correspondem à curva de rotação no plano, observada para M82, retirado de Strickland e Stevens (2000)	65

3.2	Corte lateral do vento contínuo (i) adiabático após $1.8 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A escalas de cores dos painéis (a), (b) e (c) são logarítmicas e as unidades físicas estão indicadas na parte superior dos painéis. No painel (a) os vetores de velocidade do vento (componentes \vec{v}_x e \vec{v}_z) estão superpostas na figura. A resolução é de 512^3	71
3.3	Corte lateral do vento contínuo (i) com resfriamento implícito após $1.8 \cdot 10^6$ anos, para (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 512^3	74
3.4	Corte lateral do vento contínuo (i) com resfriamento explícito após $1.8 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 512^3	75
3.5	Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} obtidos nas simulações hidrodinâmicas de vento contínuo (i) adiabática (linha violeta pontilhada), com resfriamento implícito (linha laranja tracejada) e explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.	77

3.6	Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} obtidos nas simulações hidrodinâmicas de vento contínuo (i) adiabática (linha violeta pontilhada), com resfriamento implícito (linha laranja tracejada) e explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $4.2 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.	78
3.7	Corte lateral do vento intermitente (ii) adiabático após $5 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 256^3	81
3.8	Corte lateral do vento intermitente (iii) adiabático após $5 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 256^3	82
3.9	Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento implícito após $3 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 512^3	83
3.10	Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento implícito após $5.2 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 512^3	84
3.11	Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento explícito após $3 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 256^3	85

3.12	Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento explícito após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 256^3	86
3.13	Corte lateral do vento intermitente (iii) com resfriamento explícito após $3 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 256^3	88
3.14	Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} obtidos nas simulações hidrodinâmicas do vento intermitente (ii) adiabático (linha violeta pontilhada), com resfriamento implícito (linha laranja tracejada) e explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $5.6 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.	89
3.15	Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} obtidos nas simulações hidrodinâmicas do vento intermitente (iii) adiabático (linha violeta pontilhada) e com resfriamento explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $3 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.	90

3.16	Comparação entre o contínuo (coluna da esquerda), parametrização (i), após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos e intermitente (coluna da direita), parametrização (ii), após o sistema ter evoluído $3.8 \cdot 10^6$ anos, no caso adiabático, para resolução de 128^3 ((a) e (b)), 256^3 ((c) e (d)) e 512^3 ((e) e (f)).	92
3.17	Simulação contínua, parametrização (i), no caso adiabático, após o sistema ter evoluído $5.6 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$	93
3.18	Simulação intermitente, parametrização (ii), no caso adiabático, após o sistema ter evoluído $3.8 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$	94
3.19	Comparação entre o contínuo (coluna da esquerda), parametrização (i), após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos e intermitente (coluna da direita), parametrização (ii), após o sistema ter evoluído $5.2 \cdot 10^6$ anos, no caso de resfriamento implícito, para resolução de 128^3 ((a) e (b)), 256^3 ((c) e (d)) e 512^3 ((e) e (f)).	95
3.20	Simulação contínua, parametrização (i), no caso de resfriamento implícito, após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$	96
3.21	Simulação intermitente, parametrização (ii), no caso de resfriamento implícito após o sistema ter evoluído $5.2 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$	97

3.22	Comparação entre o contínuo (coluna da esquerda), parametrização (i), após o sistema ter evoluído $2.8 \cdot 10^6$ anos e intermitente (ii) (coluna da esquerda), parametrização (ii), após o sistema ter evoluído $5 \cdot 10^6$ anos (exceto o painel (f) que possui $2.8 \cdot 10^6$ anos), no caso de resfriamento explícito, para resolução de 128^3 ((a) e (b)), 256^3 ((c) e (d)) e 512^3 ((e) e (f))	98
3.23	Simulação contínua, parametrização (i), no caso de resfriamento explícito, após o sistema ter evoluído $2.8 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$	99
3.24	Simulação intermitente, parametrização (ii), no caso de resfriamento explícito, após o sistema ter evoluído $5 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada) e 256^3 (linha laranja tracejada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$	100
3.25	Corte lateral da densidade numérica (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita) para o vento intermitente com resfriamento explícito do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para a densidade total ((a) e (b)), e densidades numéricas de elétrons ((c) e (d)), HI ((e) e (f)) e HII ((g) e (h)). Neste gráfico e nos próximos, a densidade está dada em partículas/cm ³ e a emissividade em cm ⁻⁶	103
3.26	Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para as densidades numéricas de OI ((a) e (b)), OII ((c) e (d)) e OIII ((e) e (f)). A resolução é de 256^3	104
3.27	Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para densidades numéricas de CII ((a) e (b)), CIII ((c) e (d)) e CIV ((e) e (f)). A resolução é de 256^3	105
3.28	Corte lateral da densidade numérica (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita) para o vento intermitente com resfriamento explícito do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos, para a densidade total ((a) e (b)), e densidades numéricas de elétrons ((c) e (d)), HI ((e) e (f)) e HII ((g) e (h)). A resolução é de 256^3	106

3.29	Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos, para as densidades numéricas de OI ((a) e (b)), OII ((c) e (d)) e OIII ((e) e (f)). A resolução é de 256^3	107
3.30	Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos, para densidades numéricas de CII ((a) e (b)), CIII ((c) e (d)) e CIV ((e) e (f)). A resolução é de 256^3	108
3.31	Densidade colunar média no vento em função da altura, feito para a simulação intermitente com resfriamento radiativo explícito do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos. A resolução é de 256^3 . O Painel (a) apresenta a densidades colunares somadas dos íons de H (preto), O (vermelho) e C (azul). O Painel (b) apresenta a densidade colunar de HI (linha contínua preta), HII (linha tracejada preta), OI (linha contínua vermelha), OII (linha tracejada vermelha), OIII (linha tracejada e com dois pontos vermelha), CII (linha contínua azul), CIII (linha tracejada azul) e CIV (linha tracejada e com dois pontos azul).	109
3.32	Densidade colunar média no vento em função da altura, feito para a simulação intermitente com resfriamento radiativo explícito do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos. A resolução é de 256^3 . O Painel (a) apresenta a densidades colunares somadas dos íons de H (preto), O (vermelho) e C (azul). O Painel (b) apresenta a densidade colunar de HI (linha contínua preta), HII (linha tracejada preta), OI (linha contínua vermelha), OII (linha tracejada vermelha), OIII (linha tracejada e com dois pontos vermelha), CII (linha contínua azul), CIII (linha tracejada azul) e CIV (linha tracejada e com dois pontos azul).	110
3.33	Curvas relacionadas ao conjunto (ii) com resfriamento radiativo explícito (com resolução de 256^3), mostrando (a) a massa total do vento e de metais injetados por SNs em função do tempo e (b) a porcentagem da massa de metais provenientes das SNS em relação à massa total do vento.	111

3.34	Curvas relacionadas ao conjunto (ii) com resfriamento radiativo implícito (com resolução de 256^3), mostrando (a) a massa total do vento e de metais injetados por SNs em função do tempo e (b) a porcentagem da massa de metais provenientes das SNS em relação à massa total do vento.	111
3.35	Curvas relacionadas ao conjunto (iii) com resfriamento radiativo explícito (com resolução de 256^3), mostrando (a) a massa total do vento e de metais injetados por SNs em função do tempo e (b) a porcentagem da massa de metais provenientes das SNS em relação à massa total do vento.	112
A.1	Esquema de Refinamento da Rede Adaptativa (Raga et al. (2000)).	136
A.2	Curva de resfriamento adotada no caso de resfriamento radiativo implícito, determinada por McWhirter et al. (1975) (linha contínua), que foi traçada para a coroa solar. As outras curvas no gráfico são de Pottasch (1965) (linha tracejada e pontilhada) e Cox e Tucker (1969) (linha tracejada).	141

Lista de Tabelas

3.1	Condições iniciais constantes utilizadas nas simulações numéricas hidrodinâmicas	68
3.2	Parâmetros das taxas de massa, energia e SNs injetadas e do raio da região de injeção do vento nas simulações numéricas hidrodinâmicas.	70

Sumário

1. <i>Introdução</i>	29
1.1 Chaminés e Chafarizes Galácticos	29
1.2 Ventos Galácticos Induzidos por Supernovas	33
1.2.1 Características Gerais de M82	36
2. <i>Estudo Analítico de Chafarizes e Ventos Galácticos Induzidos por Supernovas</i> .	43
2.1 Formação de Super-Bolhas a partir da Explosão de SNs	43
2.1.1 Remanescente de Supernovas	43
2.1.2 Super-Bolhas	45
2.1.3 Evolução de Super-Bolhas em um Meio Homogêneo: Raio, Energia e Pressão do Super-Remanescente em Expansão Adiabática em Função do Tempo	45
2.2 Escala de Tempo e Luminosidade Mínima Necessária para Romper o Disco Galáctico	49
2.3 Ejeção de Material das Galáxias - Uma Solução Analítica de Vento Galáctico Estacionário Adiabático	54
2.4 Um Modelo Analítico de Vento Galáctico Estacionário Não-Adiabático . .	60
3. <i>Simulações Numéricas Hidrodinâmicas Tridimensionais</i>	63
3.1 Condições Iniciais para as Simulações Hidrodinâmicas de M82	63
3.2 Resultados das Simulações Numéricas Hidrodinâmicas	69
3.3 Vento Contínuo (Injeção de Massa e Energia Constantes)	70
3.3.1 Vento Contínuo Adiabático	70

3.3.2	Vento Contínuo com Resfriamento Implícito	72
3.3.3	Vento Contínuo com Resfriamento Explícito	74
3.3.4	Mais Comparações Entre o Vento Contínuo Adiabático e os Ventos com Resfriamento Radiativo	76
3.4	Vento Intermitente	79
3.4.1	Vento Intermitente Adiabático	80
3.4.2	Vento Intermitente com Resfriamento Implícito	81
3.4.3	Vento Intermitente com Resfriamento Radiativo Explícito	83
3.4.4	Mais Comparações Entre Vento Intermitente Adiabático e os Ventos com Resfriamento Radiativo	87
3.5	Comparação Entre Simulações com Diferentes Resoluções Numéricas	91
3.6	Contaminação do MIG	97
4.	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	113
4.1	Conclusões Gerais	113
4.2	Perspectivas	117
	<i>Referências</i>	119
	<i>Apêndice</i>	129
A.	<i>O Código YGUAZU</i>	131
A.1	O Código	131
A.2	A Rede Adaptativa	135
A.3	O Resfriamento Radiativo Explícito	135
A.4	Cálculo com Resfriamento Radiativo Implícito	140

Introdução

A ejeção de material sob forma de ventos e chafarizes é um fenômeno bastante comum, observado especialmente em galáxias ricas em gás, como galáxias com surtos de formação estelar (ou em inglês “*starburst*”), ou mesmo espirais normais. Nesta dissertação será estudado esse fenômeno, dando particular enfoque à formação de ventos galácticos, aplicada à galáxia *starburst* M82. A seguir, será apresentada uma breve descrição sobre as diferentes formas de ejeção de fluidos que podem ocorrer nas galáxias, as quais são em sua essência manifestações do mesmo tipo de fenômeno, porém com diferentes graus de intensidade.

1.1 *Chaminés e Chafarizes Galácticos*

Galáxias espirais observadas lateralmente (“*edge-on*”) freqüentemente exibem halos compostos de gás quente e ionizado, os quais podem estender-se por alguns kpc de altura sobre o disco fino regular de hidrogênio neutro (HI) da galáxia.

Estes halos parecem ser alimentados por gás lançado do disco em estruturas que lembram “chaminés” e “chafarizes” (e.g., Korpi et al. (1999); de Avillez (2000); de Avillez e Berry (2001); Melioli et al. (2008, 2009)). A presença de chaminés sob a forma de buracos na distribuição de H, além da freqüente presença de gás ascendendo do disco, é clara em várias galáxias espirais observadas em perfil. Na Via Láctea, sua presença é principalmente evidenciada através de fragmentos e estruturas verticais em mapas extensos da distribuição de HI em rádio (Figura 1.1). Além disso, observações na nossa própria galáxia indicam que os chaminés são geradas por explosões de supernovas (SNs), as quais produzem super-bolhas de gás quente. Estas se expandem através do halo sob a ação das forças de empuxo do disco, cavando buracos (chaminés), com diâmetros de 100 a 150 pc no

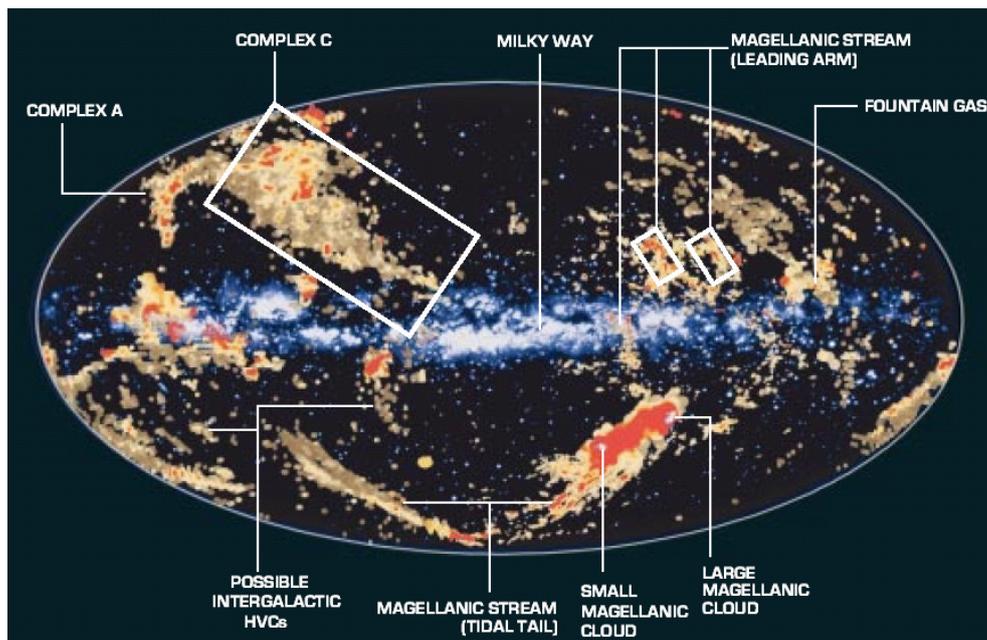


Figura 1.1: Mapa da distribuição de gás no e no halo galáctico: combinação de observações em rádio do hidrogênio neutro (HI) do meio, com uma imagem no visível da Via Láctea (o disco galáctico no meio da figura). As nuvens de hidrogênio, de alta e média velocidades, tais como os complexos A e C, estão localizadas acima e abaixo do disco. Um chafariz galáctico também é identificado no mapa à direita. Fonte: Wakker e Richter (2004)

disco de HI, através dos quais o gás quente e enriquecido de metais dos remanescentes de SNs (RSNs) escapa. Assim, os chaminés estabelecem uma conexão entre o disco galáctico e o halo, alimentando-o com gás quente. Após chegar a uma altura máxima, o material dos chaminés retorna ao disco sob a ação de sua gravidade, formando um chafariz galáctico (“*galactic fountain*”) e completando assim, o ciclo de circulação de gás quente entre o halo e o disco.

Um outro levantamento de dados, feito para 23 galáxias espirais com formação estelar, em comprimentos de onda do raio-X ao rádio, por Dettmar e colaboradores (e.g., Dettmar e Soida (2006)), revelou uma correlação direta das taxas de formação estelar no disco e a injeção de energia térmica por SNs com a distribuição do gás quente no halo dessas galáxias, sugerindo pois que os halos gasosos parecem de fato estar associados a processos de formação estelar no disco (de Gouveia Dal Pino et al. (2009)).

Outro fenômeno que parece correlacionar-se à circulação de gás entre disco e halo e aos chafarizes galácticos são as denominadas nuvens de alta velocidade e nuvens de velocidade

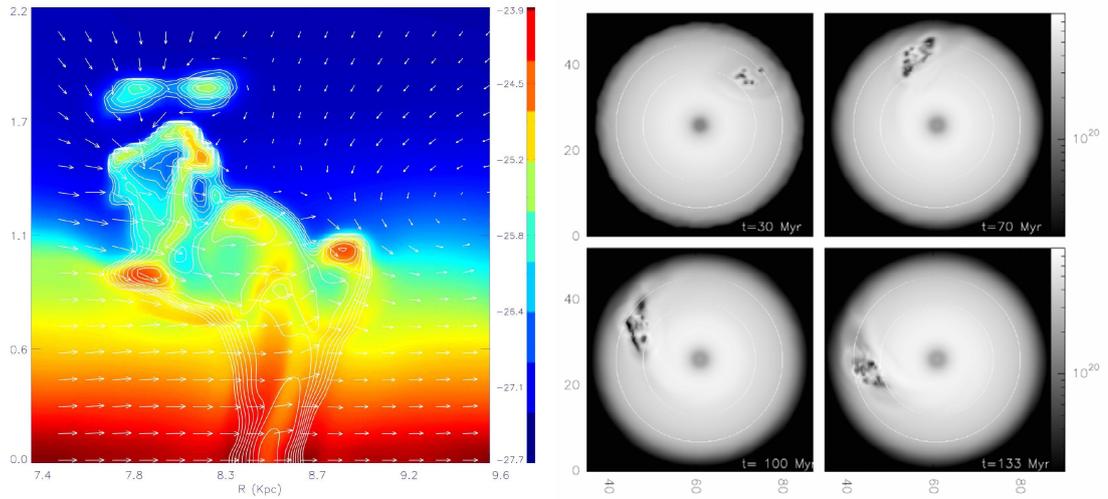


Figura 1.2: Esquerda: Visão lateral de uma simulação hidrodinâmica tri-dimensional de um chafariz galáctico em $t = 50 \cdot 10^6$ anos quando o gás ascendente atinge sua altura máxima ($z = 2$ kpc). Direita: Imagem *face-on* da evolução do disco da galáxia em rotação com a formação de chafarizes provocada por explosões randômicas de SNs, a uma distância de 8.5 kpc do centro galáctico (Melioli et al. (2008, 2009)).

intermediária, ou do inglês - *High and Intermediate Velocity Clouds* (HVCs e IVCs). A Figura 1.1, como comentado anteriormente, mostra um mosaico da complexa distribuição do gás em torno do disco da Via Láctea. Além das galáxias satélites Pequena e Grande Nuvem de Magalhães, distinguem-se chafarizes e complexos de nuvem a alturas elevadas. Estas são nuvens de HI com extensões que vão de poucos parsecs até 100 pc (e massas de até $\sim 10^4 M_{\odot}$). Elas são observadas no halo de nossa e de outras galáxias espirais em alturas típicas entre 300 pc e 2.5 kpc, e caindo sobre o disco com velocidades em geral entre -20 km/s e -90 km/s. As HVCs podem, no entanto, atingir alturas ainda mais elevadas, de até 12 kpc e velocidades de até -140 km/s. Possivelmente, as IVCs formaram-se da condensação do gás dos chafarizes levantados do plano pelas explosões de SNs, e simulações numéricas de chafarizes realizadas, por exemplo, por de Avillez (2000), de Avillez e Breitschwerdt (2005), Melioli et al. (2008, 2009), indicam que essa poderia ter sido, de fato, a sua origem.

A Figura 1.2 mostra uma simulação numérica hidrodinâmica de um chafariz produzido para as condições típicas do disco da Via Láctea. A condensação do material ejetado no chafariz produz nuvens do tipo IVC, a uma altura de no máximo ~ 2 kpc. O gás

empurrado pelas SNs tem uma massa total de $2.5 \cdot 10^5 M_{\odot}$, e cerca de 92% deste material se condensa em densos filamentos com uma temperatura $\sim 10^4$ K. Além disso, apenas 20% dos metais ejetados pelas SNs são depositados nessas nuvens, ficando o restante retido no disco, no meio interestelar (MIS) (Melioli et al. (2008)). Entretanto, a origem das HVCs é ainda controversa. A dificuldade em se gerar nuvens a alturas acima de 5 kpc por chafarizes galácticos nas simulações puramente hidrodinâmicas (Melioli et al. (2008, 2009)) e a baixíssima metalicidade observada em algumas dessas HVCs, indicam que as mesmas poderiam ter sido originadas por outro processo, possivelmente a partir da captura de gás externo à galáxia (ou seja, do meio intergaláctico - MIG), ou de gás acretado de galáxias satélites (e.g., Fraternali e Binney (2006)). A Figura 1.3 sumariza esquematicamente os vários mecanismos possíveis de alimentação do halo da Via Láctea. É ainda possível que o campo magnético do disco galáctico seja empurrado para o halo através da ação conjunta da instabilidade de Parker-Reileigh-Taylor e de raios cósmicos produzidos pelas SNs (Hanasz et al. (2004); Kowal et al. (2006); Everett et al. (2008); Otmianowska-Mazur et al. (2007, 2009)). De fato, campos magnéticos ordenados com comprimentos de coerência da ordem de kpc foram observados nos halos de várias galáxias espirais com formação estelar, e este campo poderia então ajudar a empurrar o gás dos chafarizes para alturas superiores a 5 kpc, produzindo pelo menos parte da população de HVCs. Simulações numéricas magneto-hidrodinâmicas da produção de chafarizes poderiam responder a essa questão em particular.

Os resultados de Melioli et al. (2008, 2009) indicam que os chafarizes não devem ser os agentes mais eficazes para injetar metais nos MIS e MIG. Além disso, não devem mudar o gradiente de metalicidade da galáxia significativamente. Ou seja, o enriquecimento em metais nas nuvens de baixa velocidade é muito pobre, o que é compatível com os modelos de evolução química de galáxias mais recentes. Porém, o material dos chafarizes retorna ao disco, podendo proporcionar a formação de novas nuvens moleculares (que podem vir a ser um berço de novas estrelas) e estruturas filamentosas supersônicas (que irão alimentar o MIS com turbulência), fechando assim o ciclo do gás entre o disco e o halo (de Avezil e Breitschwerdt (2005) ; Melioli et al. (2008, 2009)).

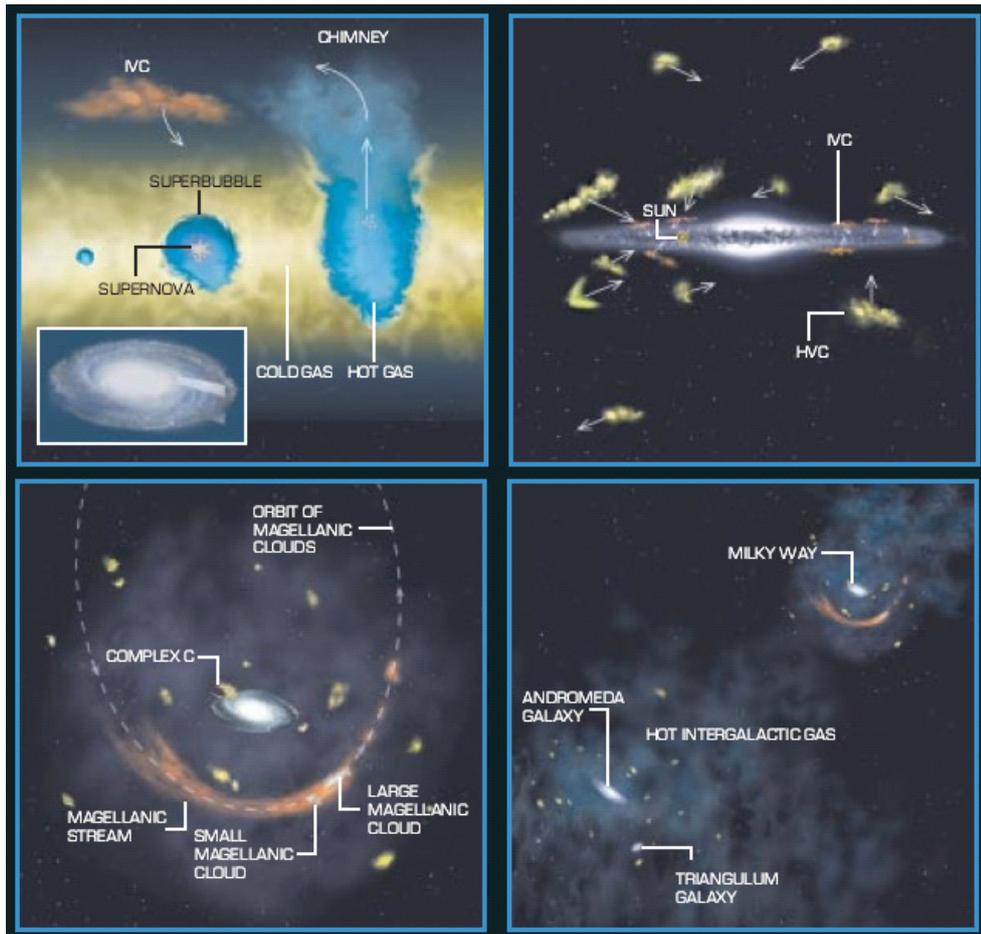


Figura 1.3: Visão esquemática dos processos que alimentam o halo da Via Láctea. Acima à esquerda: chafarizes galácticos; acima à direita, IVCs e HVCs; abaixo à esquerda: canibalização galáctica; e abaixo à direita: captura de gás do meio inter-aglomerado. Fonte: Wakker e Richter (2004)

1.2 Ventos Galácticos Induzidos por Supernovas

Um exemplo extremo de ejeção de gás do disco das galáxias, através de explosões de SNs, é a produção de ventos, os quais são energéticos o suficiente para escaparem do potencial gravitacional da galáxia para o MIG. Ventos espetaculares estendendo-se por dezenas de kpc acima do disco são observados, particularmente, em galáxias com surto de formação estelar (*starburst*), como por exemplo, as galáxias NGC 3079, NGC 1482 e NGC 839, mostradas na Figura 1.4. Estas galáxias chegam a possuir taxas de formação estelar até 20 vezes superior à de uma galáxia de formação estelar normal, como a Via Láctea. Isto, aliado à alta concentração de aglomerados estelares em seu centro, explicaria a formação de um

vento altamente energético. O protótipo dessa classe, a galáxia de *starburst* M82, apresenta clara evidência observacional de que seu vento vem sendo alimentado por explosões de SNs de várias associações estelares ao redor da região nuclear (O’Connell e Manganó (1978); Westmoquette et al. (2007, 2009)).

Estas galáxias e seus ventos são observadas tanto em baixos quanto em altos *redshifts*. Elas possuem características em comum, como por exemplo, o ângulo de abertura $2\theta \sim 10^\circ - 45^\circ$ perto da base, podendo chegar a $\sim 45^\circ - 100^\circ$ em maiores alturas. Além disso, apresentam filamentos e condensações que vão de um tamanho de cerca de 1 kpc até maiores que 20 kpc. Muitas vezes estes ventos não são simétricos, o que indica assimetrias na distribuição da densidade do disco e na população estelar (Veilleux et al. (2003, 2005); Strickland e Heckman (2009); Añorve-Zeferino e Corona-Galindo (2010)).

Ventos galácticos são importantes em diversos aspectos, como por exemplo, para realizar o transporte de metais para fora da galáxia, afetando a evolução química das galáxias e do MIG; e para o re-aquecimento do MIG. Estes aspectos fazem do vento galáctico um importante ingrediente em modelos cosmológicos atuais de formação de galáxias. Os ventos afetam diretamente a função de luminosidade das galáxias, e mais significativamente nas galáxias de baixa massa (Strickland e Stevens (2000); Veilleux et al. (2005)).

Modelos de geração de ventos galácticos, sobretudo de galáxias *starbursts*, impulsionados por explosões de SNs, foram também explorados na literatura no contexto analítico (e.g., de Gouveia dal Pino e Tanco (1999)) onde se propõe um mecanismo magneto-centrífugo para aceleração do vento, e também no contexto numérico através de simulações hidrodinâmicas bi e tri-dimensionais (e.g., Cooper et al. (2008), Tomisaka e Ikeuchi (1988), Tomisaka e Bregman (1993), Suchkov et al. (1994, 1996), D’Ercole e Brighenti (1999), Tenorio-Tagle e Munoz-Tunon (1998), Strickland e Stevens (2000), Tenorio-Tagle et al. (2003)). Todos esses modelos postulam que a fonte de ignição dos ventos são as SNs. Os modelos mais recentes (como por exemplo Strickland e Stevens (2000); Tenorio-Tagle et al. (2003); Strickland e Heckman (2009)), em particular, explicam a correlação observada entre a emissão em raio-X do halo e a emissão $H\alpha$ do disco dessas galáxias de modo semelhante ao que se verifica no caso dos chafarizes galácticos, isto é, a emissão $H\alpha$ parece provir de filamentos, ou originados no disco e carregados pelo vento através do halo ou formados do resfriamento do material chocado na interface vento/halo; já os raios-X provem

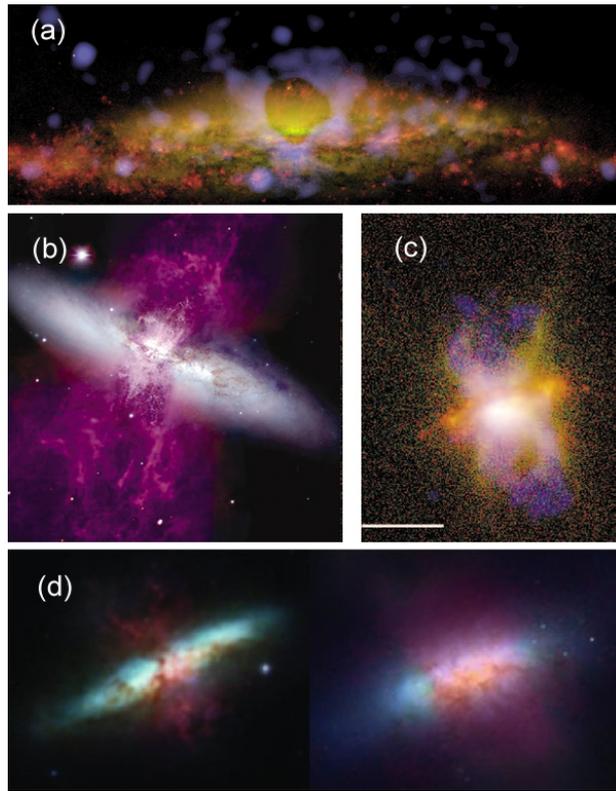


Figura 1.4: (a) Imagem de NGC 3079 (15 x 5 kpc) pelo Hubble Space Telescope (HST) (vermelho: $H\alpha$ + $[N II]$, verde: banda I, azul: CXO). Inúmeros filamentos em $H\alpha$ e um vento em forma de V são observados (Veilleux et al. (2005)) (b) Galáxia M82. Composição das imagens obtidas pelo observatório Kitt Peak e pelo telescópio Hubble. No Kitt Peak, o roxo representa emissão de hidrogênio ionizado ($H\alpha$) e nitrogênio ionizado, e o verde azulado representa o enxofre ionizado. Na imagem do Hubble, estas cores referem-se a $H\alpha$ e nitrogênio separadamente. Fonte: <http://www.noao.edu> (c) Galáxia starburst NGC 1482 (vermelho: $H\alpha$, verde: $[N II]$, azul: CXO). Possui uma barra de 3 kpc de tamanho (Veilleux et al. (2005)) (d) Comparação lado a lado de M82 (à esquerda) e a galáxia starburst NGC 839. Esta galáxia possui um vento semelhante ao de M82. Imagem de M82 feita pelo HST nos filtros B,V, I e $H\alpha$, e a de NGC 839 feita também pelo HST nos filtros B, R, I e $H\alpha$ (Meurer et al. (2006); Mutchler et al. (2007); Rich et al. (2010)).

do gás quente ejetado no vento, e também do próprio material empurrado do halo. Tal como nos chafarizes, campos magnéticos em larga escala foram detectados nesses ventos, mas sua influência na geração e propagação dos ventos ainda não é bem compreendida (de Gouveia Dal Pino et al. (2009)). Há ainda trabalhos que analisam a importância da pressão dos raios cósmicos, os quais são por sua vez gerados nos remanescentes de SNs, para ajudar a empurrar os ventos galácticos (Siejkowski et al. (2010)). Em particular,

Everett et al. (2008) analisam esse mecanismo para a geração de um vento galáctico na própria Via Láctea. De qualquer modo, todos os modelos identificam as explosões de SNs e os seus produtos como a fonte básica de ignição dos ventos galácticos. Nesta dissertação esse mecanismo será explorado em detalhe.

1.2.1 Características Gerais de M82

A galáxia M82 (também conhecida como Galáxia Charuto, Figura 1.5, é uma galáxia *starburst*, localizada acerca de 3.9 Mpc de distância, na direção da constelação de Ursa Maior. Seu disco possui ~ 5 kpc de raio, e massa $\sim 10^{10} M_{\odot}$. Apesar de esta galáxia ter sido classificada como irregular do tipo II, observações recentes mostraram a presença de uma barra (tamanho ~ 1 kpc) e de braços espirais (observados no infravermelho próximo) (Mayya et al. (2005); Barker et al. (2008); Strickland e Heckman (2009)). Um vento com estruturas filamentosas se ergue em ambos os lados do disco, estendendo-se por ~ 10 kpc (Devine e Bally (1999); Lehnert et al. (1999); Engelbracht et al. (2006); Strickland e Heckman (2009)) acima do disco galáctico (Figura 1.5).

Essa galáxia sofreu uma interação de maré com a galáxia espiral M81, fazendo com que uma grande quantidade de gás de M82 esteja sendo canalizada para seu núcleo, nos últimos 200 Manos - Figura 1.6. O encontro mais recente e importante aconteceu há $\sim 2 - 5 \cdot 10^8$ anos, causando um surto concentrado de formação estelar, que durou por cerca de 50 Manos, a uma taxa de $10 M_{\odot}/\text{ano}$. Dois surtos de formação estelar subsequentes ocorreram, sendo que o mais recente deles (acerca de 4 - 6 Manos atrás) pode ter formado, pelo menos, alguns dos principais aglomerados estelares centrais (Barker et al. (2008)).

A região de *starburst* localizada no centro de M82 tem um diâmetro aproximadamente de 1 kpc (Figura 1.7). Dentro dela, há uma região definida opticamente consistindo de porções com alta luminosidade superficial, denominadas de A, C, D e E por O'Connell e Manganó (1978), as quais podem ser visualizadas na Figura 1.8. Estas regiões correspondem a fontes de raios-X, infravermelho e rádio. O vento bipolar da galáxia parece concentrar-se nas regiões A e C, e é impulsionado pela energia injetada por SNs. A taxa de formação estelar é estimada em $10 M_{\odot}/\text{ano}$, o que leva a uma taxa atual ≥ 0.1 SN/ano. A região central possui uma massa de $\sim 7 \cdot 10^8 M_{\odot}$ (da qual aproximadamente $10^8 M_{\odot}$ está na forma de gás), pressão $\geq 10^{-9} \text{ dyn cm}^{-2}$, temperaturas $\sim 10^4 - 10^6$ K e densidades



Figura 1.5: Galáxia M82. Enquanto que o disco é visto no óptico (verde e amarelo), emitido pela luz das estrelas, o cone bipolar é constituído de gás quente, que emite em raio-X (azul), e é entremeado por estruturas mais frias emitindo no infravermelho (vermelho). (Crédito: X-ray: NASA / CXC / JHU / D. Strickland; Optical: NASA / ESA / STScI / AURA / The Hubble Heritage Team; IR: NASA / JPL-Caltech / Univ. of AZ/C).

$\sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, sendo que os valores extremos de densidade são encontrados em nuvens compactas com temperaturas $\sim 10^4 \text{ K}$ (Cottrell (1977); O'Connell e Mangano (1978); Schaaf et al. (1989); Westmoquette et al. (2007, 2009)). As taxas de energia e massa injetadas pelas SNs na região central da galáxia são estimadas como sendo ~ 2 a $3 \cdot 10^{42}$ erg/s e 1 a $1.4 M_{\odot}$ /ano, respectivamente (Strickland e Heckman (2009)).

Em um raio de 500 pc, existem em torno de 200 aglomerados, com um tamanho médio de $\sim 5.7 \pm 1.4 \text{ pc}$ e massa em estrelas entre $10^4 - 10^8 M_{\odot}$ (Melo et al. (2005); Strickland e Heckman (2009)). Os 20 aglomerados mais brilhantes possuem idades $\sim 5 - 10 \cdot 10^6$ anos (McCrary et al. (2003); Strickland e Heckman (2009)).

O vento bipolar da galáxia M82 possui uma extensão total acima do disco de ~ 10 kpc (Devine e Bally (1999); Lehnert et al. (1999); Engelbracht et al. (2006); Strickland e

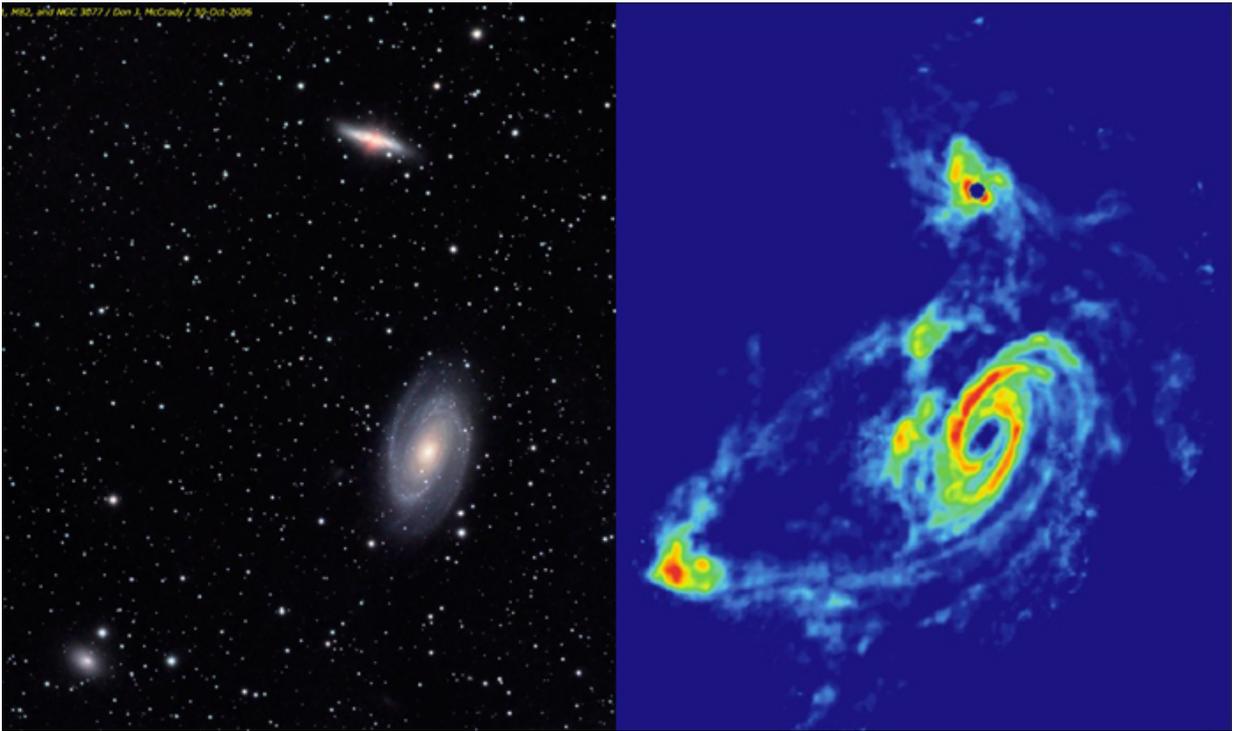


Figura 1.6: Interação de maré observada no grupo de galáxias M81, ao qual pertencem as galáxias: M81 (localizada no centro de cada imagem), M82 (acima) e NGC 3077 (abaixo). À esquerda: imagem observada no infravermelho e visível, e à direita: imagem no rádio. Fonte: <http://starryvistas.net> e <http://www.stsci.edu>

Heckman (2009)). As observações indicam que o vento possui uma luminosidade (em raio-X) $\sim 10^{40}$ erg/s; temperaturas $\sim 10 - 10^8$ K, incluindo desde o material difuso e quente até os filamentos, poeira e gás molecular, e uma velocidade na direção \vec{z} (perpendicular ao plano do disco) dos filamentos ~ 600 km/s. Ranalli et al. (2008) conseguiram detectar (em raio-X) regiões do vento de M82 onde as densidades e pressões chegam a $\sim 3.3 - 32 \cdot 10^{-3}$ cm^{-3} e $\sim 3.5 - 54 \cdot 10^{-12}$ dyn cm^{-2} , respectivamente.

A metalicidade do ambiente frio do MIS e do gás quente em M82 é incerta. As observações ópticas e infravermelhas sugerem uma abundância de metal similar à solar para o gás frio, enquanto as observações em raio-X do gás quente dão uma abundância de menos de um terço do valor solar (Strickland e Stevens (2000)).

A geometria do vento deve ser comparada àquela inferida das observações ópticas e em raio-X de M82, isto é, um vento inicialmente cônico ($r \sim 420$ pc, para $z \leq 330$ pc) que se alarga acima de $z = 330$ pc num cone com ângulo de abertura total $\sim 30^\circ$, como ilustrado

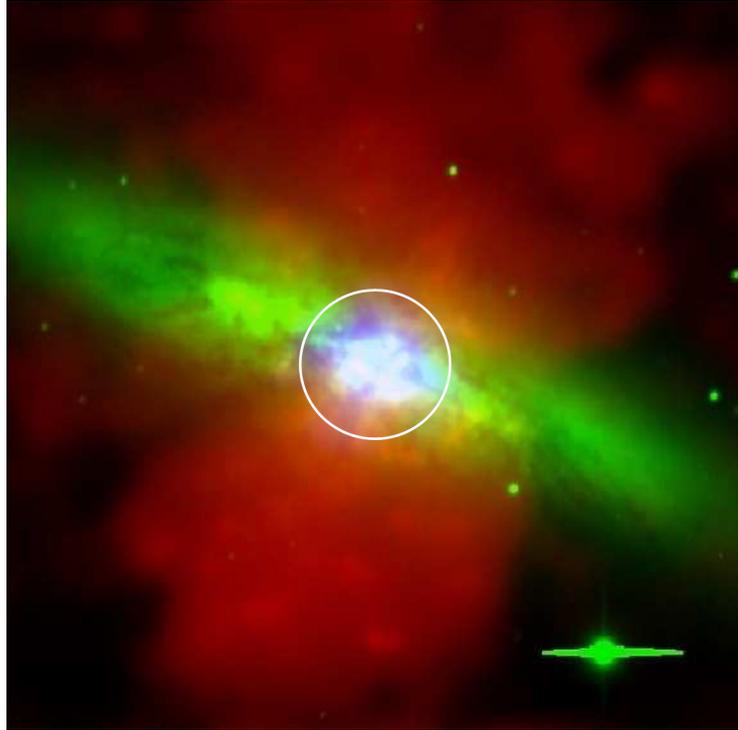


Figura 1.7: Galáxia M82 com a região central de 500 pc de raio circulado. A cor vermelha representa a emissão em raio-X mole, a cor verde representa o óptico e o azul representa emissões em raio-X duro (Strickland e Heckman (2009))

na Figura 1.9 (McKeith et al. (1995)).

Para compreender a complexidade de ventos galácticos como o de M82, e poder traçar sua evolução, vários estudos analíticos e numéricos bi e tri-dimensionais foram realizados, muito dos quais aplicados a M82 (por exemplo, Chevalier e Clegg (1985); Tenorio-Tagle e Munoz-Tunon (1998); Tenorio-Tagle et al. (2003); Strickland e Stevens (2000); Cooper et al. (2008); Strickland e Heckman (2009)).

Todos estes estudos tentaram traçar as características dinâmicas e morfológicas de M82. Chevalier e Clegg (1985) foram os primeiros a propor um modelo simples analítico de um vento estacionário e adiabático para M82. Este mesmo modelo foi posteriormente reavaliado, considerando-se as perdas radiativas do gás ejetado (pelas SNs e pelo meio interestelar empurrado pelo vento). Já Tenorio-Tagle e Munoz-Tunon (1998) realizaram simulações bi-dimensionais com resfriamento radiativo de um vento bicônico, considerando a acreção de matéria do meio externo, a fim de determinar a quantidade mínima de massa de estrelas e gás na região de *starburst* necessária para o vento contrabalançar a queda de material

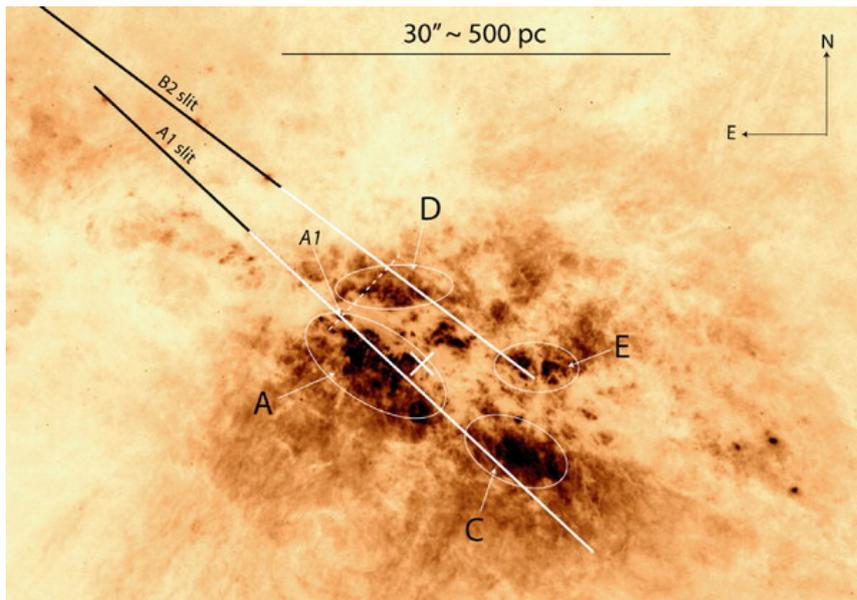


Figura 1.8: Imagem no óptico da região central de M82, que tem um diâmetro de 500 pc e é definida opticamente pelas regiões de superfície mais brilhantes, denotadas por A, C, D e E (O'Connell e Mangano (1978)). Fonte: Westmoquette et al. (2007)

acretante. Strickland e Stevens (2000) e Strickland e Heckman (2009), efetuando simulações bidimensionais axi-simétricas, estudaram como a dinâmica, morfologia e emissão de raios-X do vento dependem da distribuição do MIS da galáxia, da história da formação estelar na região de *starburst*, da intensidade deste e também da presença e distribuição de massa em nuvens densas. Eles encontraram que os ventos galácticos, embora eficientes em transportar grandes quantidades de energia para fora das galáxias, são ineficientes em transportar massa para fora das mesmas. Tenorio-Tagle et al. (2003) investigaram a formação dos filamentos no vento, modelando, também como simulações bi-dimensionais hidrodinâmicas, a formação de um vento a partir da injeção de energia por SNs de vários aglomerados estelares. Cooper et al. (2008), com a ajuda de simulações tridimensionais, examinaram a formação do vento em um disco não homogêneo, e verificaram que a presença de um meio interestelar não homogêneo no disco pode ter um efeito importante na morfologia do vento e na distribuição dos filamentos. De modo geral, todos esses estudos numéricos indicam que no vento coexistem um material menos denso e quente que se expande livremente e um material mais frio (de estrutura filamentar que emite linhas $H\alpha$) que se expande mais devagar. Esses modelos também prevêem que o material mais quente (T

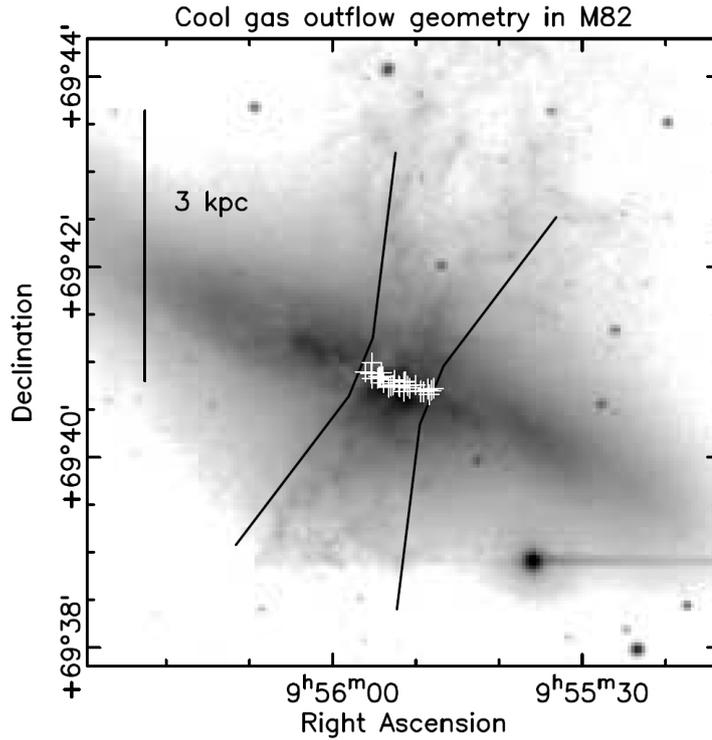


Figura 1.9: Imagem de M82 que mostra a geometria do vento. As cruces brancas apontam os RSN mais jovens, indicando a região de *starburst* (Strickland e Stevens (2000)).

$< 10^8$ K e $n > 10^{-4}$ cm^{-3} , onde T é a temperatura e n é a densidade em partículas) possui uma velocidade $\sim 1000 - 2240$ km/s, enquanto o material mais resfriado ($T > 10^4$ K e $n < 10^2$ cm^{-3}) possui uma velocidade terminal de ~ 600 km/s, a qual está em concordância com as observações, conforme visto anteriormente.

No presente trabalho essas análises prévias serão estendidas por meio de um estudo analítico e numérico detalhado da formação de um vento galáctico impulsionado por explosões de SNs. Utilizar-se-á o vento de M82 como referência para a obtenção de condições iniciais adequadas, embora os resultados possam ser aplicados a ventos e ejeções galácticas em geral. Neste estudo numérico, efetuar-se-ão simulações tri-dimensionais hidrodinâmicas, tanto para ventos adiabáticos, como ventos sujeitos a perdas radiativas. O estudo em três dimensões é particularmente importante para permitir a descrição da complexa estrutura não-axissimétrica do vento. Além disso, um estudo levando-se em conta as perdas radiativas do gás permite tratar de modo realista a formação das estruturas e filamentos densos e frios observados coexistindo em equilíbrio com a componente quente e

rarefeita do vento.

Neste trabalho será considerado não só o resfriamento do gás radiativo tanto dentro do equilíbrio de ionização como fora dele. Neste último, será considerado também a evolução química das espécies mais abundantes do gás. Isto permitirá avaliar o enriquecimento metálico dos ventos e a contaminação do MIG pelos mesmos. Embora Cooper et al. (2008) tenham também levado em conta os efeitos das perdas radiativas do gás em suas simulações tri-dimensionais, eles não discriminaram a evolução de diferentes espécies químicas no vento e se concentraram na formação da sua estrutura filamentar. Neste trabalho, também serão comparados ventos contínuos (e.g. Tenorio-Tagle e Munoz-Tunon (1998) e Strickland e Stevens (2000)), isto é, ventos com uma taxa constante de injeção de energia por SNs, com ventos intermitentes, formados a partir de injeção randômica de energia de SNs de vários aglomerados estelares, tal como nos estudos de Tenorio-Tagle e Munoz-Tunon (1998) e Cooper et al. (2009).

No Capítulo 2, serão examinadas analiticamente as condições para as quais uma superbolha, formada pelas explosões de SNs, pode romper o disco galáctico e empurrar o gás do mesmo, formando um vento. Também será estudada a evolução unidimensional deste vento, considerando-se os cenários prévios propostos por Chevalier e Clegg (1985) e Strickland e Heckman (2009).

No Capítulo 3 serão apresentados simulações numéricas hidrodinâmicas tri-dimensionais dos primeiros estágios da evolução do vento da galáxia M82, incluindo neste estudo numérico o resfriamento radiativo do gás dentro e fora de equilíbrio radiativo e a evolução de algumas espécies químicas mais abundantes no vento. Para esse estudo, foi empregado o código de rede adaptativa YGUAZU (Apêndice A), o qual foi amplamente testado e utilizado em diversas aplicações anteriores do grupo (Raga et al. (2000); Masciadri et al. (2002); Raga et al. (2002); González et al. (2004); Melioli e de Gouveia Dal Pino (2004); Melioli et al. (2005, 2006, 2008, 2009)).

No Capítulo 4 são apresentadas as principais conclusões deste trabalho e as perspectivas futuras.

Estudo Analítico de Chafarizes e Ventos Galácticos Induzidos por Supernovas

Neste capítulo será estudada desde a formação de super-bolhas, a partir de remanescentes de SN (RSNs), até sua evolução através do disco galáctico, e também a ejeção de material para fora do disco impulsionada pelas mesmas, a qual leva à formação de chafarizes e ventos galácticos. Finalmente, será estudada a evolução unidimensional de um vento contínuo induzido por supernovas (SNs), tomando como exemplo aplicativo o vento gerado pela galáxia M82.

2.1 Formação de Super-Bolhas a partir da Explosão de SNs

2.1.1 Remanescente de Supernovas

Quando uma estrela supermassiva explode (SN), seu envelope segue expandindo-se supersonicamente formando um choque (ou descontinuidade) em relação ao meio interestelar (MIS), chamado de RSN (ou simplesmente casca). Dentro deste há gás quente e rarefeito.

Na fase inicial do RSN, chamada de adiabática ou de Sedov, a entropia é conservada. Enquanto a casca não é densa o suficiente, ela segue expandindo-se (e empurrando o meio) e resfriando adiabaticamente. Em um determinado instante, à frente de choque terá varrido material do meio e atingido uma densidade grande o bastante para que comece a irradiar¹. Neste momento, o RSN estará na fase radiativa.

¹ Lembrando que a emissividade do gás opticamente fino é dada por: $e_{\Lambda} \approx n^2 \Lambda(T) \text{ erg/cm}^3/\text{s}$, onde $\Lambda(T)$ é função de resfriamento dependente da temperatura T , e n a densidade do gás (veja, por exemplo, Raymond et al. (1976)).

Assume-se que o RSN entra em uma fase radiativa quando $\int L_{RSN}(t) dt = (1/3) E_{SN}$, onde L_{RSN} é a potência irradiada pelo RSN e E_{SN} é a energia injetada por uma SN, ou seja, após um tempo $t_c = 3 \cdot 10^4 E_{51}^{0.22} n^{-55}$ anos, onde E_{51} é a energia de uma SN em unidades de 10^{51} erg e n é a densidade numérica do gás MIS (McCray (1985)). Após esse período à frente de choque fica cada vez mais densa, fria e fina, deixando de emitir em raio-X. Quando a pressão dinâmica do RSN ficar igual à pressão do meio, o remanescente irá parar de expandir.

Para um RSN, considerando conhecidos n , E_{SN} e a escala de tempo t de evolução, pode-se demonstrar que, na fase adiabática (Melioli et al. (2006); Leão, de Gouveia Dal Pino, Falceta-Gonçalves, Melioli e Geraissate (2009)):

$$R_{RSN,a}(t) \sim 13 \left(\frac{E_{51}}{n} \right)^{1/5} t_4^{2/5} pc \quad (2.1)$$

$$v_{RSN,a}(t) \sim 507 \left(\frac{E_{51}}{n} \right)^{1/5} t_4^{-3/5} km/s \quad (2.2)$$

$$T_{RSN}(t) = 3.3 \times 10^6 \left(\frac{E_{51}}{n} \right)^{2/5} t_4^{-6/5} \quad (2.3)$$

e na fase radiativa:

$$R_{RSN,r}(t) \sim 19 \frac{E_{51}^{0.23}}{n^{0.26}} t_4^{2/7} pc \quad (2.4)$$

$$v_{RSN,r}(t) \sim 530 \frac{E_{51}^{0.23}}{n^{0.26}} t_4^{-5/7} km/s \quad (2.5)$$

onde t_4 é o tempo dado em unidades de 10^4 anos, e R_{SNR} , v_{SNR} e T_{SNR} são o raio, a velocidade e a temperatura do RSN, respectivamente. As equações acima são obtidas considerando-se o sistema unidimensional, ou seja, em expansão radial e isotrópica, implicando uma dependência somente com a coordenada radial.

2.1.2 Super-Bolhas

Em aglo-merados estelares, as estrelas nascem praticamente ao mesmo tempo, e as mais massivas ($8 M_{\odot}$ ou mais) irão explodir como SNs de tipo II quando tiverem uma idade ~ 30 milhões de anos ou menos (a qual é uma escala de tempo quase que instantânea comparada à escala de tempo dos aglomerados). Os RSNs que se formam no aglomerado poderão se fundir, gerando ao final uma super-bolha.

Uma super-bolha é caracterizada por: **(a)** uma alta temperatura interna ($T \sim 10^6$ K) e uma baixa densidade ($n \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$), composta por uma pequena fração do gás interestelar varrido; **(b)** uma casca fina (envoltória da bolha), densa e fria com raio R_{sb} e que expande com velocidade \dot{R} ², composta por material dos RSNs misturado com maior parte de gás interestelar varrido e **(c)** o ambiente interestelar (Cox (1972); Castor et al. (1975); Weaver et al. (1977)).

A dinâmica de uma super-bolha será muito parecida com a de um único RSN. Novamente, os fatores principais que determinam a sua taxa de expansão são: a densidade do MIS, a fonte central de energia e o seu tempo de evolução. Deve-se notar que nos aglomerados estelares, além das SNs de tipo II³, os ventos estelares também devem contribuir como fonte de energia. Esta porém, é cerca de uma ordem de magnitude menor que a energia mecânica injetada pelas SNs de tipo II (Melioli et al. (2008)), e não será portanto, levada em conta neste estudo.

2.1.3 Evolução de Super-Bolhas em um Meio Homogêneo: Raio, Energia e Pressão do Super-Remanescente em Expansão Adiabática em Função do Tempo

Após um longo tempo de evolução, a massa contida dentro no remanescente será praticamente igual à massa do MIS que foi varrida por ele (a qual é maior que a massa inicial

² A casca expande com velocidade \dot{R} no MIS por causa da sua maior pressão dinâmica relativa ao meio. Esta se mantém alta devido à contínua injeção de energia no centro da super-bolha, fornecida por novas explosões de SNs (Melioli (2006)).

³ Durante todo este estudo, sempre que se fizer referência a SNs ou SNs de tipo II, estar-se-á incluindo todas as supernovas resultantes da explosão do núcleo de estrelas massivas ($M \geq 8 M_{\odot}$). Isto inclui não apenas as genuínas SN II, mas também SNs Ib e Ic (Melioli et al. (2008); Habergham et al. (2010)). Há evidências observacionais recentes que indicam que ambientes de *starburst*, como o de M82, possuem uma concentração maior de SN Ib/Ic que de SNII isoladas e menos massivas (Habergham et al. (2010))

ejetada pelas SNs que deram origem ao super-remanescente). Esta massa, $m(t)$, pode ser escrita como:

$$m(t) = \frac{4\pi}{3} (R_{sb}(t))^3 \rho \quad (2.6)$$

onde ρ é a densidade do MIS (que será aqui considerada constante por simplicidade) e $R_{sb}(t)$ é o raio do super-remanescente em expansão.

A força F que empurra o RSN devido à pressão P_{sb} interna do gás da super-bolha é dada por:

$$P_{sb} = \frac{F}{A} = \frac{F}{4\pi R_{sb}^2} \Rightarrow F = 4\pi R_{sb}^2 P_{sb} \quad (2.7)$$

onde P_{sb} é a pressão do gás no interior da casca esférica (região **(a)**). Sendo:

$$v = \frac{dR_{sb}}{dt} = \dot{R} \quad (2.8)$$

a taxa na qual o RSN expande. A partir da segunda lei de Newton, tem-se que:

$$F = \frac{d}{dt} (m\dot{R}) = 4\pi R_{sb}^2 P_{sb} \Rightarrow$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{3} \rho R_{sb}^3 \dot{R} \right) = R_{sb}^2 P_{sb} \quad (2.9)$$

Agora, assumindo que no início da expansão a energia total E_T é principalmente térmica e que a pressão interior é uniforme, tem-se:

$$E_T = \frac{3}{2} P_{sb} V = 2\pi R_{sb}^3 P_{sb} \quad (2.10)$$

onde se está considerando um gás ideal e monoatômico ($P = n k_B T$).

A luminosidade (ou potência) mecânica L da super-bolha é definida por:

$$L = \frac{N_{SN} E_{SN}}{t} \quad (2.11)$$

onde N_{SN} é o número total de SNs que explodem dentro de um intervalo de tempo t . Uma parte da energia da região **(a)** será convertida em trabalho (τ) realizado contra a casca densa **(b)**,

$$\tau = P_{sb} V = \frac{4\pi}{3} R_{sb}^3 P_{sb} \quad (2.12)$$

de modo que a taxa total de variação de energia da região **(a)** obedece à equação:

$$\dot{E}_T = L - \frac{d(\tau)}{dt} = L - 4\pi R_{sb}^2 \dot{R} P_{sb} \quad (2.13)$$

Assim, tem-se um conjunto de equações, dado por (2.9), (2.10) e (2.13) (com incógnitas: E_T , R_{sb} e P_{sb} , assumindo-se como dados constantes L e ρ).

Substituindo (2.10) em (2.9) e (2.13):

$$\frac{dE_T}{dt} = L - 2 \frac{dR_{sb}}{dt} \frac{E_T}{R_{sb}} \quad (2.14)$$

$$E_T = 2\pi R_{sb} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{3} \rho R_{sb}^3 \dot{R} \right) \quad (2.15)$$

Substituindo (2.15) em (2.14):

$$3 \frac{dR_{sb}}{dt} \frac{d}{dt} (R_{sb}^3 \dot{R}) + R_{sb} \frac{d^2}{dt^2} (R_{sb}^3 \dot{R}) = \frac{3L}{2\pi\rho} \quad (2.16)$$

Esta é uma equação (desacoplada) somente para R_{sb} . Será considerado um *ansatz* do tipo $R_{sb} = A t^b$, com A e b constantes, para obter sua solução (Dyson e Williams (1997)).

Substituindo na equação anterior, tem-se que:

$$b = 3/5 \quad (2.17)$$

$$A = \left(\frac{125L}{154\pi\rho} \right)^{1/5} \quad (2.18)$$

Com os valores de A e b , tem-se R_{sb} . Achado R_{sb} , é possível encontrar como evolui E_T , pela equação (2.15). Com E_T e R_{sb} encontra-se a função para P_{sb} , pela equação (2.10). Portanto, o raio do remanescente, sua energia mecânica e pressão em função do tempo são dados por (Weaver et al. (1977)):

$$R_{sb} = 134 \text{ pc} \left(\frac{L}{3.2 \cdot 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}} \right)^{1/5} \left(\frac{\mu}{14/11 m_H} \right)^{-1/5} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{t}{0.1 \cdot 10^6 \text{ anos}} \right)^{3/5} \quad (2.19)$$

$$E_T = 4.6 \cdot 10^{54} \text{ erg} \left(\frac{L}{3.2 \cdot 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}} \right) \left(\frac{t}{0.1 \cdot 10^6 \text{ anos}} \right) \quad (2.20)$$

$$P_{sb} = 10^{-8} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \left(\frac{L}{3.2 \cdot 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}} \right)^{2/5} \left(\frac{\mu}{14/11 m_H} \right)^{3/5} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{3/5} \left(\frac{t}{0.1 \cdot 10^6 \text{ anos}} \right)^{-4/5} \quad (2.21)$$

lembrando que a densidade em massa $\rho = \mu n$, onde $n = n_H (= 0.9 n) + n_{He} (= 0.1n)$ é a densidade numérica (em átomos ou moléculas), $\mu = 14/11 m_H$ é o peso molecular médio em um MIS neutro, assumindo $n_{He}/n_H = 0.1$ e $m_H = 1.67 \cdot 10^{-24}$ g. Os valores utilizados na parametrização das equações acima seriam apropriados para a galáxia de M82 (Cooper et al. (2008); Westmoquette et al. (2009); Strickland e Heckman (2009) e Capítulo 1), considerando-se a formação de uma super-bolha na região central da galáxia a partir da explosão de cerca de $3 \cdot 10^6$ SNs em $30 \cdot 10^6$ anos (o que leva a uma taxa de 0.1 SNs/ano, compatível com as observações - ver Capítulo 1). Isto corresponde à injeção de uma luminosidade de $3.2 \cdot 10^{42}$ erg/s (supondo que cada SN injeta uma energia igual a 10^{51} erg/s). A super-bolha então atingiria um raio em um meio difuso de acordo com a equação (2.19).

Diferenciando a equação (2.19) obtém-se uma expressão para a velocidade da camada superficial da super-bolha (taxa de expansão) que vale:

$$\dot{R} = 790 \text{ km/s} \left(\frac{L}{3.2 \cdot 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}} \right)^{1/5} \left(\frac{\mu}{14/11 m_H} \right)^{-1/5} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{t}{0.1 \cdot 10^6 \text{ anos}} \right)^{-2/5} \quad (2.22)$$

Dependendo da energia injetada (e portanto da pressão dentro de uma super-bolha) e da densidade do MIS, uma super-bolha pode alcançar um raio maior do que a espessura do disco galáctico onde se formou ou, do contrário, ficar confinada dentro do disco, se a sua pressão for da mesma ordem que a pressão do MIS. No primeiro caso, haverá formação dos chamados “worms” ou chaminés (Heiles (1979, 1980), Tomisaka e Ikeuchi (1986); Ikeuchi (1987)), por meio dos quais o gás quente terá um caminho privilegiado para fluir para fora da galáxia e formar chafarizes ou ventos (como descrito no Capítulo 1). No segundo caso, à medida que o gás quente resfria, a super-bolha começará a fechar-se, diminuindo o próprio raio e eventualmente colapsando para seu centro. No primeiro caso, a casca da bolha estará sujeita a uma aceleração através do ambiente mais rarefeito do disco galáctico (acima da região HII), a qual poderá acarrear o desenvolvimento da instabilidade Rayleigh-Taylor (que ocorre quando um fluido mais denso é acumulado para um fluido menos denso Chandrasekhar (1961); de Gouveia Dal Pino (2008)). Esta irá causar a fragmentação da superfície da bolha e permitirá que o gás quente comece a misturar-se com o MIS ou com o gás do ambiente intergaláctico (e.g. Elmegreen (2003); Melioli et al. (2008, 2009); de Gouveia Dal Pino et al. (2009, 2010)).

O próximo passo é descrever a evolução das super-bolhas no disco galáctico.

2.2 Escala de Tempo e Luminosidade Mínima Necessária para Romper o Disco Galáctico

Na maioria das vezes a evolução de uma super-bolha acontece em discos de galáxias caracterizados por uma distribuição não-homogênea de gás. Nestes casos a densidade decresce ao longo da direção vertical e por isso a propagação da bolha ao longo do eixo perpendicular ao plano da galáxia é mais rápida do que a propagação ao longo da direção horizontal, paralela ao disco. Isto permite, em primeira aproximação, considerar um cálculo unidimensional na direção \vec{z} , normal ao disco da galáxia. O equilíbrio hidrostático será

considerado no cálculo da escala de altura H do disco.

Se a energia injetada na bolha for suficientemente alta, a superfície pode expandir além da altura característica do disco e então começar a acelerar, irrompendo através do disco da galáxia e se encontrando “de repente” com o halo galáctico, que é um meio mais rarefeito e quente que o disco. Os detalhes do processo de ruptura por explosões seqüenciais de SNs foram tratados teoricamente por Tomisaka e Ikeuchi (1986). Ao invés de incorporar seus cálculos detalhados, o problema será simplificado, como em Heiles (1987), assumindo que a densidade do gás é constante até a altura H do disco, e que em consequência da ruptura, a pressão interna da super cavidade é dissipada no halo da galáxia, onde a pressão é menor do que no disco. Neste ponto a pressão interna da super-cavidade deve diminuir rapidamente para o valor do halo. O super remanescente irá, portanto, esculpir uma super cavidade cilíndrica no disco. O campo gravitacional da galáxia será desprezado neste momento. Isto é justificável, uma vez que os remanescentes rompem o disco a grandes velocidades em comparação com a velocidade do som. O campo gravitacional que já contrabalança a pressão de gás (lembrando que a altura do disco H é determinada pelo equilíbrio hidrostático entre o campo gravitacional e a pressão) terá então pouco efeito sobre a dinâmica do remanescente antes da ruptura.

Será admitido que N_{SN} supernovas serão necessárias para que a pressão dinâmica da bolha se sobreponha à pressão do meio. Se houver N_{SN} SNs num determinado aglomerado estelar explodindo basicamente ao mesmo tempo, haverá $N_{SN} \cdot 10^{51}$ erg de energia injetada numa área com raio igual ao do aglomerado. Este será o mecanismo de indução de um vento galáctico. Essa energia injetada vai acelerar o material, que deverá irromper através do disco estratificado, abrindo um buraco no mesmo⁴.

Será chamada de L_p a luminosidade característica que determina se uma bolha tem energia mínima suficiente para fragmentar-se e expandir-se para fora do disco (estimada através da conservação de momento e energia). Esta é definida como a luminosidade para a qual a velocidade da casca da super-bolha na escala de altura do disco torna-se igual à velocidade do som isotérmica naquela região. Se a superfície da super-bolha alcança a máxima altura do disco com uma velocidade maior ou igual à velocidade do som, ela volta

⁴ Nas simulações feitas de chafarizes galácticos por Melioli et al. (2008, 2009) vê-se a formação de buracos no disco que se fecham com o tempo (veja Figura 1.2). Através destes é injetada energia de novas SNs que empurraram o gás para cima do disco.

a se acelerar por causa da menor densidade do gás encontrada acima do disco, e começa então a fragmentar-se (Melioli et al. (2008)). A escala de altura do disco (H) para uma atmosfera em equilíbrio hidrostático pode ser obtida como função da densidade a partir de:

$$H = \frac{1}{\rho_0} \int_0^\infty \rho(z) dz \quad (2.23)$$

Mas, por simplicidade, será tomada a equação (2.19), considerando-se que quando a super-bolha expande a um raio $R = H$, terá se passado um certo tempo t_z . Sendo assim, o tempo t_z é tal que:

$$t_z \sim 1.2 \cdot 10^5 \text{ anos} \left(\frac{H}{150 \text{ pc}} \right)^{5/3} \left(\frac{\mu}{14/11 m_H} \right)^{1/3} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/3} \left(\frac{L}{3.2 \cdot 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}} \right)^{-1/3} \quad (2.24)$$

Fazendo $L = L_p$, na equação (2.24), a velocidade \dot{R} do super remanescente no momento de ruptura será igual à velocidade do som isotérmica $c_{s,T}$ (condição mínima de ruptura do disco). Substituindo (2.24) em (2.22), fazendo $R = H$, e lembrando que $P = \rho_0 c_{s,T}^2$ no caso isotérmico, obtém-se (Weaver et al. (1977)):

$$L_p = 1.2 \cdot 10^{40} \text{ erg/s} \left(\frac{P}{10^{-9} \text{ dyn/cm}^2} \right) \left(\frac{H}{150 \text{ pc}} \right)^2 \left(\frac{c_{s,T}}{30 \text{ km/s}} \right) \quad (2.25)$$

A equação acima possui várias simplificações implícitas (e.g. Heiles (1987)). Em primeiro lugar, assume-se que as nuvens moleculares que poderiam estar presentes dentro da super-cavidade não são centros de condensação importantes. Se levadas em conta, poderiam reduzir muito a fração de energia (injetada pelas SNs) disponível para o trabalho mecânico necessário na expansão do super-remanescente (Melioli e de Gouveia Dal Pino (2004); Cooper et al. (2008)). Em segundo, assumiu-se que não existe um resfriamento radiativo significativo no interior quente. De acordo com McCray e Kafatos (1987), o resfriamento atuaria a partir de um raio $R_c \approx 680 [L/(10^{38} \text{ erg/s})]^{0.4} n^{-0.6} \text{ pc}$, o qual, para parâmetros galácticos, é muito maior do que a escala de altura H . Finalmente, assumiu-se

que a perda de energia por evaporação de HI de nuvens difusas é pequena quando comparada à evaporação da casca densa. Esta hipótese deve ser válida para as nuvens difusas (mas não necessariamente para as moleculares). Antes da primeira explosão de uma SN, as nuvens difusas já teriam sido destruídas por fótons ionizantes provenientes de estrelas quentes (Elmergreen (1976); McKee et al. (1984)). Isso deve ter ocorrido dentro do raio de Strömgren de um conjunto inteiro de estrelas quentes no aglomerado, igual a $65 n_0^{-2/3} N^{1/3}$ pc (Heiles (1987)).

As simplificações apontadas acima sugerem que a equação (2.25) é adequada apenas para uma estimativa bem aproximada para a luminosidade de ruptura. Em condições mais realistas, os efeitos acima devem ser considerados, como por exemplo, a contribuição da pressão turbulenta do MIS. Desse modo, o valor mínimo possível para a razão L/L_p para que a bolha possa realmente dar origem a uma ruptura tem que ser determinado através de cálculos numéricos (veja Capítulo 3⁵). O que se espera é que esse valor seja pelo menos maior que 1, pois a frente de choque deve alcançar alturas correspondentes a algumas vezes a escala de altura antes de sair completamente do disco galáctico e começar a acelerar (veja, por exemplo, Koo e McKee (1992)). Mac Low e McCray (1988) mostraram que uma condição suficiente para que se possa gerar um vento a partir da evolução de uma super-bolha é $L/L_p \geq 5$. Este valor não corresponde a uma condição necessária, a qual parece ser um pouco menor, ou seja, $L/L_p \geq 3$ (Koo e McKee (1992)).

Para continuar essa estimativa analítica, assume-se que a luminosidade necessária para se ter ruptura do disco é então $\sim 3 L_p$, ou seja:

$$L_{ruptura} = 3.5 \cdot 10^{40} \text{ erg/s} \left(\frac{P}{10^{-9} \text{ dyn/cm}^2} \right) \left(\frac{H}{150 \text{ pc}} \right)^2 \left(\frac{c_{s,T}}{30 \text{ km/s}} \right) \quad (2.26)$$

Essa luminosidade crítica de ruptura deve ser associada ao número real das SNs que explodem em uma determinada região. A luminosidade mecânica L , que é a luminosidade efetiva de uma região afetada por N_{SN} explosões de SNs (cada uma com energia E_{SN}) num determinado intervalo de tempo t , pode ser denotada tal como em (2.11), como sendo a

⁵ Os efeitos da presença de um meio mais complexo e sujeito à formação de estruturas densas e frias devido ao resfriamento serão tratados quando for estudada a evolução espaço-temporal de um vento mais realista através de simulações hidrodinâmicas tri-dimensionais no Capítulo 3.

potência de injeção de N_{SN} SNs (Mac Low e McCray (1988) e Heiles (1990)):

$$L = 3.2 \cdot 10^{42} \text{erg/s} \left(\frac{N_{SN}}{3 \cdot 10^6 \text{SNs}} \right) \left(\frac{E}{10^{51} \text{erg/s}} \right) \left(\frac{t}{30 \cdot 10^6 \text{anos}} \right)^{-1} \quad (2.27)$$

De acordo com as definições de Heiles (1990), vale lembrar que o fenômeno de ruptura pode ser parcial ou completo. No primeiro caso, chamado de ruptura parcial, a super-bolha consegue quebrar somente a estrutura do disco fino, de uma galáxia espiral como a Via Láctea, por exemplo. Já no segundo caso (ruptura total) a super-bolha quebra inteiramente a estrutura do disco da galáxia (disco fino e espesso), alcançando assim o halo e o espaço intergaláctico (processo no qual se está interessado). Pode-se obter o número de SNs necessário para que aconteça uma ruptura total, comparando-se as equações acima (2.26) e (2.27):

$$L \geq L_{ruptura} \Rightarrow$$

$$N_{SN} \geq 3.3 \cdot 10^4 \frac{\left(\frac{P}{10^{-9} \text{dyn/cm}^2} \right) \left(\frac{H}{150 \text{pc}} \right)^2 \left(\frac{c_{s,T}}{30 \text{km/s}} \right) \left(\frac{t}{30 \cdot 10^6 \text{anos}} \right)}{\left(\frac{E}{10^{51} \text{erg/s}} \right)} \quad (2.28)$$

Evidentemente este é um número muito alto, pois é realmente muito difícil que um único aglomerado estelar possua um número tão grande de SNs produzidas por estrelas massivas (SNs de tipo II). Por outro lado, essa quantidade pode ser produzida por vários aglomerados, como parece ser o caso M82 onde uma ou duas centenas de aglomerados na região central devem estar participando no processo de formação do vento (Capítulo 1). Por este motivo, eventos de ruptura total devem ser raros em galáxias comuns. Além disso, é preciso lembrar que na equação acima as perdas radiativas foram consideradas desprezíveis. Em situações onde as emissões radiativas tornam-se importantes, o número de SNs necessário para gerar um vento com condições semelhantes pode ser ainda mais alto (ver Capítulo 3). Esses fatos sugerem ainda que os ventos devem desenvolver-se somente nas regiões centrais das galáxias, onde há uma maior concentração de aglomerados estelares.

2.3 Ejeção de Material das Galáxias - Uma Solução Analítica de Vento Galáctico Estacionário Adiabático

Nas seções precedentes foram examinadas as condições necessárias através das quais as SNs (principais fontes de energia de uma galáxia) podem romper o disco galáctico e empurrar o gás a velocidades transônicas. Agora, precisa-se estimar qual será a velocidade atingida pelo fluido ejetado e compará-la com a velocidade de escape, para saber se esse material retornará ao disco (formando chafarizes galácticos), ou se a velocidade do vento excederá a velocidade de escape da galáxia permitindo a formação do vento galáctico e o escape definitivo do gás ejetado para o MIG.

A velocidade de escape é a velocidade mínima necessária para o gás vencer a gravidade e pode ser obtida da equação de conservação de energia ou momento. Considerando-se uma geometria esférica, obtém-se que $v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$. Para os parâmetros de M82, por exemplo, tomando para o raio da região central $R = 200$ pc e para a massa contida nele $M = 7 \cdot 10^8 M_{\odot}$, tem-se que $v_{esc}(200 \text{ pc}) = 170$ km/s.

O gás conseguirá vencer a barreira gravitacional da galáxia, ou irá retornar na forma de um chafariz galáctico? Para responder esta questão, deve-se comparar esta velocidade com a que o gás irá atingir a esta altura.

Para isso, será considerado aqui um modelo simples de vento estacionário e adiabático, o qual foi estudado pela primeira vez por Chevalier e Clegg (1985). Supõe-se que inicialmente o disco e o halo da galáxia estejam em equilíbrio hidrostático. Será tomado como exemplo apenas a região central de M82, admitindo que a mesma é esférica, de raio R . Será considerado neste momento que a ejeção de gás é estacionária e que a energia injetada pelas SNs é tão intensa que a gravidade pode ser desprezada. Os cálculos feitos a seguir serão unidimensionais e dependerão apenas da distância r . Também serão adicionados termos fontes nas equações de energia e movimento para expressar a injeção de energia e massa pelas SNs. As taxas totais de massa e energia injetadas na região central de M82 são dadas por \dot{M} e \dot{E} , respectivamente, sendo estas constantes no tempo e no espaço, dentro da região de raio R . Efeitos dissipativos também serão desprezados.

O sistema de equações é dado pela equação de continuidade para a densidade com um termo fonte q :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = q \quad (2.29)$$

Como $\partial_t = 0$, $\partial_\varphi = \partial_\theta = 0$ e $\partial_r \neq 0$ (por hipótese), tem-se que:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r^2) = q \quad (2.30)$$

onde para $r < R$, $q = \dot{M}/V$, $V = 4 \pi R^3/3$, para $r > R$, $q = 0$ e lembrando que \dot{M} é a taxa de massa injetada na região central da galáxia. A equação de movimento é dada por:

$$\rho \frac{d \vec{v}}{dt} = - \vec{\nabla} P - \rho \vec{\nabla} \psi + \vec{f}_0 \quad (2.31)$$

onde ψ é o potencial gravitacional, P é a pressão térmica do gás e $\vec{f}_0 \equiv q \vec{v}$ representa uma força externa ao sistema proveniente das SNs. Desprezando o termo gravitacional ($\rho \vec{\nabla} \psi$):

$$\frac{\rho}{2} \frac{\partial (v^2)}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} - qv \quad (2.32)$$

E a equação de conservação de energia com termo fonte δ é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \psi + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) \right] + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{v} \cdot \left(\frac{1}{2} v^2 + \psi + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) + \vec{Q}_1 + \vec{Q}_2 \right] = \delta \quad (2.33)$$

onde γ é a razão entre calores específicos do gás, \vec{Q}_1 é o fluxo de calor e \vec{Q}_2 é o fluxo radiativo. Para $r < R$, $\delta = \dot{E}/V$, onde \dot{E} é a taxa de energia injetada na região central da galáxia, e para $r > R$, $\delta = 0$. Considerando que o sistema está no estado estacionário, e desprezando-se os termos radiativos e de condução de calor e a gravidade, tem-se que:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \rho v \left(\frac{1}{2} v^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \right) \right] = \delta \quad (2.34)$$

Note que q , \vec{f}_0 e δ são termos fontes devido à injeção de energia e massa provenientes das SNs. A solução do sistema de equações (2.30), (2.32) e (2.34) é (Chevalier e Clegg (1985), Strickland e Heckman (2009)):

$$\left(\frac{3\gamma + \frac{1}{\beta^2}}{3\gamma + 1}\right)^{\frac{-(3\gamma+1)}{5\gamma+1}} \left(\frac{\gamma - 1 + \frac{2}{\beta^2}}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(5\gamma+1)}} = \frac{r}{R}, \quad r < R \quad (2.35)$$

e

$$\beta^{\frac{2}{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma - 1 + \frac{2}{\beta^2}}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = \left(\frac{r}{R}\right)^2, \quad r \geq R \quad (2.36)$$

onde:

$$\beta = v/c_s \quad (2.37)$$

é o número de Mach.

Para encontrar a densidade quando $r < R$, basta integrar (2.30):

$$\rho = \frac{qr}{3v}, \quad r < R \quad (2.38)$$

Para encontrar a densidade quando $r > R$, basta lembrar que o fluxo de massa que passa através de uma superfície esférica de raio r é igual ao fluxo de massa quando $r = R$:

$$4\pi r^2 \rho_r = 4\pi R^2 \rho_R \Rightarrow$$

$$4\pi r^2 \rho_r = 4\pi R^2 \frac{qR}{3v} \Rightarrow$$

$$\rho = \frac{qR^3}{3vr^2}, \quad r \geq R \quad (2.39)$$

Para encontrar v , é preciso saber qual é a velocidade do som c_s no meio. Supondo que o fluxo de energia é adiabático, pode-se obter então a velocidade do som em qualquer

ponto. Se a equação (2.34) for resolvida para $r < R$, por exemplo, substituindo-se (2.38), e lembrando que:

$$c_s^2 = \frac{\gamma P}{\rho} \quad (2.40)$$

tem-se que a velocidade do som é dada por:

$$c_s^2 = \frac{\dot{E}/\dot{M}}{\left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1}\right)} \quad (2.41)$$

Substituindo (2.41) em (2.37):

$$v^* \equiv \frac{v}{\dot{E}^{1/2}\dot{M}^{-1/2}} = \beta \left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1}\right)^{-1/2} \quad (2.42)$$

Note que o ponto sônico, ou seja, quando $v = c_s$ ou $\beta = 1$, ocorre em (substituindo $\beta = 1$ em (2.35) ou (2.36)):

$$r/R = 1 \Rightarrow r = R \quad (2.43)$$

Sendo assim, tem-se que a densidade para $r < R$ e substituindo (2.35), (2.42) e q em (2.38):

$$\rho^* \equiv \frac{\rho}{\dot{M}^{3/2} \dot{E}^{-1/2} R^{-2}} = \frac{\left(\frac{3\gamma + \frac{1}{\beta^2}}{1+3\gamma}\right)^{\frac{-(1+3\gamma)}{1+5\gamma}} \left(\frac{-1+\gamma + \frac{2}{\beta^2}}{1+\gamma}\right)^{\frac{1+\gamma}{2(1+5\gamma)}} \left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1}\right)^{1/2}}{4\pi\beta}, \quad r < R \quad (2.44)$$

E substituindo (2.36), (2.42) e q em (2.39):

$$\rho^* \equiv \frac{\rho}{\dot{M}^{3/2} \dot{E}^{-1/2} R^{-2}} = \frac{\left(\frac{-1+\gamma + \frac{2}{\beta^2}}{1+\gamma}\right)^{\frac{1+\gamma}{2(1-\gamma)}} \beta^{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}} \left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1}\right)^{1/2}}{4\pi}, \quad r \geq R \quad (2.45)$$

Para encontrar a temperatura, considera-se um gás ideal tal que:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B}{\mu} T} \quad (2.46)$$

onde μ foi definido na equação (2.19) e substituindo (2.46) em (2.41):

$$T^* \equiv \frac{(k_B/\mu)T}{\dot{E} \dot{M}^{-1}} = \gamma^{-1} \left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} \right)^{-1} \quad (2.47)$$

E finalmente de (2.40), (2.41), (2.44) e (2.45), tem-se que:

$$P^* \equiv \frac{P}{\dot{M}^{1/2} \dot{E}^{1/2} R^{-2}} = \frac{\left(\frac{3\gamma + \frac{1}{\beta^2}}{1+3\gamma} \right)^{\frac{-(1+3\gamma)}{1+5\gamma}} \left(\frac{-1+\gamma + \frac{2}{\beta^2}}{1+\gamma} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(1+5\gamma)}}}{4\gamma\beta\pi \left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} \right)^{1/2}}, \quad r < R \quad (2.48)$$

$$P^* \equiv \frac{P}{\dot{M}^{1/2} \dot{E}^{1/2} R^{-2}} = \frac{\left(\frac{-1+\gamma + \frac{2}{\beta^2}}{1+\gamma} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(1-\gamma)}} \beta^{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}}}{4\gamma\pi R^2 \left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} \right)^{1/2}}, \quad r \geq R \quad (2.49)$$

Note que o que foi feito aqui foi isolar os parâmetros livres R , \dot{M} e \dot{E} , obtendo-se novas variáveis adimensionais que dependem apenas do número de Mach β , que por sua vez depende da distância ao centro r .

A Figura 2.1 apresenta as curvas das soluções do vento estacionário adiabático v^* , T^* , ρ^* e P^* em função da distância, considerando γ para um gás ideal monoatômico (igual a 5/3).

Considerando-se que toda energia injetada pelas SNs é convertida em energia cinética de expansão da super-bolha, tem-se que a velocidade terminal do vento v_∞ é dada por (Veilleux et al. (2005); Strickland e Heckman (2009)):

$$v_\infty = \left(\frac{2 \dot{E}}{\dot{M}} \right)^{1/2} \quad (2.50)$$

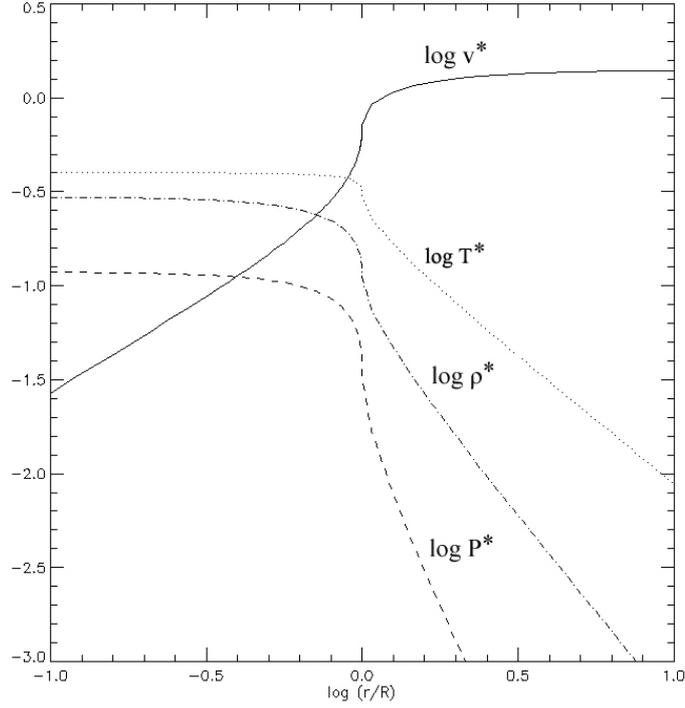


Figura 2.1: Solução do vento estacionário adiabático como função de r/R , utilizando $\gamma=5/3$, onde R é o raio de injeção do vento com taxa de massa \dot{M} e energia \dot{E} . São os parâmetros livres do modelo R , \dot{M} e \dot{E} . As variáveis adimensionais são: $v^* = v/(\dot{M}^{-1/2} \dot{E}^{1/2})$, $T^* = (k_B/\mu) T/(\dot{E} \dot{M}^{-1})$, $\rho = \rho^*(\dot{M}^{3/2} \dot{E}^{-1/2} R^{-2})$ e $P^* = P/(\dot{M}^{1/2} \dot{E}^{1/2} R^{-2})$. Este gráfico concorda com Chevalier e Clegg (1985).

a qual é compatível com a velocidade encontrada quando se faz $r \rightarrow \infty$ na Figura 2.1.

Utilizando $\dot{E} = 3.2 \cdot 10^{42}$ erg/s e $\dot{M} = 1.6 M_\odot \text{ ano}^{-1}$ (as quais são taxas compatíveis com as estimativas de M82, correspondendo a uma taxa de injeção estacionária de supernovas da ordem de 0.1 SN/ano, durante um tempo de $30 \cdot 10^6$ anos, onde cada SN possui $16 M_\odot$ e 10^{51} erg/s), obtém-se uma velocidade terminal para o vento ~ 2500 km/s. Esta velocidade terminal é maior do que a encontrada nas simulações numéricas (e.g. Tenorio-Tagle e Munoz-Tunon (1998); Strickland e Stevens (2000); Cooper et al. (2008); veja também Capítulo 3). Como será visto em um cálculo mais realista, parte da energia injetada pelas SNs é irradiada e, portanto, não é convertida em energia mecânica do vento, resultando uma velocidade menor.

Note que o valor de v_∞ (e o encontrado nas simulações numéricas - Capítulo 3) é muito maior que o valor da velocidade de escape na mesma distância, o que caracteriza a formação

do vento (Figura 2.2).

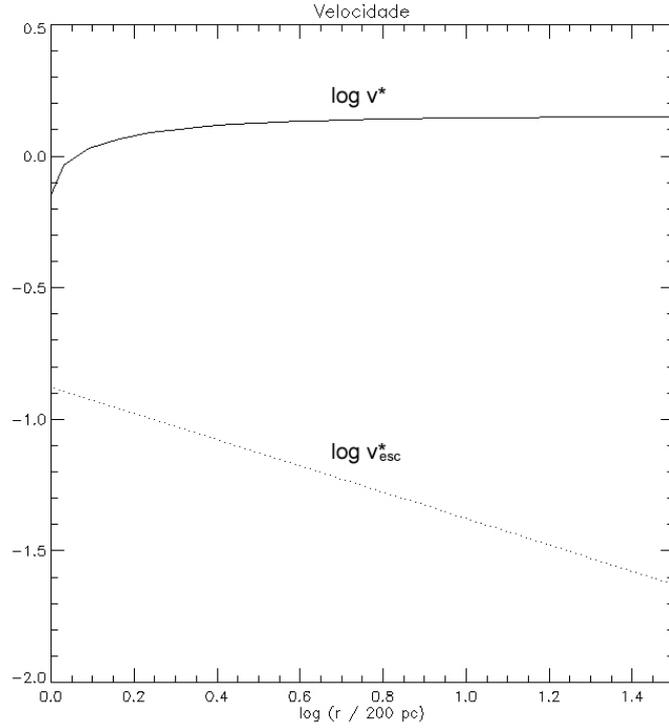


Figura 2.2: Solução para a velocidade do vento adiabático (Chevalier e Clegg (1985)) e a velocidade de escape como função de r/R , onde $R=200$ pc é o raio da região de injeção de vento com taxas $\dot{M} = 1.6 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e $\dot{E} = 3.2 \cdot 10^{42} \text{ erg/s}$, com massa total da região ativa $\sim 7 \cdot 10^8 M_{\odot}$ e $\gamma = 5/3$. As variáveis adimensionais são: $v^* = v/(\dot{M}^{-1/2} \dot{E}^{1/2})$ e $v_{esc}^* = v_{esc}/(\dot{M}^{-1/2} \dot{E}^{1/2})$, onde v_{esc} é a velocidade de escape.

2.4 Um Modelo Analítico de Vento Galáctico Estacionário

Não-Adiabático

Strickland e Heckman (2009) deram um passo além no modelo estacionário adiabático descrito na seção precedente, e levaram em conta a eficiência com que a energia das SNs e dos ventos estelares é injetada no vento galáctico, bem como a injeção adicional de material frio do MIS. Com isso, substituíram \dot{M} e \dot{E} , respectivamente, por:

$$\dot{M}_{eff} = \zeta \dot{M}_{SN+SW} + \dot{M}_{cold} = \zeta \nu \dot{M}_{SN+SW} \quad (2.51)$$

$$\dot{E}_{eff} = \epsilon \zeta \dot{E}_{SN+SW} \quad (2.52)$$

onde \dot{E}_{eff} e \dot{M}_{eff} são as taxas efetivas de energia e massa injetadas pelas SNs de tipo II e ventos estelares, \dot{M}_{cold} é a taxa de massa adicional injetada devida ao ambiente frio do MIS, $\nu \geq 1$ fornece a fração adicional de massa devido a esse material frio do MIS, $\epsilon \leq 1$ determina a eficiência de termalização das SNs e ventos estelares, isto é, a fração destes cuja energia não se perde por radiação, mas é transformada efetivamente em energia mecânica do vento; e $\zeta \leq 1$ considera a fração de todas as SNs e ventos estelares que ocorrem em regiões onde as condições levam a uma termalização não desprezível (e.g. Melioli e de Gouveia Dal Pino (2004)).

Para M82, Strickland e Heckman (2009) encontram que $30\% \leq \epsilon \leq 100\%$ e $1 \leq \nu \leq 2.8$ para que as características observadas de M82 sejam satisfeitas. Substituindo-se as equações (2.51) e (3.2) nas equações (2.42), (2.44), (2.44), (2.47), (2.48) e (2.49), obtêm-se as soluções para esse vento não-adiabático. A Figura 2.3 compara a solução do vento adiabático (da Figura 2.1) com o modelo de não-adiabático acima utilizando parâmetros característicos. Verifica-se que o vento não-adiabático possui uma temperatura menor e uma densidade maior que o vento adiabático em virtude do resfriamento radiativo do gás. Do mesmo modo, a velocidade desse material resfriado (fase fria do vento - conforme será visto no Capítulo 3) possui uma velocidade bem menor, ~ 600 km/s, porém ainda maior que a velocidade de escape, e é compatível com a velocidade de filamentos emissores da linha $H\alpha$ presentes no vento de M82.

Verifica-se ainda que a parametrização de ζ , ν e ϵ , introduzida por Strickland e Heckman (2009), pode alterar de forma expressiva a evolução do vento no caso de M82. Em outras palavras, injeção adicional de massa fria do MIS no vento, e a redução da eficiência de termalização pelas SNs e ventos estelares (devido à perda por radiação de parte da energia destes), pode afetar toda a evolução e as condições do vento.

No Capítulo 3 esses aspectos serão explorados mais realisticamente a partir de simulações numéricas hidrodinâmicas tri-dimensionais da evolução do vento interagindo com o MIS do disco e com o halo galáctico, levando-se em conta as perdas radiativas do gás. Além disso, as soluções analíticas descritas neste Capítulo serão comparadas às soluções

numéricas do Capítulo 3.

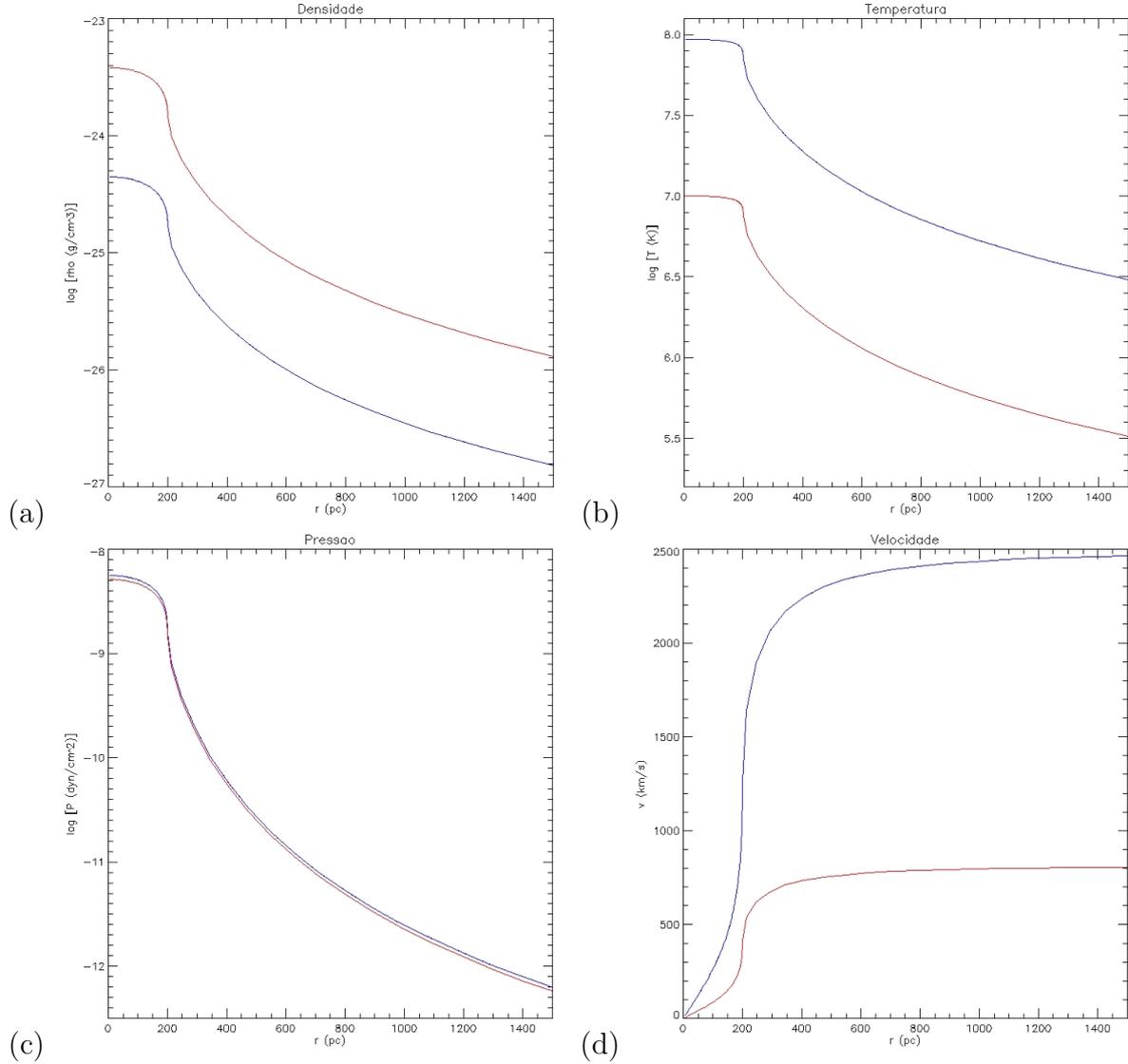


Figura 2.3: Comparação entre o modelo de vento estacionário adiabático curvas (linha azul) e o modelo não-adiabático (linha vermelha), para (a) logaritmo da densidade, (b) logaritmo da temperatura, (c) logaritmo da pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , em função da distância r . Para o modelo não-adiabático, foram considerados os valores limites para $\epsilon = 0.3$ e $\nu = 2.8$ determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82, além de $\zeta = 1$. Os parâmetros da região de injeção são: $R = 200$ pc, $\dot{M} = 1.6 M_{\odot}/\text{ano}$ e $\dot{E} = 3.2 \cdot 10^{42}$ erg/s.

Simulações Numéricas Hidrodinâmicas Tridimensionais

Neste Capítulo serão estudadas simulações hidrodinâmicas tridimensionais, adiabáticas e com resfriamento radiativo, de um vento galáctico contínuo e intermitente, com aplicação ao vento de M82. Esses resultados também serão comparados com as observações e com diferentes modelos numéricos da literatura.

3.1 Condições Iniciais para as Simulações Hidrodinâmicas de M82

As simulações hidrodinâmicas abaixo para M82 foram realizadas utilizando-se o código YGUAZU (de rede adaptativa e químico-hidrodinâmico; Raga et al. (2000); Masciadri et al. (2002); Raga et al. (2002); González et al. (2004); Melioli e de Gouveia Dal Pino (2004); Melioli et al. (2005, 2006, 2008, 2009); Apêndice A). Neste trabalho utilizou-se uma versão do código similar à que havia sido empregada em Melioli e de Gouveia Dal Pino (2004); Melioli et al. (2005, 2008, 2009), no estudo da formação de chafarizes galácticos por SNs. As equações que descrevem a evolução do sistema são as equações hidrodinâmicas de Euler de conservação de massa, momento e energia, dadas, respectivamente, pelas equações abaixo:

$$\frac{d\rho}{dt} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P + \frac{1}{\rho} \vec{f}_{ext} \quad (3.2)$$

$$\frac{d(\rho s)}{dt} + \vec{\nabla} \cdot (\rho s \vec{v}) = \mathcal{L} \quad (3.3)$$

onde \vec{v} é o vetor velocidade, s a entropia do sistema, P é a pressão, ρ é a densidade em massa, \vec{f}_{ext} representa todas as forças de natureza não hidrodinâmicas (como, por exemplo, o campo gravitacional) e \mathcal{L} é a taxa de resfriamento líquido radiativo (dada pela diferença entre os termos de resfriamento e os termos de aquecimento). O sistema de equações acima é completado por uma equação de estado de gás ideal (veja o Apêndice A para uma descrição mais detalhada).

A distribuição inicial do gás no disco é obtida a partir da solução da equação de movimento no estado estacionário. Na equação (3.2) tem-se que:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \quad (3.4)$$

Tomando $\partial\vec{v}/\partial t = 0$ no estado estacionário, resulta que:

$$(\vec{v} \cdot \vec{v})v = \frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi_{tot} \quad (3.5)$$

onde Φ_{tot} é o potencial gravitacional total do sistema, isto é, do disco e do esferóide central de estrelas (veja adiante, equação (3.10)).

No plano $z = 0$ do disco pode-se assumir que o gás é predominantemente suportado pela rotação. Deste modo, a velocidade rotacional (isto é, a componente azimutal v_φ da velocidade na equação acima) é dada simplesmente por:

$$v_\varphi(r) = e_{rot} \left(\frac{r \partial \Phi_{tot}}{\partial r} \right)^{1/2}$$

onde o termo e_{rot} foi introduzido para corrigir $v_\varphi(r)$ da presença de outras forças no gás, além da centrífuga: se o disco fosse suportado somente pela rotação, então $e_{rot} = 1$. Num caso mais realista e que será considerado nas simulações deste Capítulo, uma pequena parte da força gravitacional é suportada pelas pressões térmica e turbulentas do MIS, e será adotado, tal como Strickland e Stevens (2000), $e_{rot} = 0.95$.

A equação acima vale porém somente para $z = 0$, como foi dito. Para atenuar a velocidade de rotação do gás acima do plano galáctico, e ter um halo galáctico não-rotativo,

assume-se um modelo simples onde a rotação (e , conseqüentemente, v_φ) cai exponencialmente com o aumento da altura z acima do plano da galáxia:

$$e = e_{rot} \exp(-z/z_{rot}) \quad (3.6)$$

onde $z_{rot} = 5$ kpc dá a escala de altura para essa redução na velocidade rotacional com a altura. A Figura 3.1 apresenta a curva de rotação no plano ($z = 0$) e para diferentes alturas resultante da distribuição de massa adotada que será descrita a seguir. A curva de rotação no plano é comparada à observada para M82.

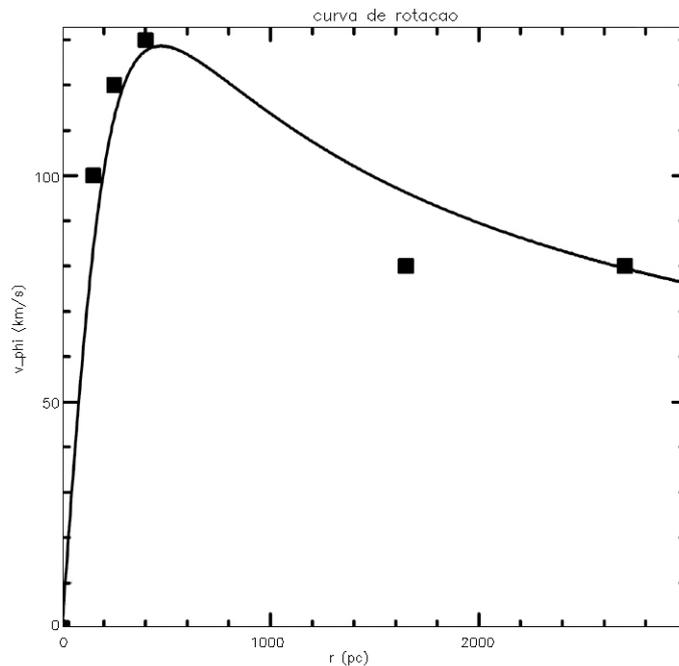


Figura 3.1: Curva de rotação no momento inicial da simulação hidrodinâmica em $z = 0$. Os símbolos correspondem à curva de rotação no plano, observada para M82, retirado de Strickland e Stevens (2000)

Para construir a distribuição de densidade inicial do disco e do halo adotou-se, tal como Strickland e Stevens (2000), uma simetria azimutal, de modo que as variáveis dependerão apenas de z e r .

Foi adotada uma distribuição central esferoidal de estrelas com um potencial gravitacional com perfil de King:

$$\rho_{ss}(\omega) = \frac{\rho_0}{[1 + (\omega/\omega_0)^2]^{3/2}} \quad (3.7)$$

onde $\rho_{ss}(\omega)$ é a densidade de estrelas como função da distância radial ao centro do esferóide ω , sendo $\omega = \sqrt{r^2 + z^2}$, e ρ_0 é a densidade da região central de raio $\omega_0 = 350$ pc. Portanto, o potencial deste esferóide estelar (Φ_{ss}) é dado por:

$$\Phi_{ss}(\omega) = -\frac{GM_{ss}}{\omega_0} \left[\frac{\ln \left\{ (\omega/\omega_0) + \sqrt{1 + (\omega/\omega_0)^2} \right\}}{\omega/\omega_0} \right] \quad (3.8)$$

onde $M_{ss} = 2 \cdot 10^8 M_\odot$ é a massa da região central contida em ω_0 : $M_{ss} = 4\pi\rho_{ss}\omega_0^3$.

O potencial gravitacional do disco da galáxia é dado pelo modelo de Miyamoto e Nagai (1975):

$$\Phi_{disco}(\omega) = -\frac{GM_{disco}}{\sqrt{r^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}} \quad (3.9)$$

onde $a = 222$ pc e $b = 75$ pc são as escalas radial e vertical do disco e $M_{disco} = 2 \cdot 10^9 M_\odot$ é a massa do disco. Sendo assim, o potencial total no disco Φ_{tot} é dado por:

$$\Phi_{tot} = \Phi_{ss} + \Phi_{disco} \quad (3.10)$$

O perfil inicial de densidade estratificada do meio é obtido a partir do equilíbrio hidrostático entre a gravidade e a pressão do gás do disco e do halo na direção vertical, considerando-se um meio isotérmico (Strickland e Stevens (2000)). A densidade inicial do disco é então calculada a partir da equação de movimento na direção \vec{z} , considerando-se o equilíbrio hidrostático ($v_z = 0$). Nesse caso a equação (3.2) é simplesmente dada por:

$$0 = \frac{-1}{\rho} \vec{\nabla} P - \vec{\nabla} \Phi_{eff} \quad (3.11)$$

sendo que Φ_{eff} corresponde ao potencial gravitacional efetivo, onde se descontam do potencial total acima os efeitos do potencial centrífugo devido aos movimentos de rotação.

Desta forma, dadas as equações (3.10), (3.11) e (3.6), obtém-se para a densidade do disco e do halo:

$$\rho_{disco}(r, z) = \rho_{disco,0} \exp \left[-\frac{\Phi_{tot}(r, z) - e^2 \Phi_{tot}(r, 0) - (1 - e^2) \Phi_{tot}(0, 0)}{c_{s,T,disco}^2} \right] \quad (3.12)$$

$$\rho_{halo}(r, z) = \rho_{halo,0} \exp \left[-\frac{\Phi_{tot}(r, z) - e^2 \Phi_{tot}(r, 0) - (1 - e^2) \Phi_{tot}(0, 0)}{c_{s,T,halo}^2} \right] \quad (3.13)$$

A temperatura do disco ($T \sim 6.7 \cdot 10^4$ K) corresponde a uma velocidade de som isotérmica $c_{s,T,disco} = \left(\frac{k_B T}{\mu} \right)^{1/2} = 30$ km/s. Este valor foi adotado para assegurar uma espessura do disco larga o bastante para mimetizar um MIS multifásico e bem mais complexo que pode possuir outras componentes, como turbulência, campos magnéticos e raios cósmicos, que não estão sendo considerados no simples perfil estratificado aqui adotado (Strickland e Stevens (2000) - veja as também as seções adiantes). Considera-se também que um halo quente ($T \sim 6.7 \cdot 10^6$ K; $c_{s,T,halo} = 300$ km/s) desenvolveu-se ao redor de M82 graças à elevada taxa de formação estelar recente, devido ao provável encontro com a galáxia companheira M81 (Capítulo 1).

A densidade total ρ é portanto:

$$\rho(r, z) = \rho_{disco}(r, z) + \rho_{halo}(r, z) \quad (3.14)$$

e a pressão deste sistema é dada por:

$$p(r, z) = \rho_{disco}(r, z) c_{s,T,disco}^2 + \rho_{halo}(r, z) c_{s,T,halo}^2 \quad (3.15)$$

Os parâmetros utilizados nas simulações deste Capítulo encontram-se sumarizados na Tabela 3.1. Estes são os parâmetros que melhor reproduzem as condições gerais do disco da galáxia M82 (Strickland e Stevens (2000)).

M_{ss}	$2 \cdot 10^8 M_{\odot}$
M_{disco}	$2 \cdot 10^9 M_{\odot}$
ω_0	350 pc
a	222 pc
b	75 pc
$c_{s,T,disco}$	$30 \cdot 10^5$ cm/s
$c_{s,T,halo}$	$300 \cdot 10^5$ cm/s
e_{rot}	0.95
z_{rot}	5 kpc
$n_{disco,0}$	20 cm^{-3}
$n_{halo,0}$	$2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$

Tabela 3.1 - Condições iniciais constantes utilizadas nas simulações numéricas hidrodinâmicas

É importante notar que nas simulações deste Capítulo, que são puramente hidrodinâmicas, não se leva em conta os efeitos de campos magnéticos. Pouco se sabe acerca da intensidade dos campos magnéticos em M82. Contudo, é bem provável que estejam presentes graças à rica abundância de gás e à formação estelar. Os campos magnéticos das estrelas são advectados através de jatos e ventos para o MIS continuamente e devem ser também carregados com o vento galáctico. Sua importância dinâmica no presente tratamento não será abordada. Esta será tratada em um cálculo futuro (ver Capítulo 4).

O domínio computacional das simulações é um cubo em coordenadas cartesianas com 1500 pc de lado, o que permite analisar a evolução do vento de M82 num tempo de até alguns milhões de anos. Sendo assim, a matéria escura não foi incluída nas simulações numéricas, pois ela seria pouco influente na escala analisada. A fronteira inferior do cubo corresponde à base $z = 0$ do disco. Como as simulações são realizadas para apenas a metade superior do disco e do halo da galáxia, estabeleceu-se uma fronteira reflexiva em $z = 0$. As demais fronteiras do domínio são contínuas ou abertas. O vento é injetado na região central do disco num raio de 24.6 e 200 pc (veja adiante).

3.2 Resultados das Simulações Numéricas Hidrodinâmicas

Foram realizados três conjuntos de simulações: um considerando-se ventos contínuos, isto é, com injeção de massa e energia a taxas constantes, e outros dois conjuntos considerando-se ventos intermitentes, isto é, com injeção de energia e massa a partir de explosões de SNs geradas em 100 aglomerados estelares distribuídos randomicamente no espaço e no tempo na região central do disco (ver adiante).

Para cada conjunto foram realizadas tanto simulações adiabáticas como sujeitas a resfriamento radiativo. Neste último, dois casos foram considerados. Em um deles o resfriamento radiativo foi calculado explicitamente através da equação de conservação de energia (equação (3.3)). Admitiu-se neste caso que o resfriamento pode processar-se fora do equilíbrio de ionização, de modo a permitir a evolução das espécies químicas do gás separadamente. Para tal, é computada uma equação de continuidade (equação (3.1)) para cada uma das espécies químicas, além de avaliar-se a evolução da densidade total, dada pela soma de todas as espécies, através da equação (A.4) do Apêndice A (Raga et al. (2000, 2002)). O resfriamento radiativo líquido $\mathcal{L}(\rho, T)$ (equação (A.3) do Apêndice A) é então avaliado a partir da contribuição de todas as espécies computadas. Estas incluíram o HI, HII, OI, OII, OIII, CII, CIII e CIV.

Num outro conjunto de cálculos avaliaram-se as perdas radiativas de modo implícito admitindo-se o equilíbrio e manutenção da abundância relativa das espécies (com metalicidade semelhante à solar). Neste caso a equação de conservação de energia é evoluída adiabaticamente no domínio computacional e então a densidade de energia é corrigida em cada ponto pelo efeito da perda radiativa do gás. Esta é calculada utilizando-se uma curva de resfriamento $\Lambda(T)$ (Apêndice A) para um gás em equilíbrio de ionização opticamente fino com abundâncias solares, de modo que $\mathcal{L}(\rho, T) \cong \rho^2 \Lambda(T) \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (McWhirter et al. (1975); Aldrovandi e Pequignot (1973); de Gouveia dal Pino e Benz (1993)).

Os testes numéricos foram realizados com diferentes resoluções de rede adaptativa, isto é, com resoluções máximas na grade adaptativa de 128, 256 e 512, onde a resolução de 128 corresponde a células cúbicas no domínio computacional cartesiano com 11.7 pc de lado; a resolução de 256 corresponde a células de 5.9 pc lado, e a resolução de 512 corresponde a células de 2.9 pc lado.

A injeção do vento nas simulações é parametrizada por \dot{M} , \dot{E} e R , onde \dot{M} e \dot{E} são as

taxas de massa e energia injetadas por SNs, respectivamente, e R é o raio da região central do disco onde ocorre a atividade de *starburst* com a explosão de SNs e onde efetivamente o vento se inicia (como discutido no Capítulo 2). Estes parâmetros para os três conjuntos de simulações realizados se encontram na Tabela 3.2.

conjunto	\dot{M} (M_{\odot} /ano)	\dot{E} (erg/s)	R (pc)	n° de SNs/ano
(i)	0.025	$5 \cdot 10^{40}$	24.6	0.0016
(ii)	1	10^{42}	200	0.03
(iii)	1.6	$3.2 \cdot 10^{42}$	200	0.1

Tabela 3.2 - Parâmetros das taxas de massa, energia e SNs injetadas e do raio da região de injeção do vento nas simulações numéricas hidrodinâmicas.

O primeiro conjunto de simulações, (i), de ventos contínuos, é apenas um teste para ser confrontado com a teoria e servirá de guia para a análise dos casos intermitentes, os quais são mais realistas e compatíveis com as observações. O conjunto (ii) de ventos intermitentes foi inspirado em parâmetros utilizados por Cooper et al. (2008), e o conjunto (iii), também de ventos intermitentes, possui parâmetros que foram obtidos considerando-se uma taxa de 0.1 SNs/ano explodindo durante $30 \cdot 10^6$ anos, como será visto adiante.

3.3 Vento Contínuo (Injeção de Massa e Energia Constantes)

Todas as simulações do conjunto (i) apresentadas nesta seção possuem resolução de 512^3 .

3.3.1 Vento Contínuo Adiabático

As simulações do vento contínuo adiabático possuem uma taxa de injeção de energia de cerca de uma a duas ordens de magnitude menor do que as simulações de ventos intermitentes (Tabela 3.2), correspondendo a uma taxa de SNs de 0.0016/ano e por unidade de área de $8.3 \cdot 10^{-7}$ SN/ano/pc², enquanto os ventos intermitentes dos conjuntos (ii) e (iii) possuem uma taxa média por unidade de área de $2.5 \cdot 10^{-7}$ SNs/ano/pc² e $7.5 \cdot 10^{-7}$ SN/ano/pc², respectivamente. Embora o vento contínuo seja uma idealização do vento real de uma galáxia *starburst*, conforme pode-se verificar comparando os painéis da Figura

3.2 com as imagens de M82 nas Figuras 1.4 e 1.7, ele serve para uma comparação com os modelos analíticos descritos no Capítulo 2 (veja Figura 3.6), e também para testar a veracidade de testes numéricos mais complexos e realistas, como os modelos não-adiabáticos e/ou intermitentes que será visto adiante.

A Figura 3.2 mostra um corte lateral da região central do disco, exibindo o vento contínuo adiabático após ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos. O vento demora cerca de $0.8 \cdot 10^6$ anos para romper o disco e $2 \cdot 10^6$ anos para atingir uma altura de 1500 pc. Ele se torna estacionário a partir de $\sim 3.4 \cdot 10^6$ anos.

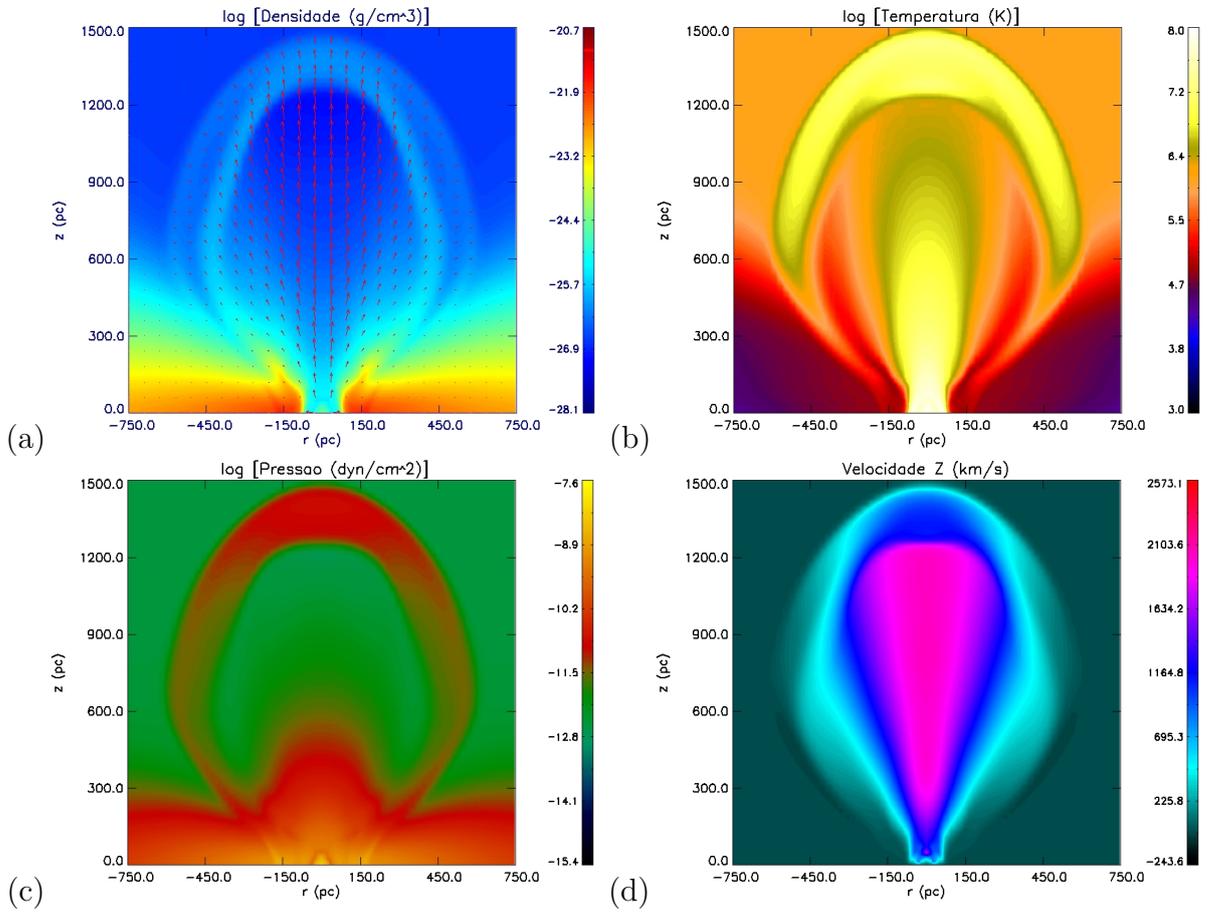


Figura 3.2: Corte lateral do vento contínuo (i) adiabático após $1.8 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A escalas de cores dos painéis (a), (b) e (c) são logarítmicas e as unidades físicas estão indicadas na parte superior dos painéis. No painel (a) os vetores de velocidade do vento (componentes \vec{v}_x e \vec{v}_z) estão superpostas na figura. A resolução é de 512^3 .

Verifica-se a presença de 2 regimes:

1. uma bolha quente e rarefeita, envolta por
2. uma casca ligeiramente mais densa e mais quente (e com pressão maior, em consequência) formada pelo impacto do vento com o material do halo.

O vento desloca-se com uma velocidade máxima ~ 2250 km/s correspondendo a um número de Mach em relação ao halo $\beta = \frac{v_{\text{vento}}}{c_{s,\text{halo}}} \approx \frac{2250}{300} \approx 7.5$. Isto implica que o vento desloca-se supersonicamente em relação ao meio. A casca em forma de arco em volta da bolha é na verdade uma frente de choque que varre o material do halo, e ao mesmo tempo desacelera o material que emerge continuamente com o vento, conforme é visto na Figura 3.2 (d). Utilizando a conservação de momento em ambos os lados dessa descontinuidade, é possível avaliar a velocidade de propagação da frente de choque adiabática. Para um choque com alto número de Mach, esta é dada por (e.g. de Gouveia dal Pino e Benz (1993)):

$$v_c \approx v_v \left(\frac{\rho_v}{\rho_h} \right)^{-1/2} \sim 613 \text{ km/s} \quad (3.16)$$

onde os índices c , v e h referem-se ao choque, vento longe do choque e ao halo, respectivamente (no cálculo foi utilizado $\rho_v/\rho_h \sim 10$). Este valor é compatível com a velocidade de propagação da casca e está em torno deste mesmo valor na Figura 3.2.

No interior da bolha tem-se: $\rho \approx 2.5 \cdot 10^{-28}$ a 10^{-26} g cm $^{-3}$, $T \approx 1.6 \cdot 10^6$ a 10^8 K e $P \approx 10^{-12}$ dyn cm $^{-2}$. A região de choque entre o vento e o halo possui $\rho \sim 10^{-25}$ g cm $^{-3}$, $T \approx 1.6 \cdot 10^6$ a $2.5 \cdot 10^7$ K e $P \sim 10^{-11}$ dyn cm $^{-2}$.

3.3.2 Vento Contínuo com Resfriamento Implícito

O vento de M82 apresenta claramente uma complexa estrutura de filamentos e condensações frias, observadas particularmente no óptico (Capítulo 1), as quais são permeadas pelo gás mais quente ao redor (veja Figuras 1.4 e 1.7). Estas são possivelmente fruto do resfriamento do material chocado e comprimido pelo vento na casca. Para verificar a formação de estruturas no vento no sistema simulado, tem-se que levar em conta as perdas radiativas do gás. Como há interesse em rastrear a formação de estruturas apenas no material do vento (e não no disco inteiro), restringiu-se o cálculo das perdas radiativas apenas

à região cilíndrica que o envolve, isto é, às partes do gás que são diretamente empurradas pelas SNs no vento. No restante do domínio computacional, a equação de energia é computada em sua forma adiabática. Isto garante a manutenção do disco galáctico estacionário ao redor do vento, tal como estabelecido inicialmente. Este procedimento foi adotado não apenas nos testes simulados que se seguem, mas em todos os testes envolvendo resfriamento radiativo (implícito ou explícito) que serão apresentados no decorrer deste Capítulo.

Os painéis da Figura 3.3 exibem os resultados para um vento contínuo sujeito ao resfriamento radiativo implícito, e que possui também a parametrização (i). Nota-se claramente a formação de condensações mais frias e densas na região central da casca. Quando comparados com o modelo adiabático (Figura 3.2), os painéis da Figura 3.3 revelam que o material da casca não apenas resfria-se devido às perdas radiativas, mas também fragmenta-se. Esta fragmentação deve-se ao efeito combinado das perdas radiativas e da instabilidade de Rayleigh-Taylor (e.g. de Gouveia Dal Pino (2008)). Como comentado anteriormente, esta ocorre sempre que um fluido mais denso é sustentado por, ou acelerado para, um fluido menos denso, tal como no caso. Essa situação configura-se como instável e leva a uma precipitação de material mais denso sobre o fluido menos denso, causando a formação de estruturas em forma de “dedos” ou “cogumelos”, como se vê na Figura 3.3. Como a velocidade é maior na região central da casca, o material aí é mais fortemente acelerado e por isso, resfria-se e quebra primeiro que nas partes laterais da casca. Este é um fenômeno muito semelhante ao que ocorre na extremidade de jato proto-estelares, por exemplo (de Gouveia Dal Pino (1999); de Gouveia dal Pino e Benz (1993, 1994); de Gouveia dal Pino e Birkinshaw (1996); de Gouveia dal Pino e Cerqueira (1996); de Gouveia dal Pino et al. (1996); de Gouveia Dal Pino (2001)).

Nota-se ainda que as partes laterais da casca da bolha estão também mais densas, formando uma parede cônica resfriada. Isto é uma ocorrência natural do que acontece com o material ejetado logo na base do vento. À medida que esse material é aquecido e comprimido ainda no disco pelo impacto lateral com o gás do MIS, ele se resfria mais rapidamente. Já o interior da bolha, por ser mais rarefeito, tem sua temperatura pouco modificada, e suas características pouco diferem do caso adiabático. Nota-se também que o vento envolvido pela casca propaga mais lentamente que o vento adiabático. Isso já era esperado, pois parte da energia mecânica do vento é dissipada sob forma radiativa no

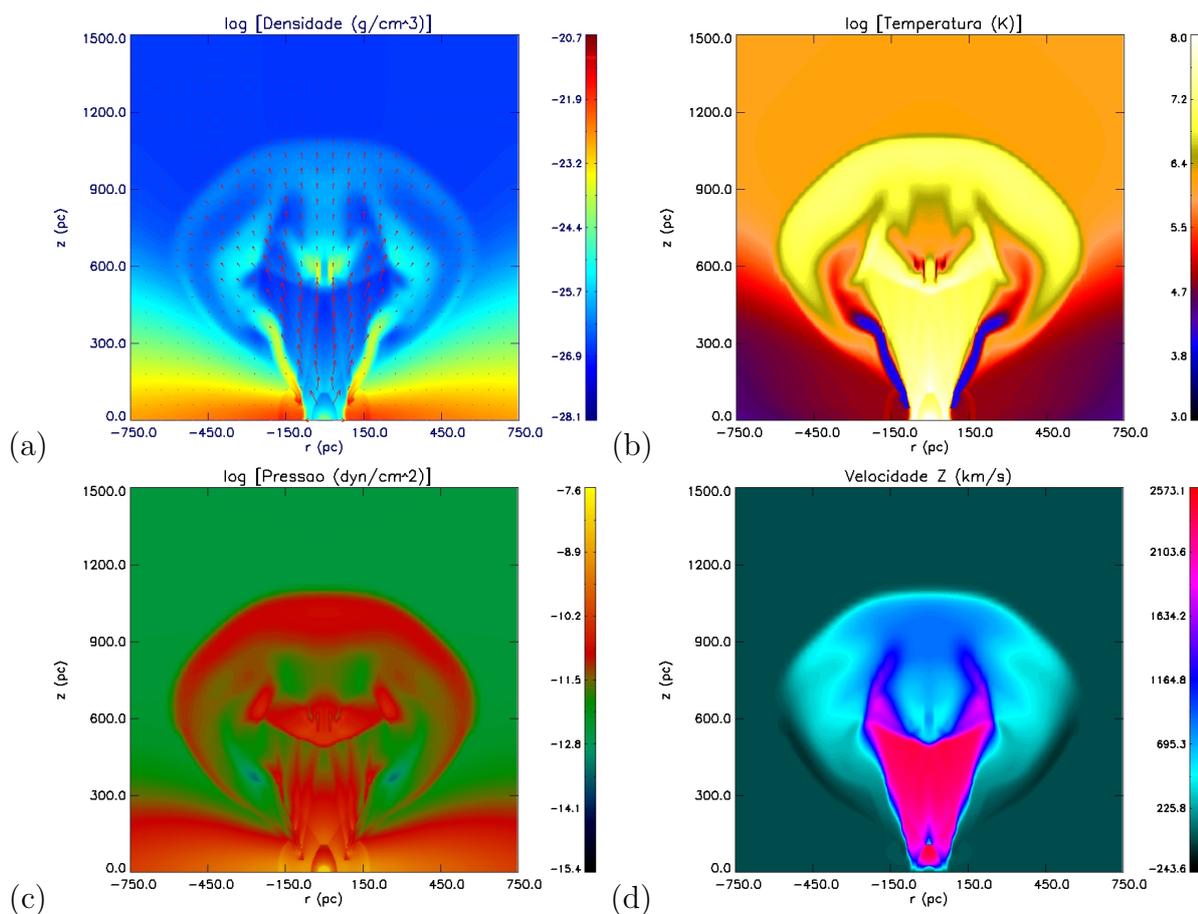


Figura 3.3: Corte lateral do vento contínuo (i) com resfriamento implícito após $1.8 \cdot 10^6$ anos, para (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 512^3 .

presente caso.

3.3.3 Vento Contínuo com Resfriamento Explícito

A vantagem do cálculo com o resfriamento radiativo explícito fora do equilíbrio, acompanhado das mudanças químicas das espécies, é que este permite rastrear o enriquecimento químico do meio circundante à galáxia pelo vento (e.g., Melioli et al. (2008, 2009); de Gouveia Dal Pino et al. (2010)).

As simulações para um vento contínuo com resfriamento explícito são ilustradas na Figura 3.4.

A evolução física da bolha e dos filamentos é análoga ao caso implícito, porém, nota-se que é necessário um tempo maior para a bolha fragmentar-se completamente ($\sim 2 \cdot 10^6$

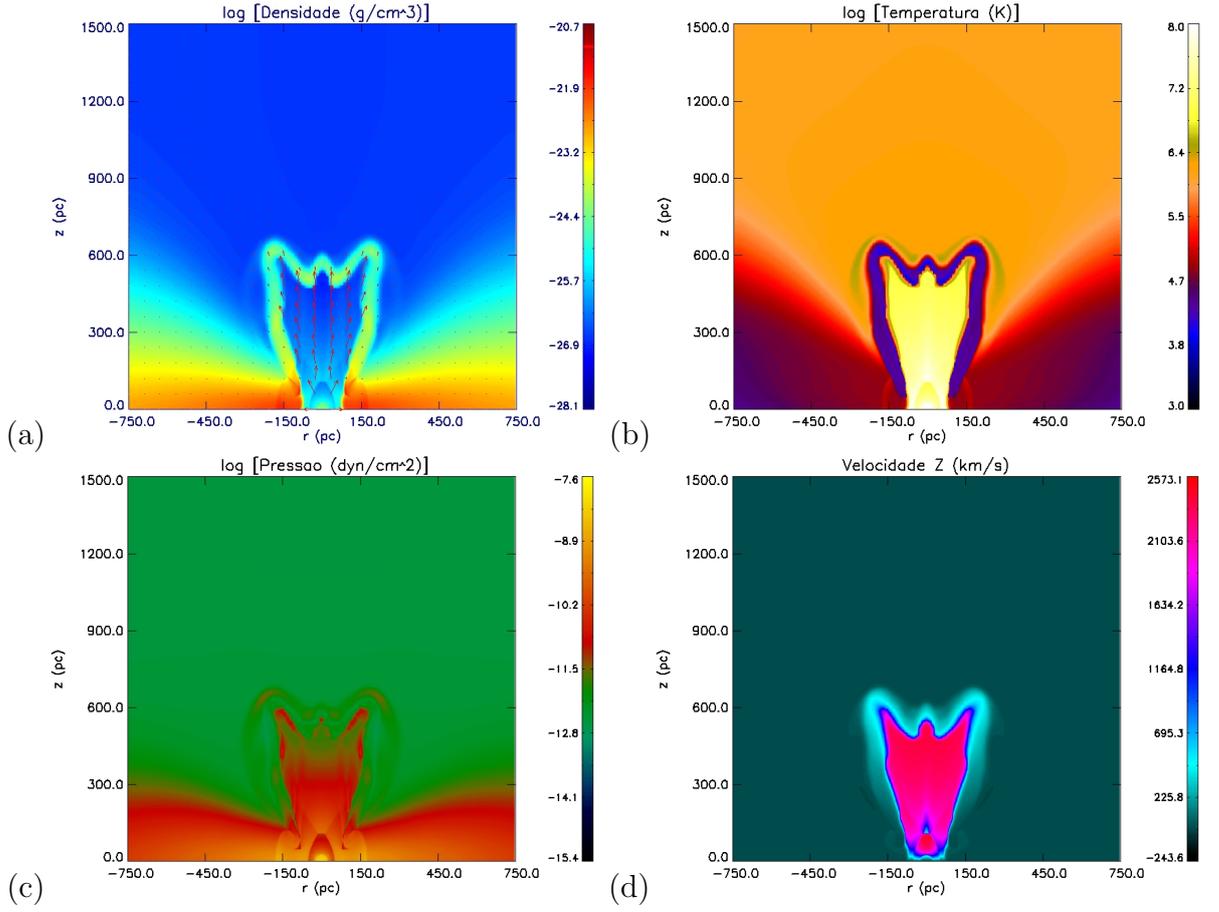


Figura 3.4: Corte lateral do vento contínuo (i) com resfriamento explícito após $1.8 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 512^3 .

anos), em comparação ao caso implícito ($\sim 1.2 \cdot 10^6$ anos), sugerindo que neste último o processo de resfriamento seria mais eficiente. Note que não foi considerada a presença de metais mais pesados que o oxigênio no cálculo com resfriamento explícito. Num plasma com $T \leq 10^5$ K, o oxigênio, o neônio e o ferro devem ser os resfriadores mais eficientes (Sutherland e Dopita (1993); Strickland e Heckman (2009)). Como estes estão presentes na curva de resfriamento $\Lambda(T, Z)$ nos testes com resfriamento implícito, isto explicaria o porque da aparente maior eficiência no resfriamento na formação da casca e das condensações densas e frias nesses testes implícitos (veja também adiante nos ventos intermitentes).

Além disso, os fragmentos da bolha (tanto no caso explícito quanto implícito) atingem a altura de 1500 pc em cerca de $3 \cdot 10^6$ anos, e tornam-se estacionários em $\sim 4.2 \cdot 10^6$ anos; valores um pouco maiores que no caso adiabático. É possível notar também que o vento

adiabático é menos colimado do que os ventos com resfriamento radiativo. Isto porque no caso radiativo, a velocidade de expansão lateral é naturalmente reduzida e o material resfriado da casca forma paredes densas que ajudam a afunilar mais o vento.

3.3.4 Mais Comparações Entre o Vento Contínuo Adiabático e os Ventos com Resfriamento Radiativo

As Figuras 3.5 e 3.6 comparam os perfis de densidade, temperatura, pressão e velocidade vertical na região central do vento ($r = 0$) obtidos para os modelos numéricos adiabáticos e com resfriamento implícito e explícito, com os perfis previstos pelo modelo de vento contínuo de Chevalier e Clegg (1985) e Strickland e Heckman (2009) descritos no Capítulo 2, após um tempo de 1.8 e $4.2 \cdot 10^6$ anos.

Um aspecto que chama a atenção nas Figuras 3.5 e 3.6 é o “joelho” (ou descontinuidade) na curva de velocidade dos ventos contínuos simulados assim que o material deixa o disco da galáxia, e que, porém, não se observa na curva analítica. Essa súbita aceleração do vento é facilmente compreendida quando se observam os gráficos de densidade e pressão dos ventos simulados, onde se vêem na mesma região a queda de densidade e pressão do gás quando o material abandona o disco e alcança o halo.

A Figura 3.5 mostra nítidas diferenças entre os perfis dos ventos analíticos estacionários e os ventos simulados. Estas diferenças podem ser facilmente compreendidas quando se examinam os mapas bidimensionais dos modelos simulados adiabático (Figura 3.2) e radiativos implícito (Figura 3.3) e explícito (Figura 3.4) no mesmo instante. Estes mostram claramente a complexa estrutura multi-fásica do vento, a qual é identificada nos perfis unidimensionais da Figura 3.5. Tem-se, por exemplo, os picos de densidade que são observados nos perfis do painel (a) dos ventos radiativos na Figura 3.5, em $z \sim 500$ pc (no implícito) e em $z \sim 550$ pc (no explícito), os quais coincidem com bruscas quedas de temperatura do painel (b) nas mesmas posições, correspondendo ao material da casca densa, fria e fragmentada que envolve a bolha quente nas Figuras 3.3 e 3.4, respectivamente. No perfil de velocidade da Figura 3.5 (painel (d)), essa componente fria do vento radiativo implícito simulado possui uma velocidade comparável à prevista pelo modelo analítico radiativo. Do mesmo modo, o pico em densidade e temperatura que se distingue em $z \sim 1200$ pc no vento adiabático coincide com a casca de material chocado que envolve a fase quente do

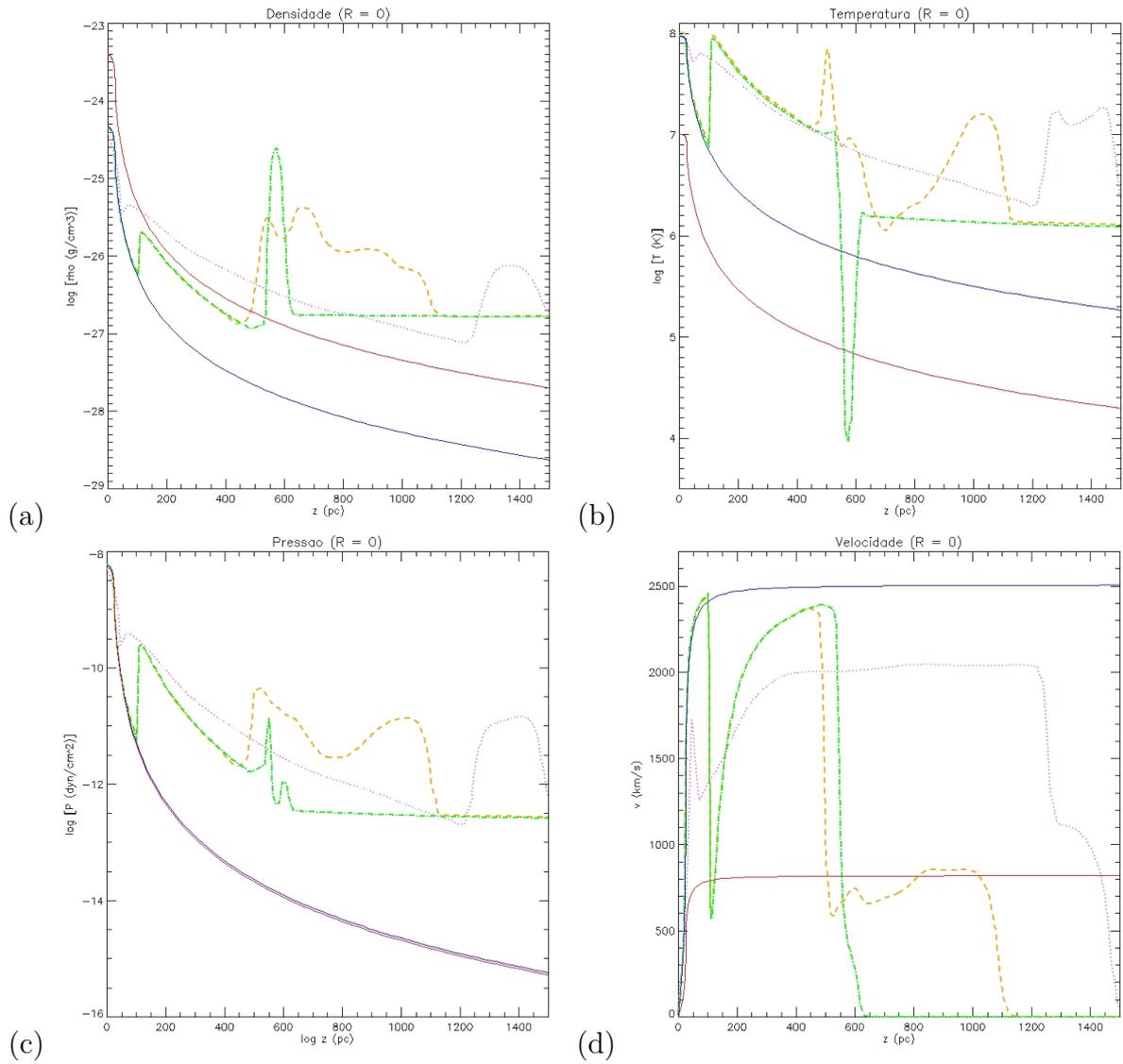


Figura 3.5: Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção z obtidos nas simulações hidrodinâmicas de vento contínuo (i) adiabática (linha violeta pontilhada), com resfriamento implícito (linha laranja tracejada) e explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.

vento na Figura 3.2. Nesse mesmo ponto, a velocidade do vento cai abruptamente quando atinge essa frente de choque (painel (d)).

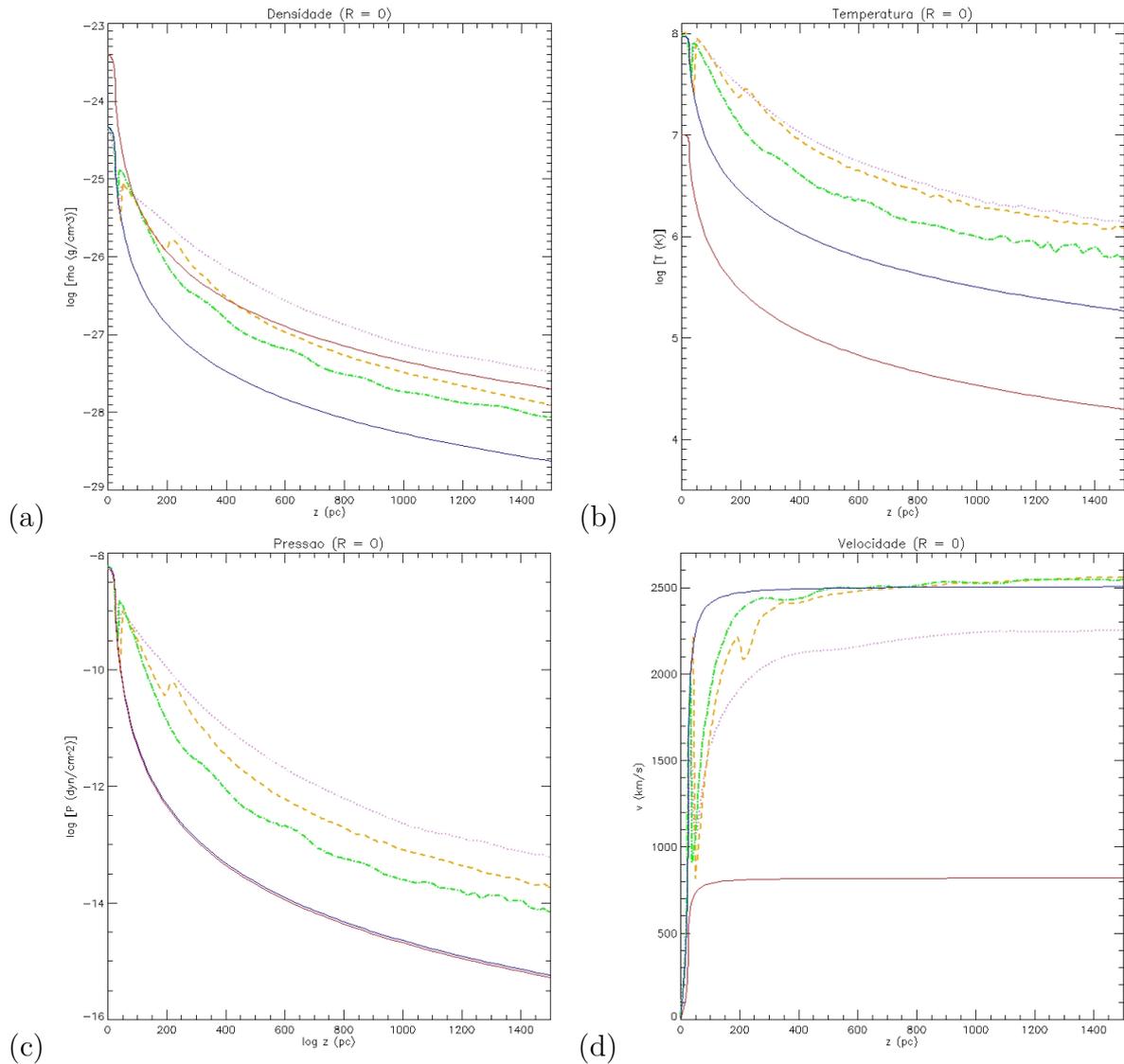


Figura 3.6: Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \bar{z} obtidos nas simulações hidrodinâmicas de vento contínuo (i) adiabática (linha violeta pontilhada), com resfriamento implícito (linha laranja tracejada) e explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $4.2 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.

A complexa estrutura identificada nos ventos simulados, onde a fase quente do interior da bolha se mistura ao material da casca chocada, não é prevista pelos modelos analíticos,

adiabático e com resfriamento, separadamente, pois estes descrevem apenas a solução para um vento estacionário, a qual deve valer a grandes distâncias da região onde este se forma. Esses modelos oferecem, portanto, apenas uma descrição assintótica, sem levar em conta a interação do vento com o meio circundante, interação esta responsável pela formação da frente de choque e da estrutura bifásica que se observa no vento simulado ou mais real. Entretanto, como dito anteriormente, a velocidade do material chocado possui velocidades semelhantes às encontradas na teoria com resfriamento radiativo, assim como o material quente e rarefeito em relação à teoria de vento adiabático. A Figura 3.6 apresenta a comparação desses mesmos perfis dos modelos analíticos com os modelos simulados, porém para um tempo muito mais evoluído, quando a casca (ou frente de choque) já deixou o domínio computacional, de modo que somente resta a componente quente e rarefeita do vento em expansão quase adiabática e estacionária. Nesse caso, vê-se que a concordância qualitativa entre os perfis analíticos e os simulados é bem maior, como seria de se esperar. Note-se em particular, a boa concordância entre as velocidades terminais da componente quente dos ventos simulados e a velocidade prevista pelo modelo adiabático.

3.4 Vento Intermitente

Serão examinados agora os resultados de simulações considerando-se ventos com injeção intermitente de gás e energia devido à explosão randômica de SNs.

Nos modelos intermitentes levou-se em conta a ejeção localizada devida às explosões de SNs em 100 aglomerados espalhados em uma região central ativa de raio $R = 200$ pc (lembrando que em um raio aproximadamente duas vezes maior existem cerca de 200 aglomerados estelares em M82 - Capítulo 1). As posições (l_i) dessas associações estelares são determinadas pelo programa de forma randômica, assim como o tempo (t_i) em que as SNs de uma determinada associação irão explodir (e que portanto, o tempo em que haverá a injeção de uma certa quantidade de energia e massa proveniente das SNs). As explosões em cada aglomerado ocorrerão dentro de um intervalo $0 \geq t_i \geq \bar{t}$, onde $\bar{t} = 30 \cdot 10^6$ anos.

A parametrização para os modelos intermitentes é dada na Tabela 3.2, correspondendo aos modelos (ii) e (iii). Como foi visto, a parametrização utilizada nos modelos (i) da Tabela 3.2 para gerar os ventos contínuos em uma região ativa de raio $R = 24.6$ pc corresponde a uma taxa de $1.6 \cdot 10^{-3}$ SNs/ano e a uma luminosidade e taxa de massa injetadas equivalentes

à de um único aglomerado dos casos (ii) e (iii). Quando se consideram injeções intermitentes com a mesma parametrização dos modelos (i) da Tabela 3.1, porém diluídos em uma região com $R \sim 200$ pc, resulta que o disco é dificilmente rompido pelas explosões esporádicas e, quando isso ocorre, fecha-se rapidamente antes das próximas explosões, não permitindo o escape de gás suficiente para o halo e conseqüentemente não formando um vento compatível com o observável. Além disso, esta taxa de SNs é muito inferior à observada (Capítulo 1).

Por essa razão, para o caso dos ventos intermitentes, dois conjuntos distintos de parametrização da injeção do vento foram adotados (modelos (ii) e (iii)), apresentados na Tabela 3.2. No caso do modelo (ii), também adotado por Cooper et al. (2008), considerou-se uma taxa de 0.03 SNs/ano, enquanto que no caso (iii) considerou-se uma taxa de 0.1 SNs/ano. As taxas de injeção de energia e massa correspondentes a esses modelos são compatíveis com os valores esperados para M82 (Strickland e Heckman (2009); Capítulo 1).

3.4.1 Vento Intermitente Adiabático

As Figuras 3.7 e 3.8 ilustram os ventos intermitentes adiabáticos dos conjuntos (ii) e (iii), respectivamente, com resoluções de 256^3 .

Essas simulações levam a resultados morfologicamente mais compatíveis com as observações, revelando uma rica estrutura filamentar, além de uma pressão no vento bem elevada ($\sim 10^{-13}$ - $1.6 \cdot 10^{-8}$ dyn/cm², no caso (ii), e $\sim 10^{-12}$ - $1.6 \cdot 10^{-8}$ dyn/cm², no caso (iii)), e velocidades de cerca de 400 - 1360 km/s, no caso (ii), e de cerca de 500 - 2230 km/s, no caso (iii). Porém, as temperaturas elevadas, que são da ordem de $2.5 \cdot 10^4$ - 10^8 K, e as baixas densidades (≤ 0.2 cm⁻³) nos ventos denotam a necessidade de se levar em conta as perdas radiativas. Também nota-se que, como esperado, uma injeção de energia de SNs com uma taxa ~ 3 vezes maior torna o vento mais devastador (Figura 3.8). Por exemplo, na Figura 3.8 é possível notar um grande fragmento, resultante da quebra anterior da complexa bolha que emerge do disco, sendo arrastado com o vento, enquanto que na Figura 3.7 a complexa estrutura fragmentada que se ergue do disco encontra-se ainda bem mais próxima deste.

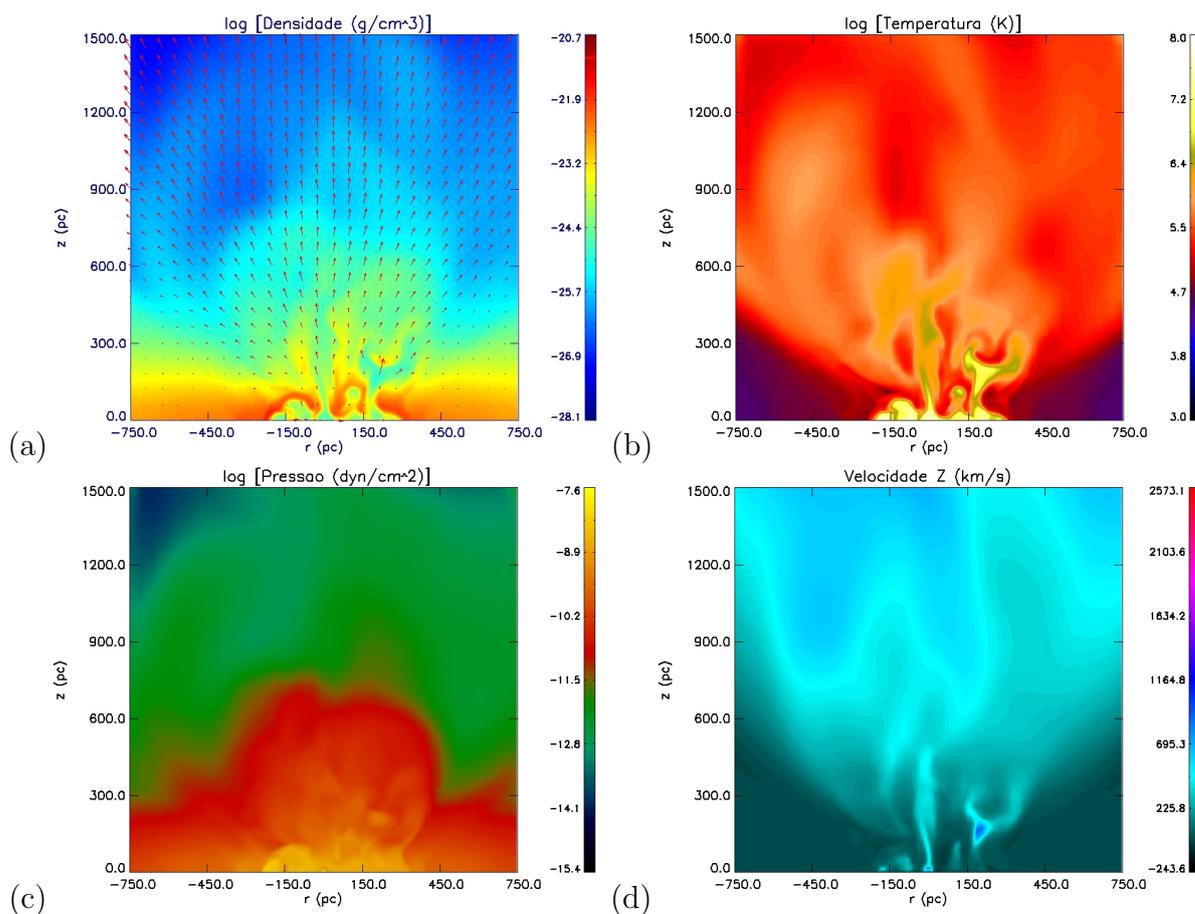


Figura 3.7: Corte lateral do vento intermitente (ii) adiabático após $5 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 256^3 .

3.4.2 Vento Intermitente com Resfriamento Implícito

Neste teste realizou-se a simulação com resfriamento implícito apenas no caso (ii). As Figuras 3.9 e 3.10 ilustram um corte lateral no vento para densidade, temperatura, pressão, velocidade na direção \vec{z} , densidade numérica apenas do material do vento e emissividade¹ deste. Este teste possui resolução² de 512^3 .

Neste caso, é evidente a formação de estruturas filamentosas mais densas ($\sim 10^{-2}$ - 10 cm^{-3}) e frias ($\sim 10^4 \text{ K}$) do que os filamentos no vento intermitente adiabático. O

¹ A emissividade aqui é definida como a densidade elevada ao quadrado em cada pixel, integrada ao longo da linha de visada

² Nota-se que, apesar de a resolução desta simulação ser maior que a do teste dos ventos intermitentes adiabáticos (e também que a dos ventos intermitentes com resfriamento explícito que se verá adiante), ainda assim é possível compará-los, como será visto na seção 3.5.

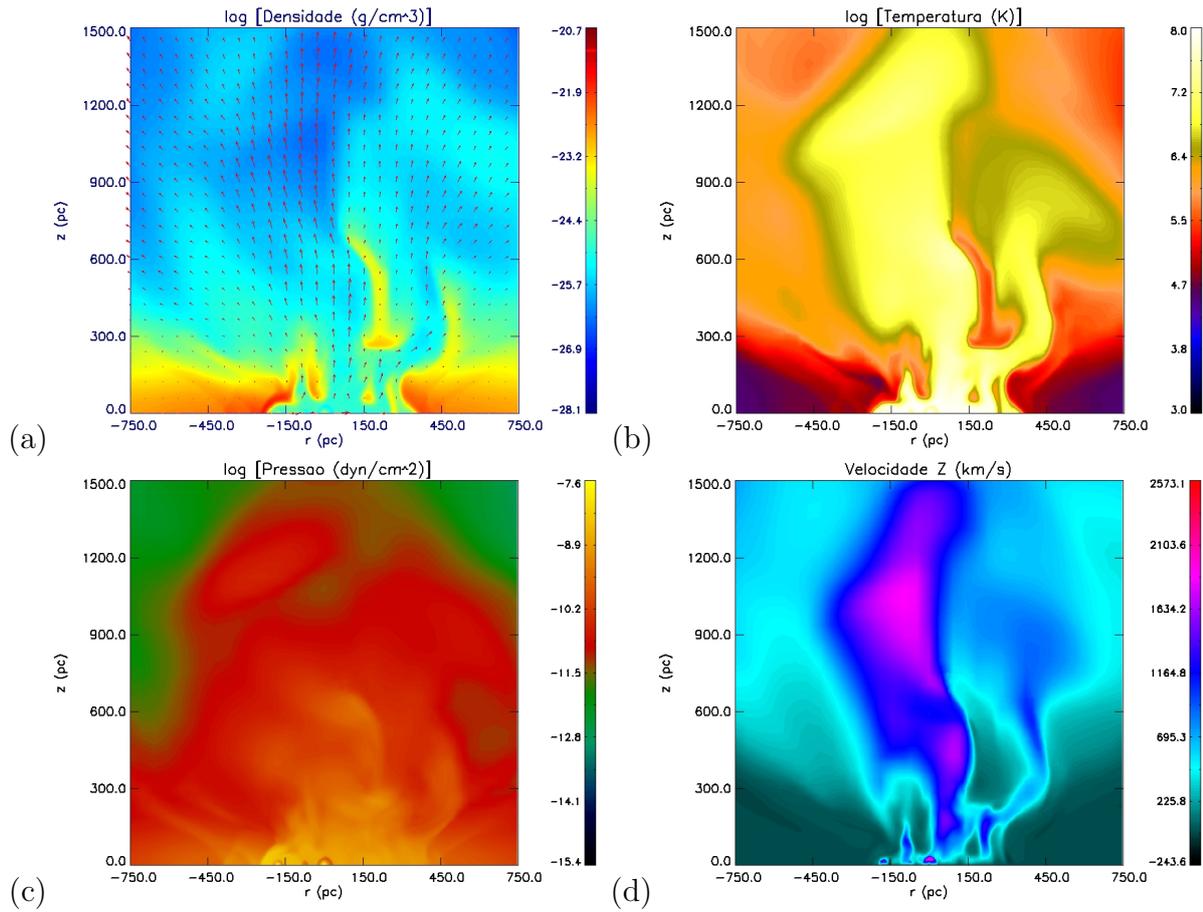


Figura 3.8: Corte lateral do vento intermitente (iii) adiabático após $5 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} . A resolução é de 256^3 .

vento intermitente com resfriamento radiativo implícito possui uma estrutura multi-fásica, onde se verifica que a parte rarefeita e quente possui velocidades da mesma ordem do vento intermitente adiabático do conjunto (ii) ($\sim 1000 - 2000$ km/s), tal como o material quente no interior das bolhas formadas nos ventos contínuos. Já os filamentos resfriados possuem velocidades bem menores, $\sim 200 - 500$ km/s, por terem sido formados a partir do resfriamento do material chocado na casca que, como foi visto, desloca-se a velocidades bem menores graças à absorção de parte da energia cinética do vento no choque. Além disso, a pressão nos filamentos é maior que o componente rarefeito e quente do vento, ao contrário do que acontece no caso adiabático, onde as pressões no filamento e na parte rarefeita do vento são equivalentes.

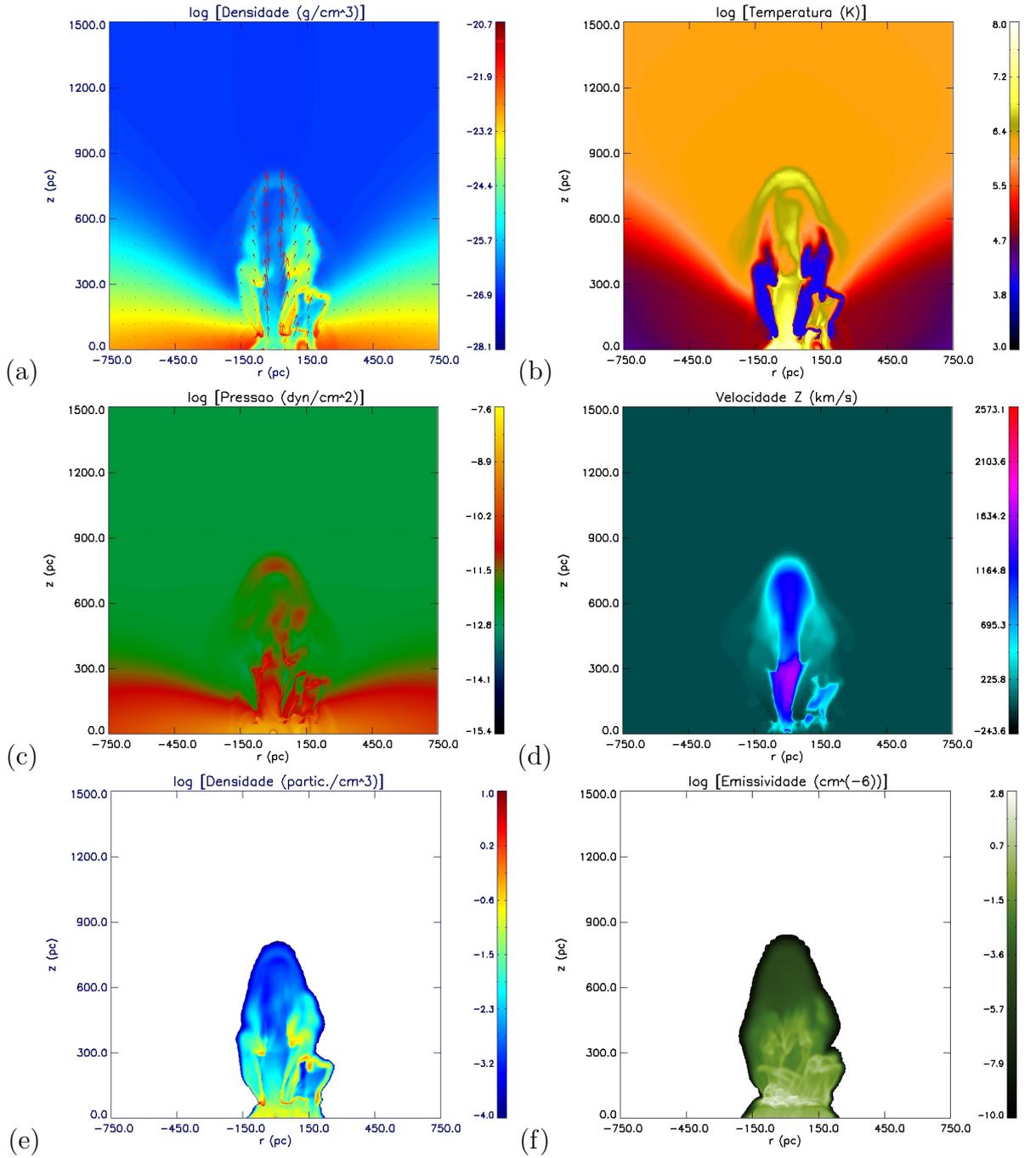


Figura 3.9: Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento implícito após $3 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 512^3 .

3.4.3 Vento Intermitente com Resfriamento Radiativo Explícito

As Figuras 3.11 e 3.12 mostram um corte lateral de um vento intermitente com resfriamento radiativo explícito, com resolução de 256^3 , e com a parametrização do conjunto (ii)

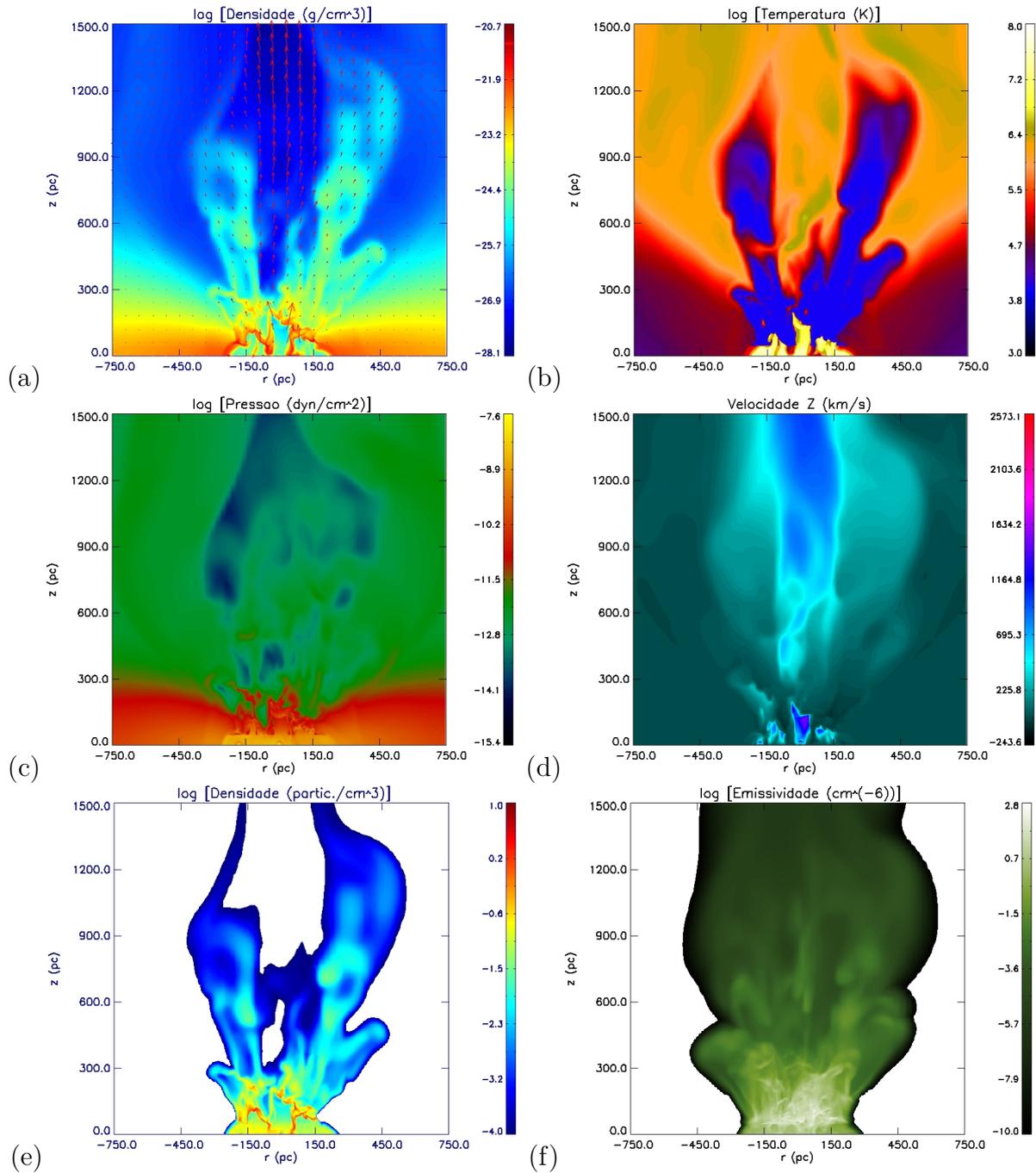


Figura 3.10: Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento implícito após $5.2 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 512^3 .

em dois instantes distintos: $3 \cdot 10^6$ e $5.4 \cdot 10^6$ anos (período máximo em que as simulações evoluíram até o presente momento).

Tal como no caso do vento contínuo, o vento intermitente com resfriamento radia-

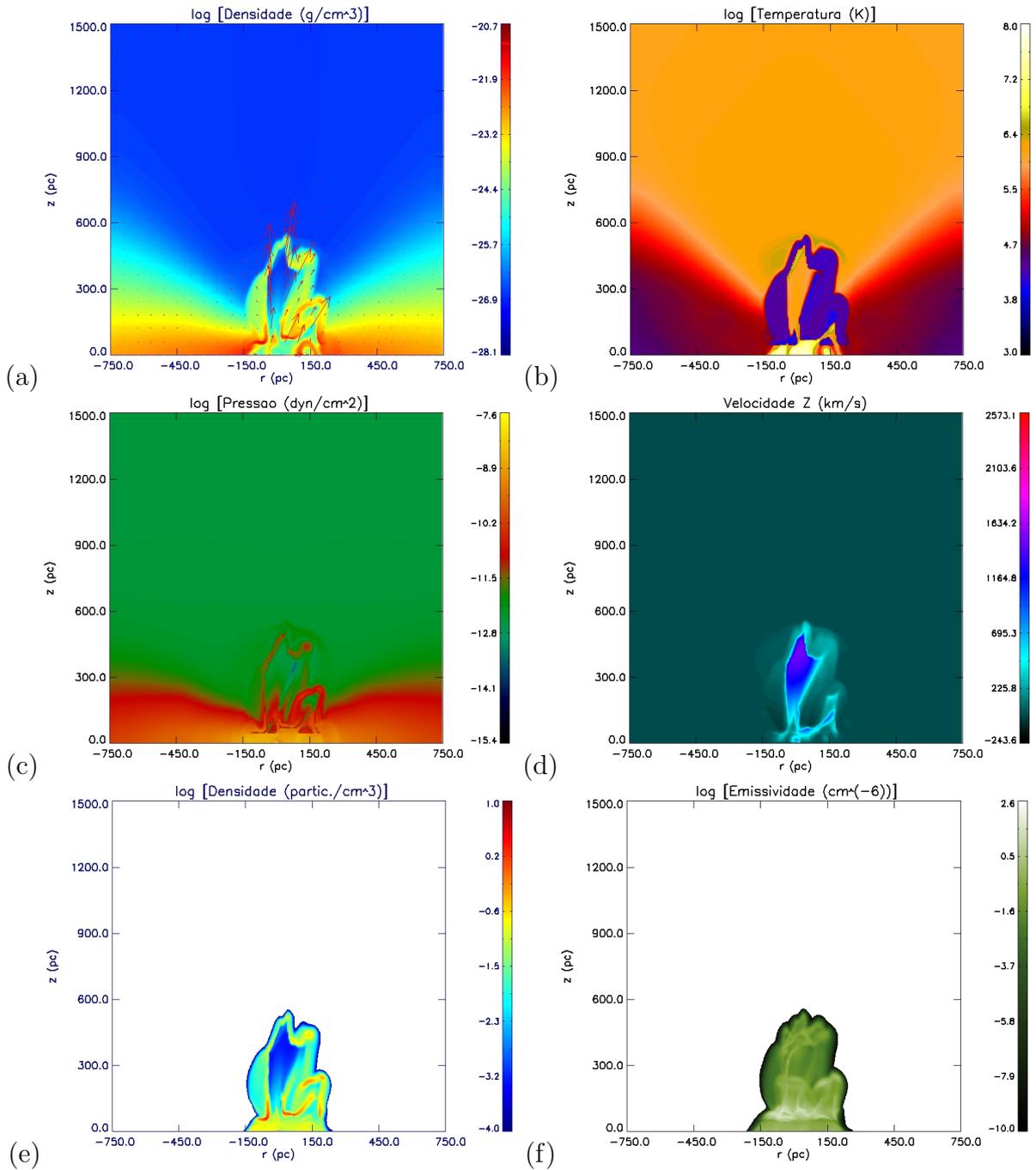


Figura 3.11: Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento explícito após $3 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 256^3 .

tivo explícito revela a formação de uma complexa casca densa e fria ao redor da bolha quente em $t = 3 \cdot 10^6$ anos (Figura 3.11). Porém, como também foi observado no caso do vento contínuo, a casca fragmenta-se mais, e num tempo inferior no caso implícito (Figura

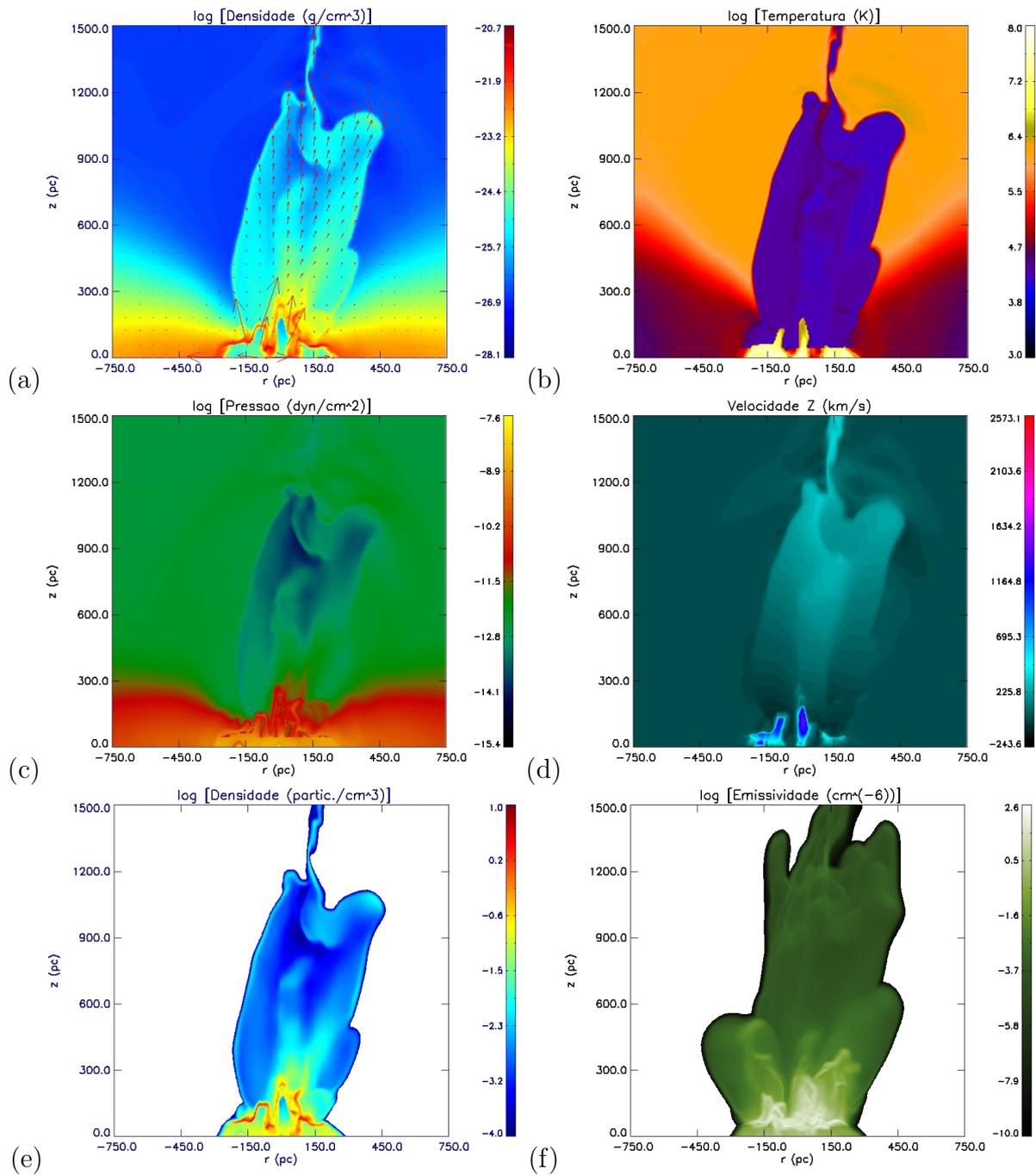


Figura 3.12: Corte lateral do vento intermitente (ii) com resfriamento explícito após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 256^3 .

3.9), quando comparado com o explícito (Figura 3.11). Mais tarde, as cascas da bolha destroem-se completamente (Figuras 3.10 e 3.12) devido à ação combinada da instabilidade de Parker-Reileigh e do resfriamento do material da casca, ou melhor, das múltiplas

casca e bolhas que se formam graças à injeção intermitente.

Já a Figura 3.13 mostra também um vento intermitente com resfriamento radiativo explícito para a parametrização do conjunto (iii) no mesmo instante que o modelo de parametrização (ii) da Figura 3.11. Comparando ambos os modelos, verifica-se que com uma maior injeção de massa e energia, como no modelo da Figura 3.13, obtém-se naturalmente a uma evolução mais rápida do vento, porém ele parece demorar mais tempo para ter sua casca densa e fria destruída pela ação da instabilidade de Rayleigh-Taylor.

Essas simulações intermitentes revelam uma clara similaridade com a estrutura morfológica do vento observado de M82. Apresentam também densidades, temperaturas e pressões compatíveis com as observadas. Os filamentos na Figura 3.12, parametrização (ii), e da Figura 3.13, parametrização (iii), possuem densidades entre 10^{-2} a 10 cm^{-3} , T entre 10^4 a $5 \cdot 10^4 \text{ K}$ e v que chegam a 500 km/s , os quais são comparáveis aos valores observados e inferidos para M82 (Capítulo 1).

Vale citar que uma estimativa feita para a massa dos filamentos tanto no caso explícito quanto no implícito corresponde a valores entre $\sim 10^4$ e $10^5 M_{\odot}$, e que as extensões destes filamentos variam entre 300 e 1000 pc.

3.4.4 Mais Comparações Entre Vento Intermitente Adiabático e os Ventos com Resfriamento Radiativo

As Figuras 3.14 e 3.15 destacam os perfis de densidade, temperatura, pressão e velocidade em $r = 0$ ao longo da altitude z em que se propaga o vento, para as simulações intermitentes (ii) e (iii).

Nota-se que a injeção intermitente leva, como esperado, a flutuações na densidade, pressão, temperatura e velocidade associadas aos surtos randômicos de explosões de SNs, sendo mais proeminentes quando há resfriamento radiativo. Nos casos radiativos, a pressão e a densidade dos filamentos são maiores que nas regiões mais rarefeitas (ao contrário do caso adiabático, em que a pressão dos filamentos e do meio rarefeito são equivalentes). Porém, as pressões no caso radiativo são menores que no caso adiabático.

Nota-se também uma queda súbita da velocidade do vento intermitente com resfriamento explícito a grandes alturas, próximo dos limites do domínio computacional. Uma inspeção dos mapas do vento revelam que nessas alturas elevadas, há uma zona de baixíssima

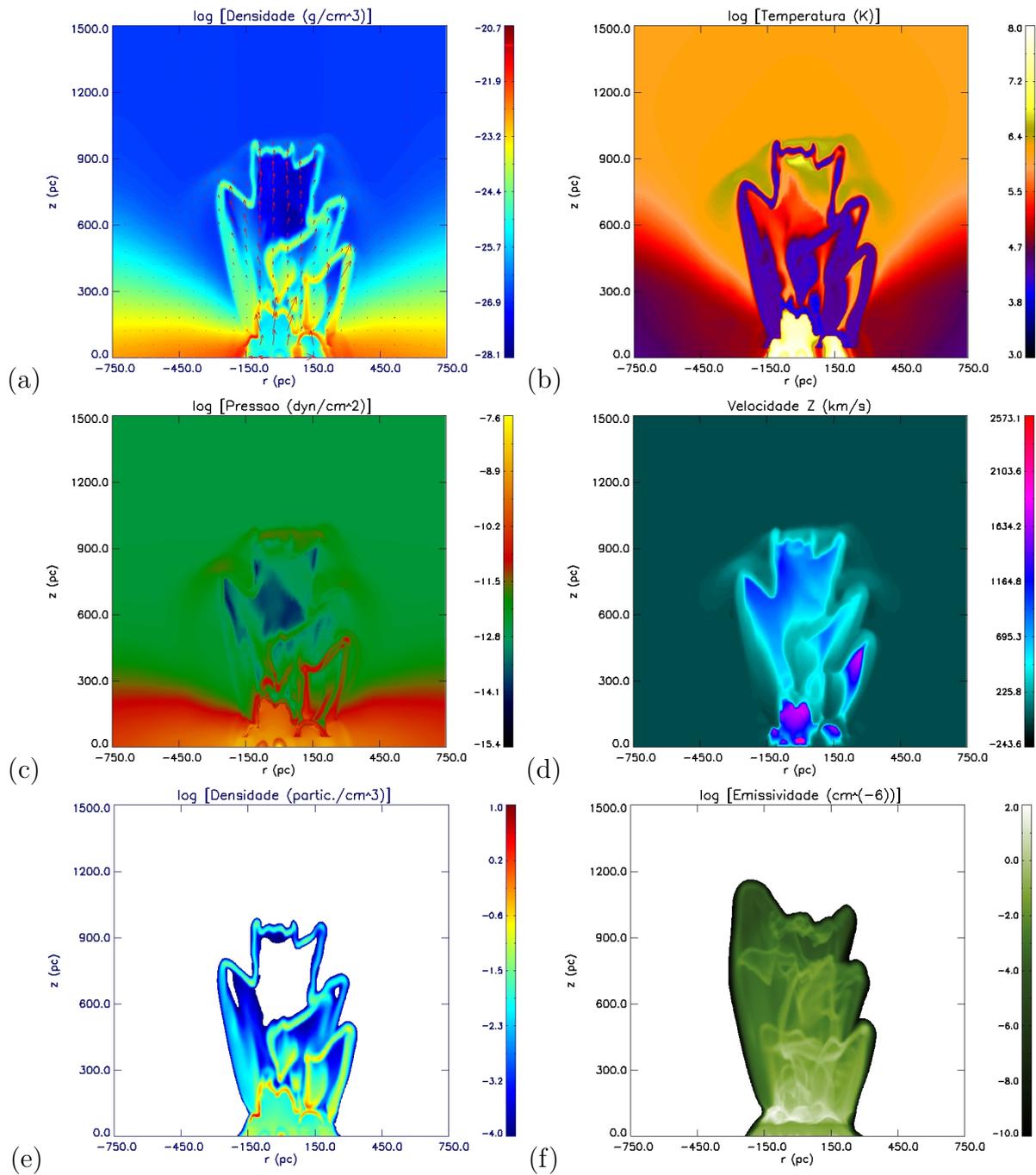


Figura 3.13: Corte lateral do vento intermitente (iii) com resfriamento explícito após $3 \cdot 10^6$ anos, para a (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção \vec{z} , (e) densidade de partículas no vento e (f) emissividade do vento. A resolução é de 256^3 .

densidade, pressão e temperatura, que “cai” fora da região turbulenta empurrada pela ação das explosões das SNs, indicando pois que se trata de uma porção que está fora da ação do vento, pelo menos momentaneamente, o que explicaria a queda brusca de velocidade nesse

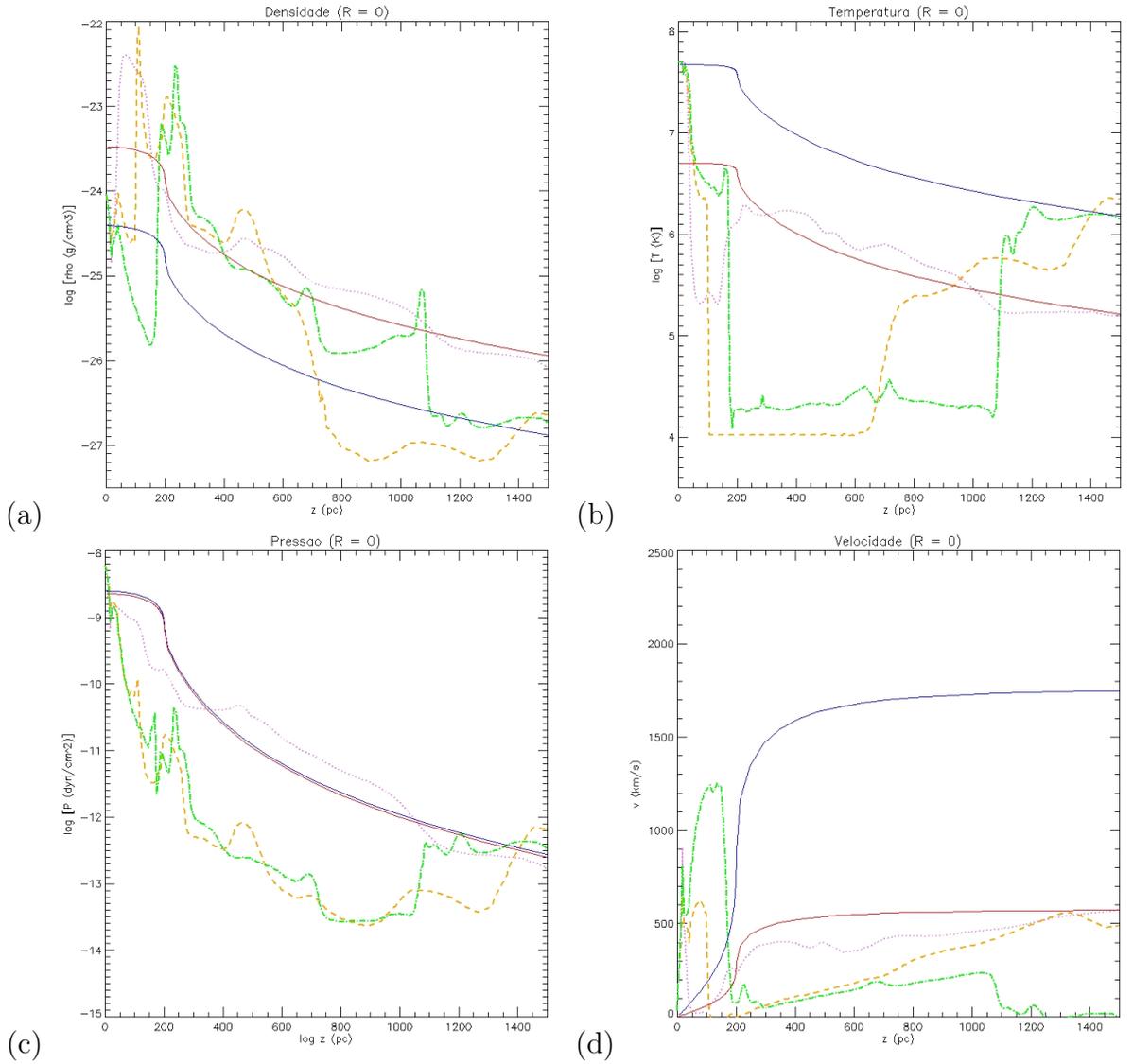


Figura 3.14: Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção z obtidos nas simulações hidrodinâmicas do vento intermitente (ii) adiabático (linha violeta pontilhada), com resfriamento implícito (linha laranja tracejada) e explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $5.6 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.

local. Além disso, embora a porção quente do vento possua valores da ordem dos observados ($\sim 1000 - 2000$ km/s), os filamentos nas simulações com perda radiativa possuem uma

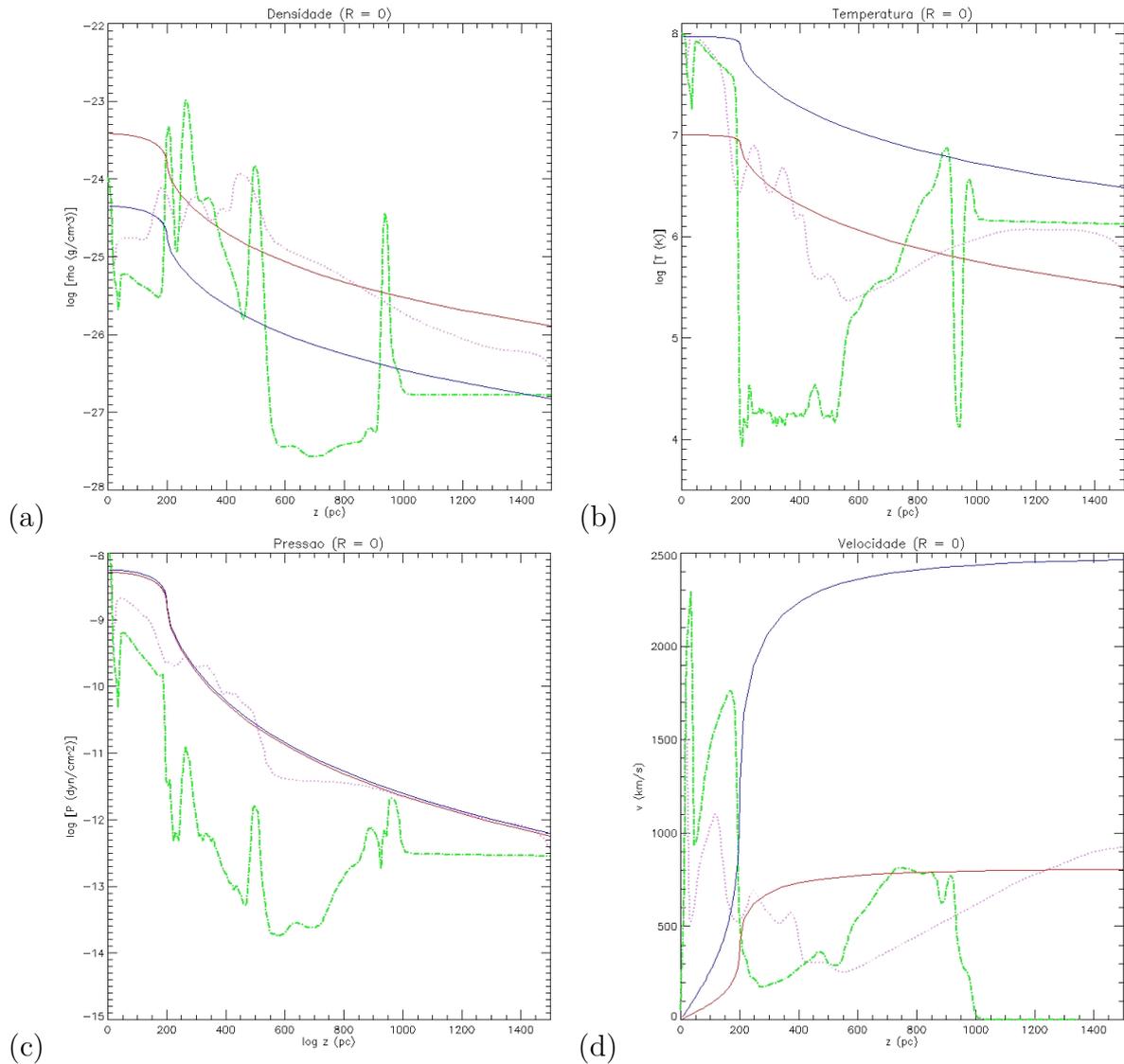


Figura 3.15: Comparação entre os perfis de (a) densidade, (b) temperatura, (c) pressão e (d) velocidade na direção z obtidos nas simulações hidrodinâmicas do vento intermitente (iii) adiabático (linha violeta pontilhada) e com resfriamento explícito (linha verde tracejada e pontilhada) e os perfis do modelo analítico adiabático de Chevalier e Clegg (1985) (linha contínua azul) e do modelo analítico radiativo de Strickland e Heckman (2009) (linha contínua vermelha), para $r = 0$ pc, após o sistema ter evoluído $3 \cdot 10^6$ anos. Para o modelo analítico radiativo foram considerados os parâmetros $\epsilon = 0.3$, $\nu = 2.8$ e $\zeta = 1$ (veja Capítulo 2), determinados por Strickland e Heckman (2009) para a galáxia M82.

velocidade um pouco menor ($\sim 200 - 400$ km/s), compatível com as observações, como foi visto.

Os modelos intermitentes com resfriamento radiativo explícito e implícito apresentam

boa concordância entre si até $z \leq 600\text{pc}$ (Figura 3.14).

Um outro ponto que se verifica nas simulações é que o ângulo de abertura total dos ventos com resfriamento radiativo é da ordem de 30° , o qual é compatível com as observações (vide Capítulo 1).

A comparação dos perfis unidimensionais das Figuras 3.15 e 3.15 com os mapas dos cortes bidimensionais das Figuras 3.12 e 3.13 mostram que a maior parte dos filamentos densos e frios do ventos intermitentes, os quais movem-se mais devagar que a componente quente e rarefeita, ficam concentrados em alturas inferiores a 600 pc . Isso indica que, embora os ventos pareçam ser agentes importantes para levar energia ao halo e ao MIG, seriam ineficientes para transportar massa (resultado este que está de acordo com Strickland e Stevens (2000); Strickland e Heckman (2009); veja também Falceta-Gonçalves et al. (2010)).

Nota-se que as velocidades dos filamentos e do material mais quente e rarefeito são compatíveis com a as previsões dos modelos analíticos estacionários e também com as observações.

3.5 Comparação Entre Simulações com Diferentes Resoluções Numéricas

Nesta seção será discutido o papel da resolução numérica nas características do vento nas simulações numéricas realizadas. As Figuras 3.16, 3.19 e 3.22 mostram a densidade para o vento adiabático e com resfriamento radiativo implícito e explícito, respectivamente, para o caso contínuo (i) (colunas da esquerda) e intermitente (ii) (colunas da direita). Já as Figuras 3.17, 3.18, 3.20, 3.21, 3.23 e 3.24 apresentam os perfis de densidade, temperatura, pressão e velocidade na direção \vec{z} , em $r = 0$, no caso contínuo (i) e intermitente (ii), comparando diferentes resoluções (tanto no adiabático tanto com resfriamento radiativo explícito e implícito).

No caso dos ventos adiabáticos, tanto o contínuo quanto o intermitente, verifica-se uma boa concordância entre as três resoluções nos perfis das variáveis físicas para $r = 0$, em função de z (Figuras 3.17 e 3.18), particularmente para as resoluções 256^3 e 512^3 . Isso indica que pelo menos para capturar as características gerais do vento, a resolução 256^3 já apresenta convergência satisfatória nos resultados. Porém, para uma análise mais detalhada das estruturas, a resolução 512^3 é a mais indicada.

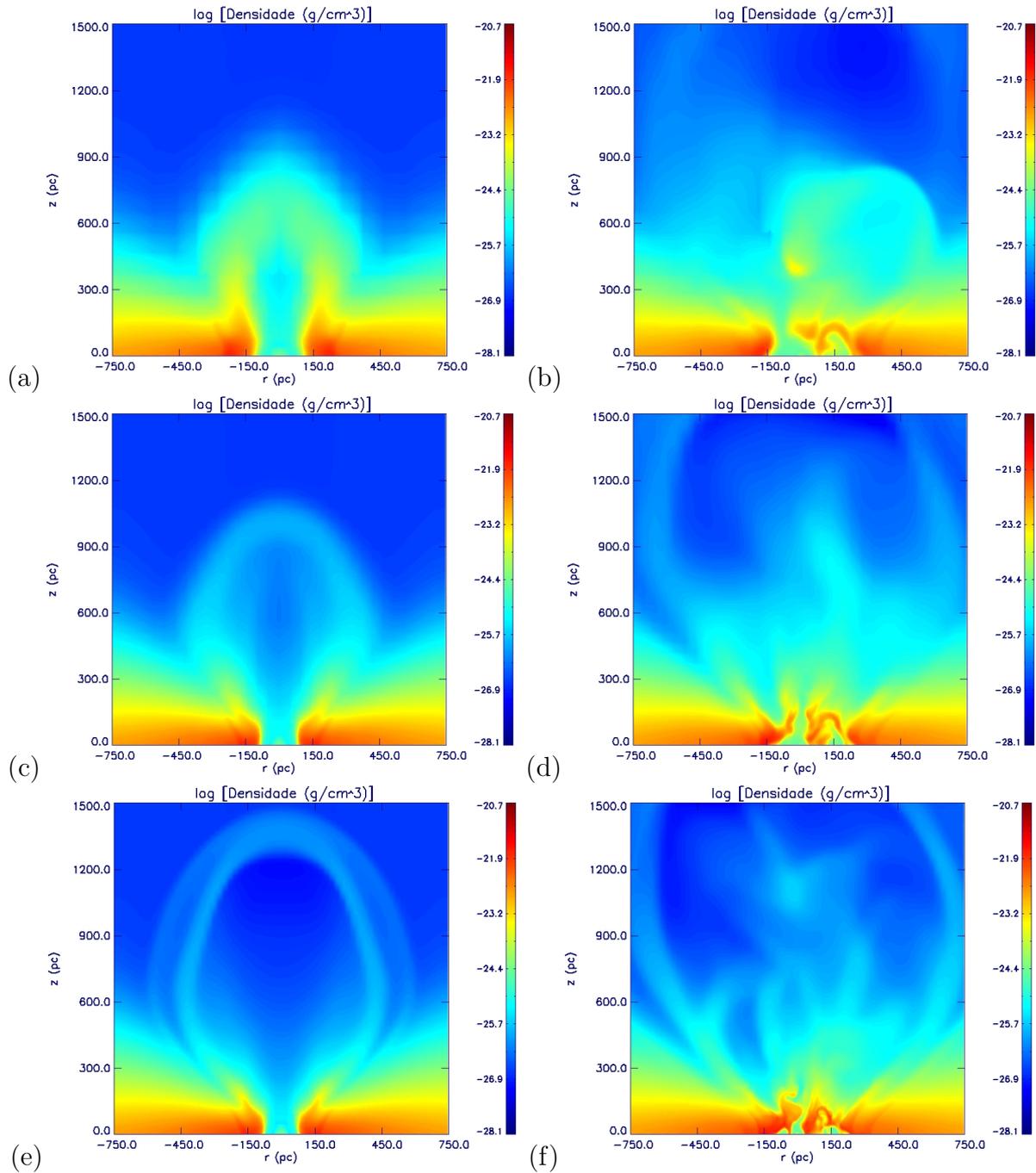


Figura 3.16: Comparação entre o contínuo (coluna da esquerda), parametrização (i), após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos e intermitente (coluna da direita), parametrização (ii), após o sistema ter evoluído $3.8 \cdot 10^6$ anos, no caso adiabático, para resolução de 128^3 ((a) e (b)), 256^3 ((c) e (d)) e 512^3 ((e) e (f)).

No caso dos testes de ventos com resfriamento implícito contínuo e intermitente (Figura 3.19), a concordância entre os testes é particularmente razoável para as resoluções 256^3 e

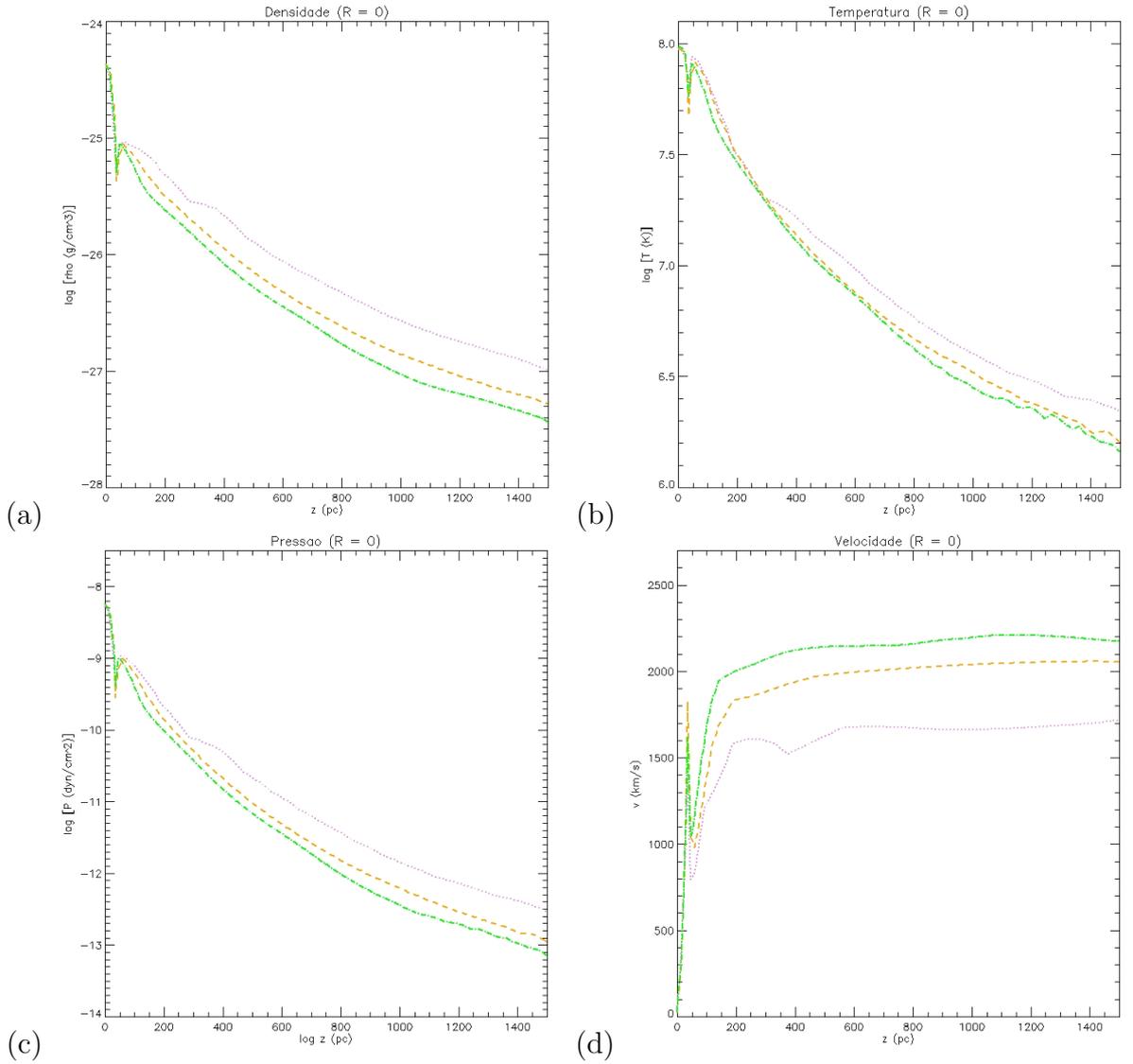


Figura 3.17: Simulação contínua, parametrização (i), no caso adiabático, após o sistema ter evoluído $5.6 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$.

512^3 em ambos os casos, o que também se confirma nas curvas unidimensionais das Figuras 3.20 e 3.21.

No caso dos ventos com resfriamento explícito contínuo e intermitente (Figuras 3.22, 3.23 e 3.24), verifica-se igualmente uma maior concordância entre os resultados para resoluções de 256^3 e 512^3 para o contínuo, embora essa concordância seja menor que no caso dos testes implícitos. Nota-se ainda que a fragmentação da casca e a formação de estruturas no teste contínuo dá-se mais tarde quanto menor a resolução, além do que, quanto maior

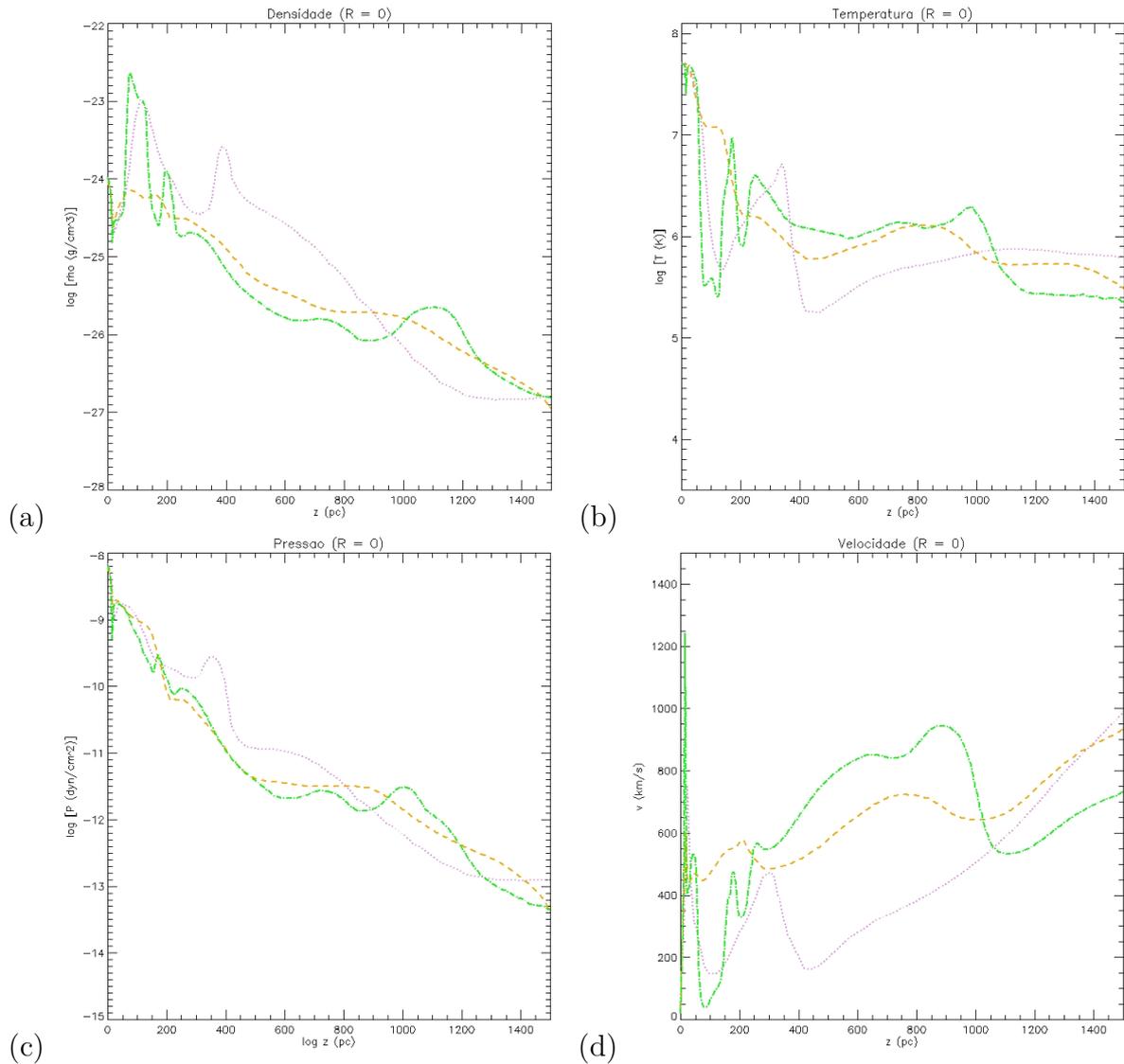


Figura 3.18: Simulação intermitente, parametrização (ii), no caso adiabático, após o sistema ter evoluído $3.8 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$.

a resolução, mais os filamentos ficam afinados.

A comparação entre as estruturas filamentosas dos resultados implícito e explícito nas três resoluções, na mesma época, denota uma tendência à formação de filamento mais densos no caso implícito. Como o cálculo do resfriamento pelo método implícito constitui uma correção aproximada ao cálculo adiabático, dever-se-ia esperar que os resultados do cálculo explícito fossem mais realistas, indicando que as estruturas filamentosas do cálculo implícito possuem possivelmente valores um pouco super-estimados de densidade e sub-estimados

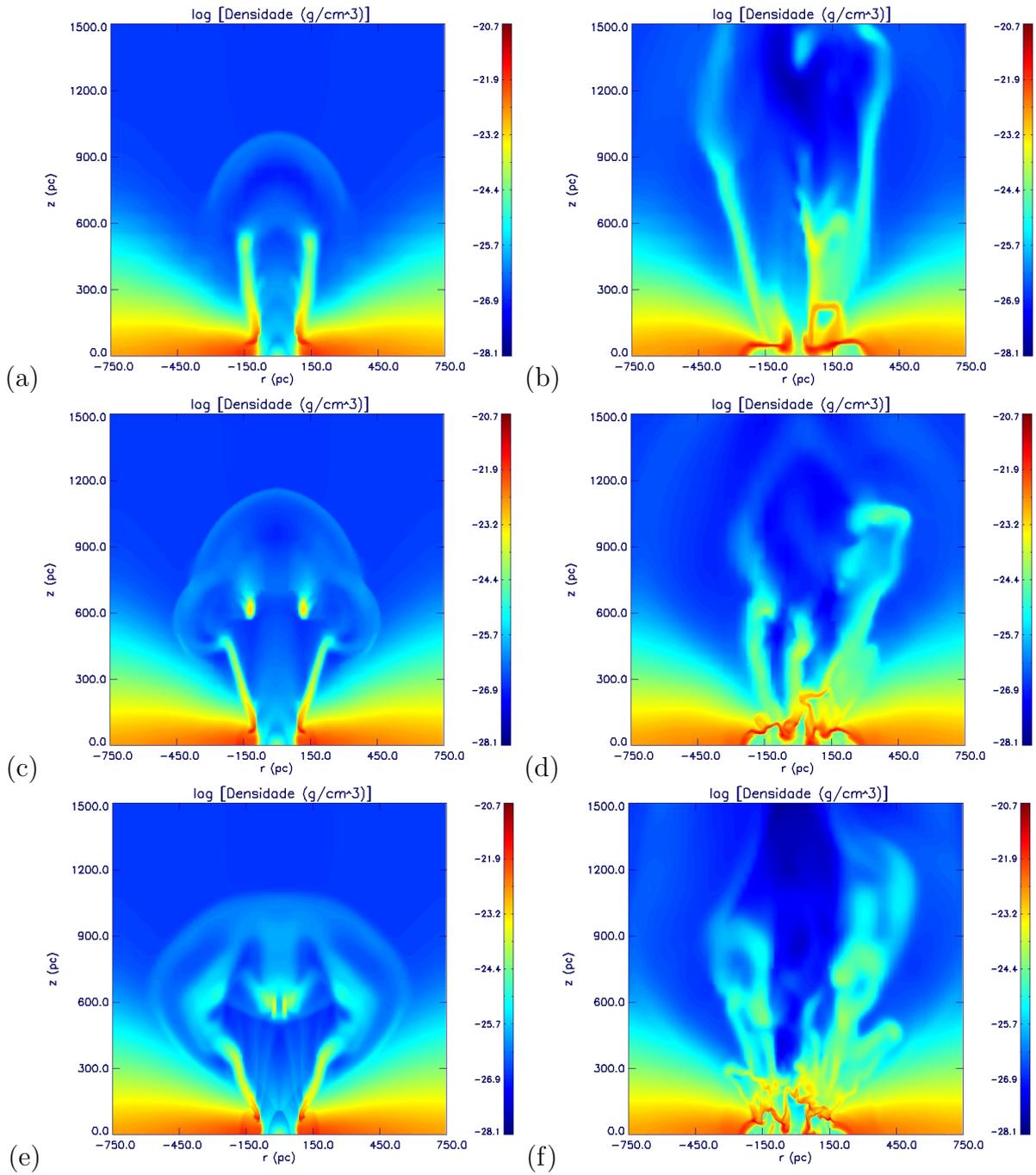


Figura 3.19: Comparação entre o contínuo (coluna da esquerda), parametrização (i), após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos e intermitente (coluna da direita), parametrização (ii), após o sistema ter evoluído $5.2 \cdot 10^6$ anos, no caso de resfriamento implícito, para resolução de 128^3 ((a) e (b)), 256^3 ((c) e (d)) e 512^3 ((e) e (f)).

de temperatura. Entretanto, como foi citado anteriormente, não estão sendo considerados elementos mais pesados que o oxigênio no caso dos modelos com resfriamento radiativo

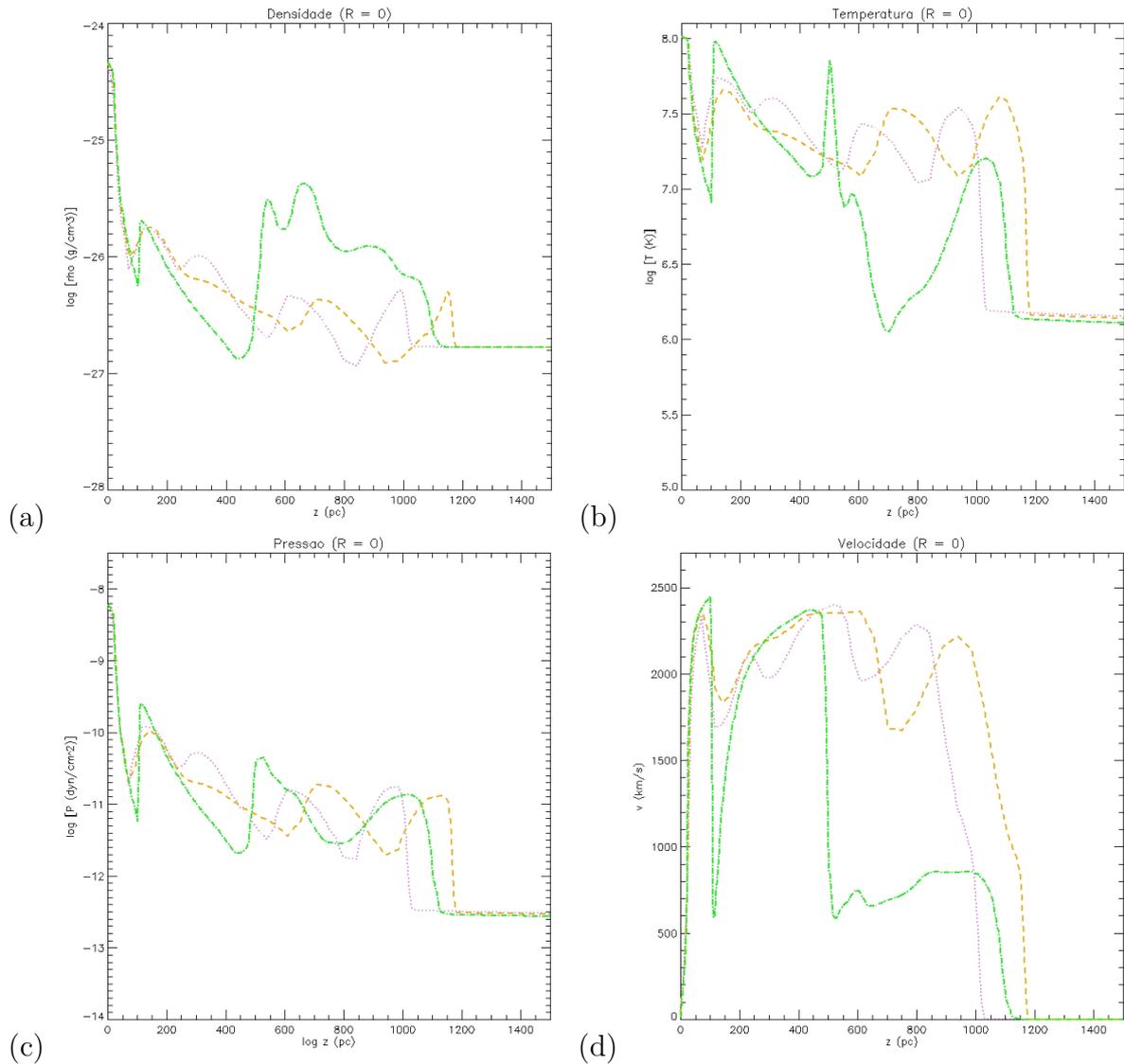


Figura 3.20: Simulação contínua, parametrização (i), no caso de resfriamento implícito, após o sistema ter evoluído $1.8 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \hat{z} (d) em $r = 0$.

explícito. Já nos modelos com resfriamento implícito, a curva de resfriamento adotada inclui também os elementos mais pesados que o oxigênio. Sabe-se que para temperaturas maiores que 10^5 K (Sutherland e Dopita (1993); Strickland e Heckman (2009)), os resfriadores mais importantes do gás são o oxigênio, neônio e ferro. Desse modo, o fato de os cálculos com resfriamento implícito levarem à formação de filamentos mais frios e densos deve ser uma consequência direta dessa diferença adotada no tratamento do resfriamento entre os dois modelos.

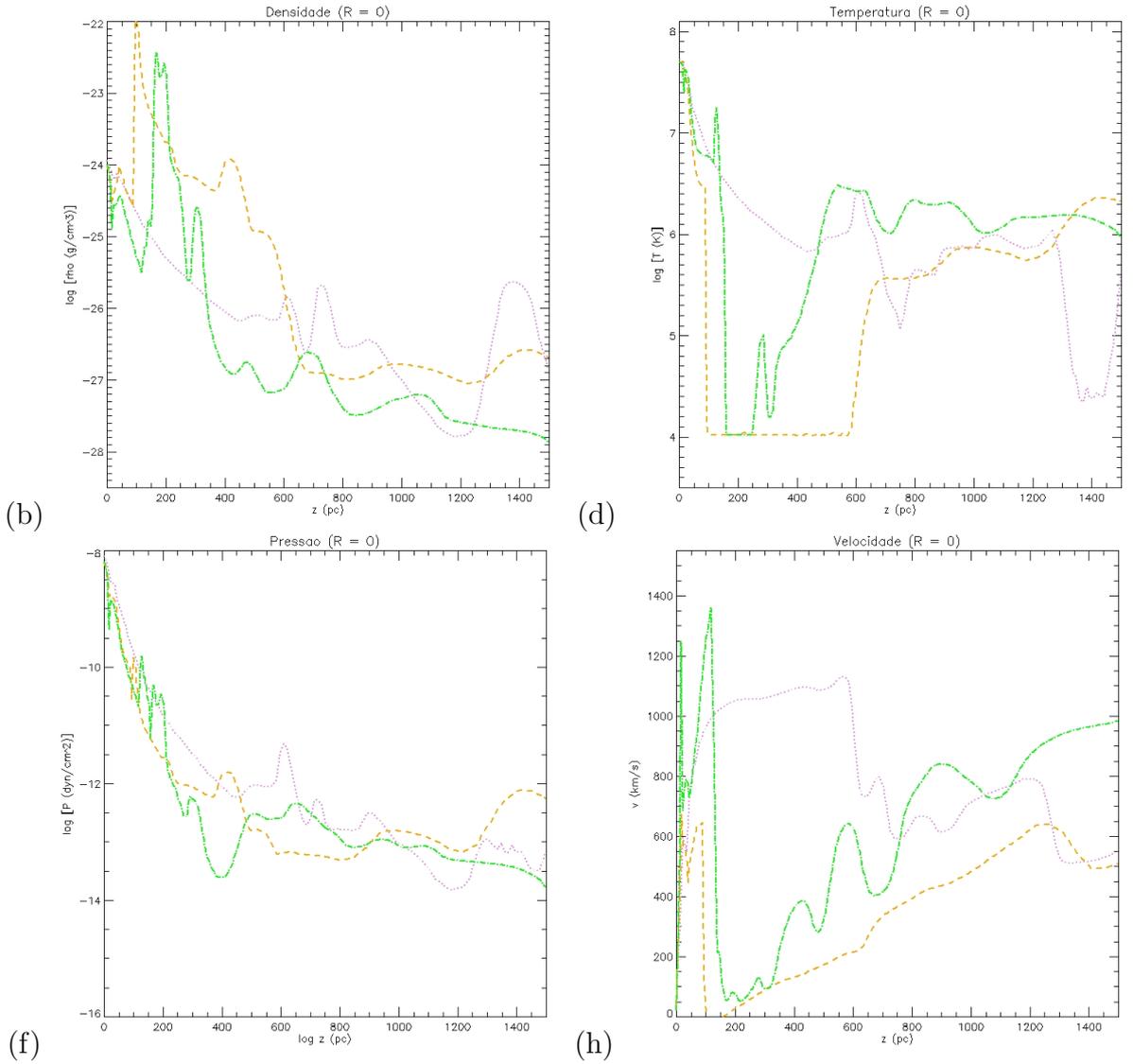


Figura 3.21: Simulação intermitente, parametrização (ii), no caso de resfriamento implícito após o sistema ter evoluído $5.2 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$.

3.6 Contaminação do MIG

É possível estudar o enriquecimento do MIG pelo vento em simulações que incluem o resfriamento, particularmente o resfriamento explícito, e determinar se esse enriquecimento será significativo ou não.

Nas Figuras 3.25 a 3.30, são apresentados os mapas das densidades numéricas e emissividade dos elementos químicos: elétrons, HI, HII, OI, OII, OIII, CII, CIII e CIV, para os

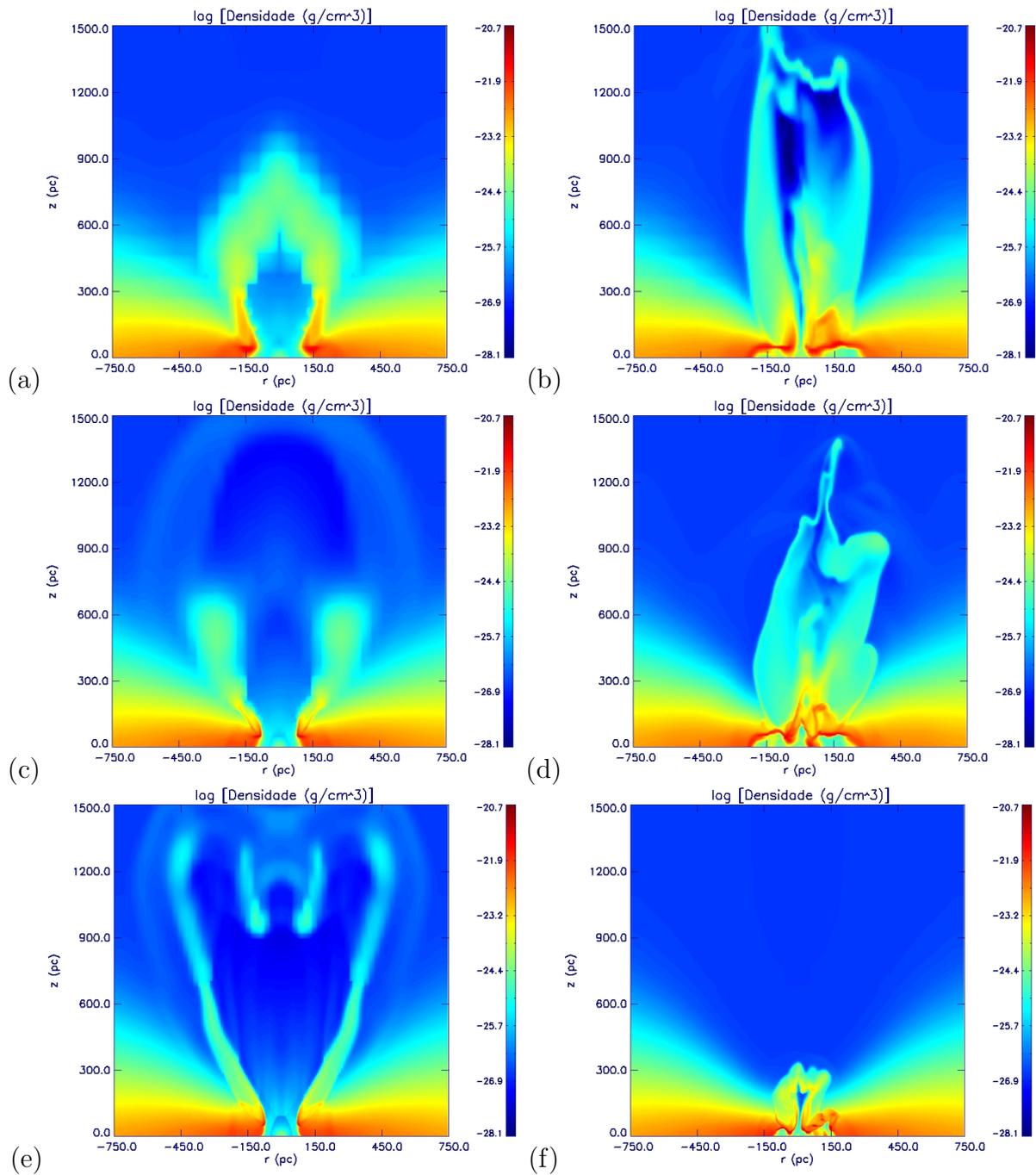


Figura 3.22: Comparação entre o contínuo (coluna da esquerda), parametrização (i), após o sistema ter evoluído $2.8 \cdot 10^6$ anos e intermitente (ii) (coluna da esquerda), parametrização (ii), após o sistema ter evoluído $5 \cdot 10^6$ anos (exceto o painel (f) que possui $2.8 \cdot 10^6$ anos), no caso de resfriamento explícito, para resolução de 128^3 ((a) e (b)), 256^3 ((c) e (d)) e 512^3 ((e) e (f)).

testes com resfriamento radiativo explícito, dos conjuntos (ii) e (iii). Esses mapas são úteis pois mostram claramente como cada espécie química, em particular os metais (elementos

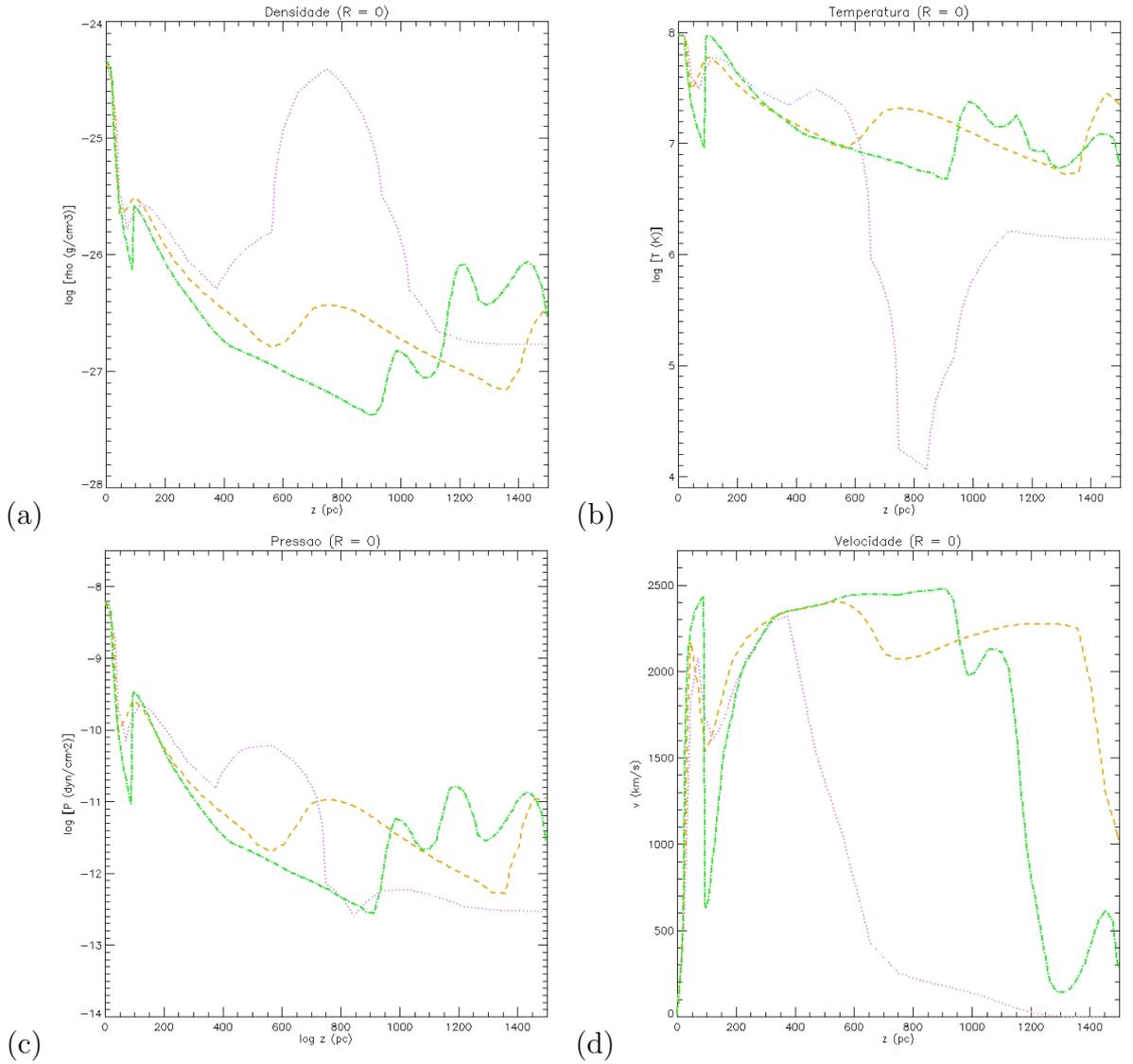


Figura 3.23: Simulação contínua, parametrização (i), no caso de resfriamento explícito, após o sistema ter evoluído $2.8 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada), 256^3 (linha laranja tracejada) e 512^3 (linha verde tracejada e pontilhada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$.

mais pesados que o H e He), se distribuem pelo vento e quais atingem as maiores alturas, indo contaminar o MIG.

As Figuras 3.31 e 3.32 mostram o valor médio das densidades colunares em função da altura do vento, para as espécies químicas em seus diferentes graus de ionização, e também para cada espécie química, somando-se os seus íons. Disso, nota-se que o O é um importante conteúdo nesses ventos e um importante resfriador, principalmente nos filamentos, que possuem $T \sim 10^3 - 10^4$ K, em concordância com previsões anteriores

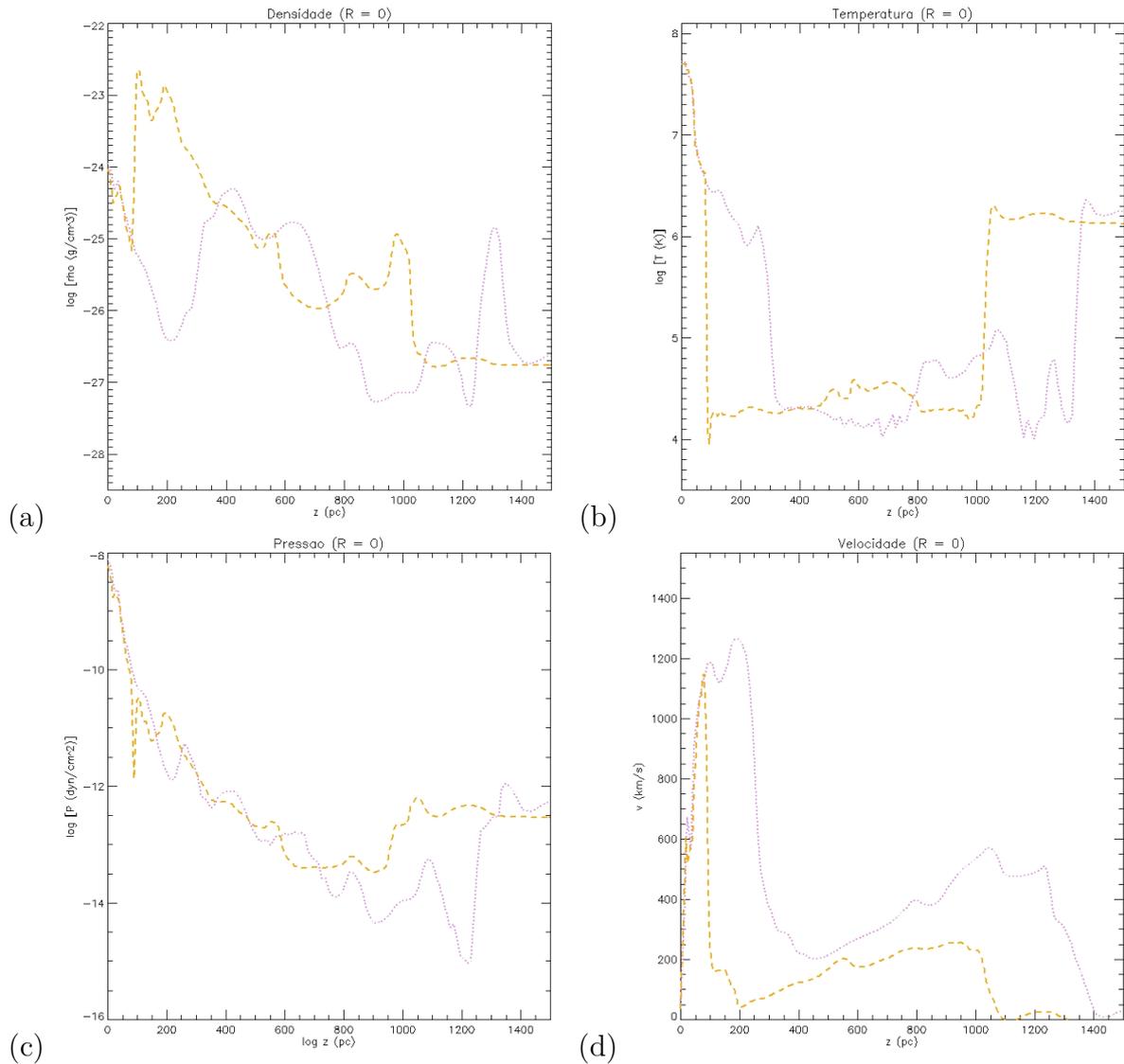


Figura 3.24: Simulação intermitente, parametrização (ii), no caso de resfriamento explícito, após o sistema ter evoluído $5 \cdot 10^6$ anos, para resolução de 128^3 (linha violeta pontilhada) e 256^3 (linha laranja tracejada), para densidade (a), temperatura (b), pressão (c) e velocidade na direção \vec{z} (d) em $r = 0$.

(Sutherland e Dopita (1993); Strickland e Heckman (2009)).

Em todos os cálculos computacionais realizados neste trabalho, admitiu-se uma abundância em metais do tipo solar. Isto é, não se levou em conta a contaminação extra no conteúdo metálico devido aos ejetos das SNs. A presença destes pode enriquecer a abundância metálica do vento galáctico, embora estes metais devam ser dispersos e diluídos pelo material do MIS que também é carregado com o vento. Entretanto, é possível estimar a quantidade de metais pesados em excesso que é introduzida nos ventos simulados. Esta

estimativa é ilustrada nas Figuras 3.33 a 3.35 e será discutida a seguir.

O vento é alimentado, no caso (ii), por $\sim 1.8 \cdot 10^5$ SNs em $5.8 \cdot 10^6$ anos, e no caso (iii) por $\sim 3 \cdot 10^5$ SNs em $3 \cdot 10^6$ anos; metade das quais explodindo no meio - espaço superior mapeado pela grade computacional. Como cada SN libera em média $3M_{\odot}$ de metais (Melioli et al. (2008, 2009)), uma massa total de $\sim 3/2 \cdot N_{SN} M_{\odot}$ de elementos pesados (supondo que metade vai para acima do disco e a outra metade na direção oposta), é ejetada por cada SN no vento (Figuras 3.33 a 3.35). No caso (ii), tem-se então $2.7 \cdot 10^5 M_{\odot}$ (em $5.8 \cdot 10^6$ anos) e no caso (iii) tem-se $4.5 \cdot 10^5 M_{\odot}$ (em $3 \cdot 10^6$ anos) de metais pesados ejetados por SNs. Se for feita uma estimativa, somando-se a massa em O (que é um metal abundante) dos filamentos, esta é da mesma ordem que a massa total estimada acima para os metais provenientes de SNs. As Figuras 3.33 a 3.35 comparam a massa total contida no vento com a massa em metais injetados pelas SNs neste. Verifica-se que a porcentagem de massa em metais é da mesma ordem tanto no vento com resfriamento implícito como explícito, sendo da ordem de 1.5% para os modelos com parametrização (ii) (Figuras 3.33 e 3.34). Já quando se aumenta de um fator 3 a taxa de injeção de supernovas (modelos com parametrização (iii), essa porcentagem aumenta para cerca de 4% (Figura 3.35). Esses resultados sugerem, tal como na modelagem dos chafarizes galácticos (Melioli et al. (2008, 2009)), que a composição química do vento e das suas condensações não é muito afetada pelas ejeções das SNs propriamente (porém, a quantidade de metais estimada para nuvens formadas por chafarizes galácticos, $\sim 20\%$, é bem maior do que está sendo encontrada nessas simulações). Pode-se estimar também a abundância metálica total do vento, relativa à solar, da seguinte forma (e.g. Strickland e Heckman (2009)):

$$Z_V = \frac{Z_{SN}\dot{M}_{SN} + Z_{MIS}\dot{M}_{MIS}}{\dot{M}_{SN} + \dot{M}_{MIS}} \quad (3.17)$$

onde Z_V é a abundância em metais do vento, Z_{SN} é a abundância devido às SNs, Z_{MIS} é a abundância metálica do MIS e \dot{M}_{SN} e \dot{M}_{MIS} são as taxas de massa injetadas por SNs e a taxa de massa do MIS que é incorporado ao vento, respectivamente. Cálculos, levando-se em conta a evolução estelar (com uma IMF apropriada) em ambiente de SB, indicam que $Z_{i,SN} \sim 5 Z_{i,\odot}$, onde $Z_{i,\odot}$ é a abundância da i -ésima espécie no Sol (Strickland e Heckman (2009)). Considerando que dentro do aglomerado $Z_{SN} \sim 5 Z_{\odot}$, que no MIS $Z_{MIS} \sim 1 Z_{\odot}$

e computando a massa do MIS presente no vento como sendo simplesmente a diferença entre a massa total e a massa das SNs tem-se que $Z_V \sim 1.4 Z_\odot$ para o caso (ii) e $\sim 2 Z_\odot$ no caso (iii). Estas estimativas são compatíveis com observações feitas para a região mais frias e densas do vento, na qual estima-se uma metalicidade da ordem da metalicidade solar (Strickland e Stevens (2000)). Cálculos futuros, levando-se em conta a fração real extra de metais injetada por cada SN no vento deverão permitir uma melhor estimativa de Z_V .

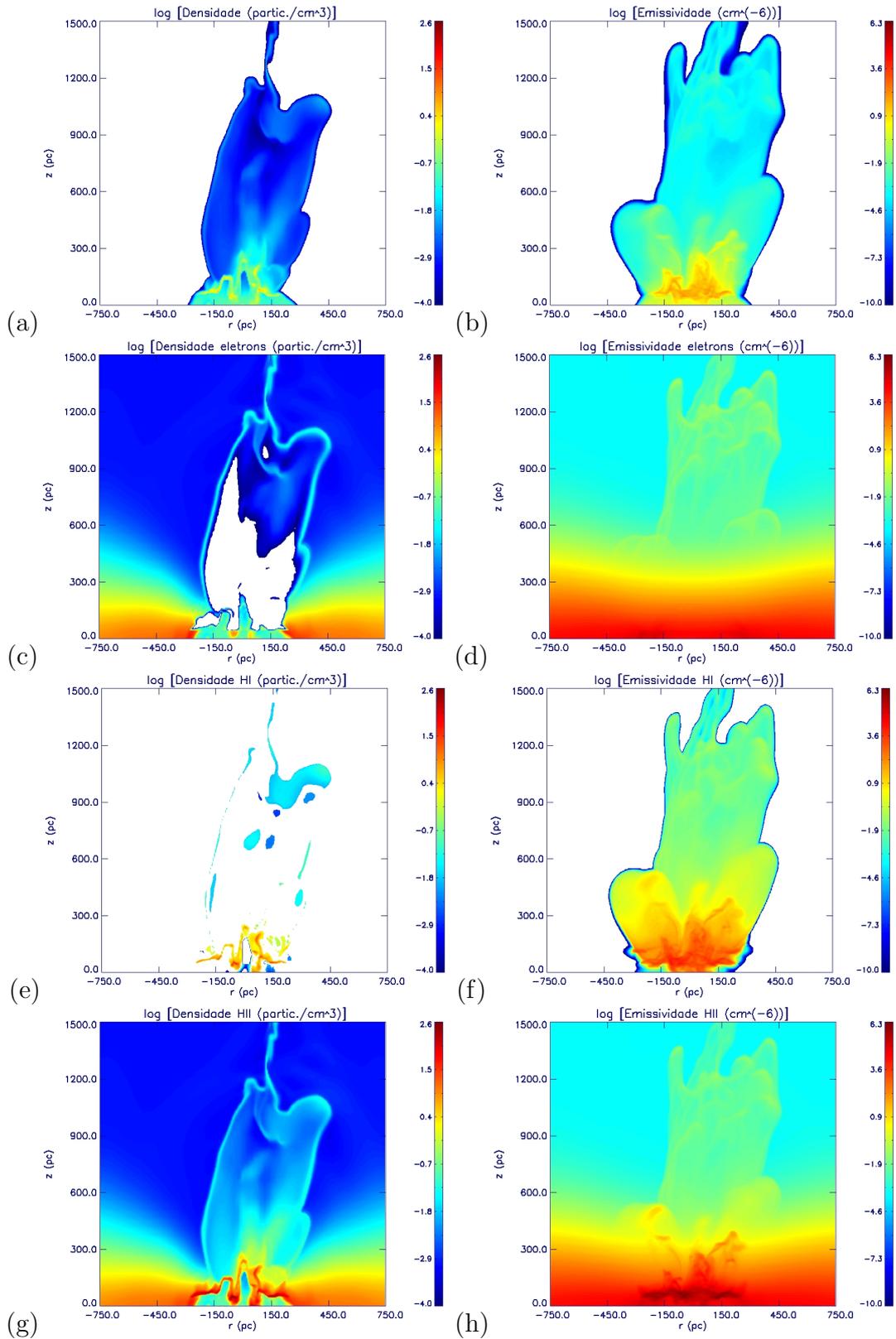


Figura 3.25: Corte lateral da densidade numérica (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita) para o vento intermitente com resfriamento explícito do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para a densidade total ((a) e (b)), e densidades numéricas de elétrons ((c) e (d)), HI ((e) e (f)) e HII ((g) e (h)). Neste gráfico e nos próximos, a densidade está dada em partículas/cm³ e a emissividade em cm⁻⁶.

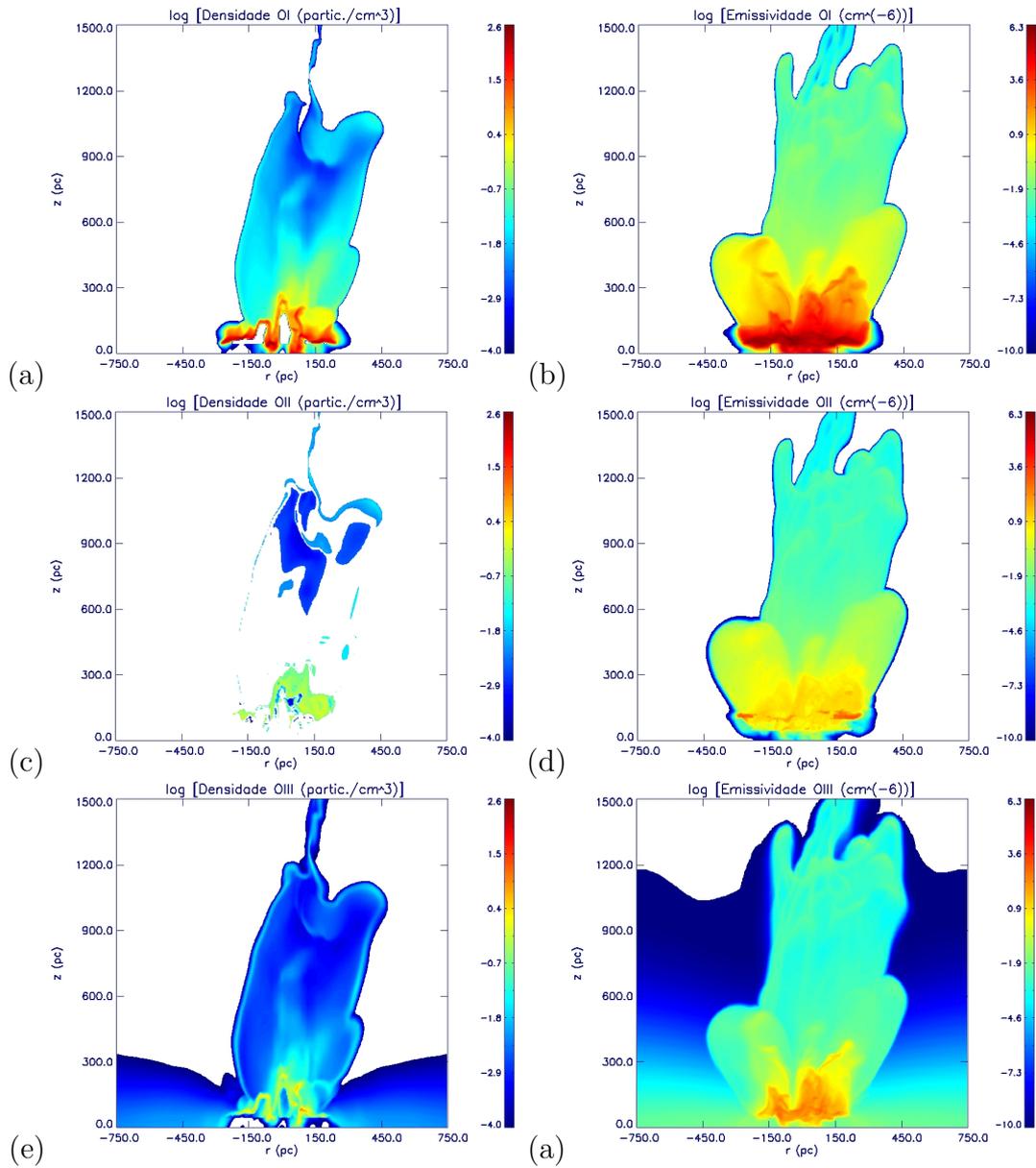


Figura 3.26: Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para as densidades numéricas de OI ((a) e (b)), OII ((c) e (d)) e OIII ((e) e (f)). A resolução é de 256^3 .

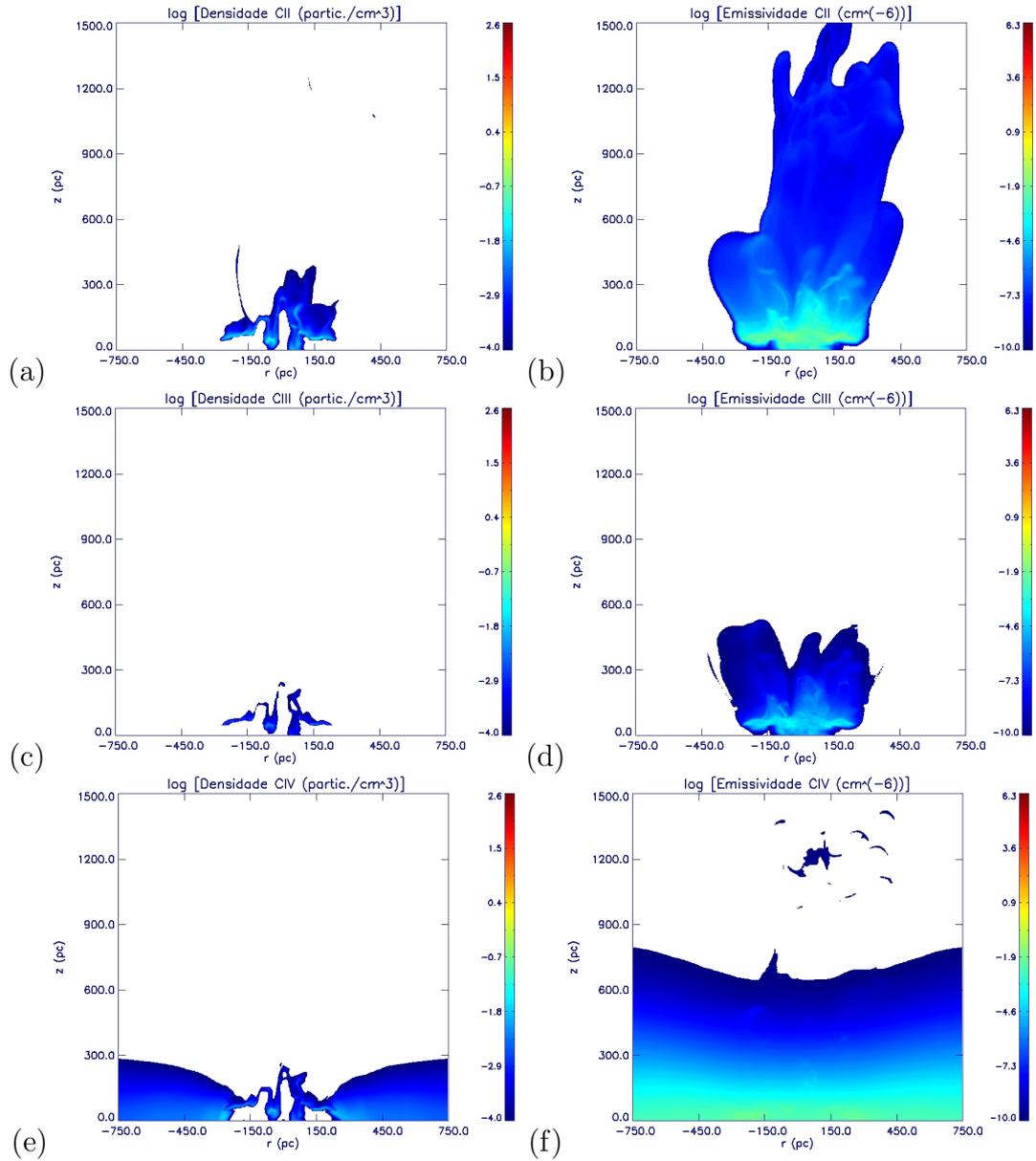


Figura 3.27: Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos, para densidades numéricas de CII ((a) e (b)), CIII ((c) e (d)) e CIV ((e) e (f)). A resolução é de 256^3 .

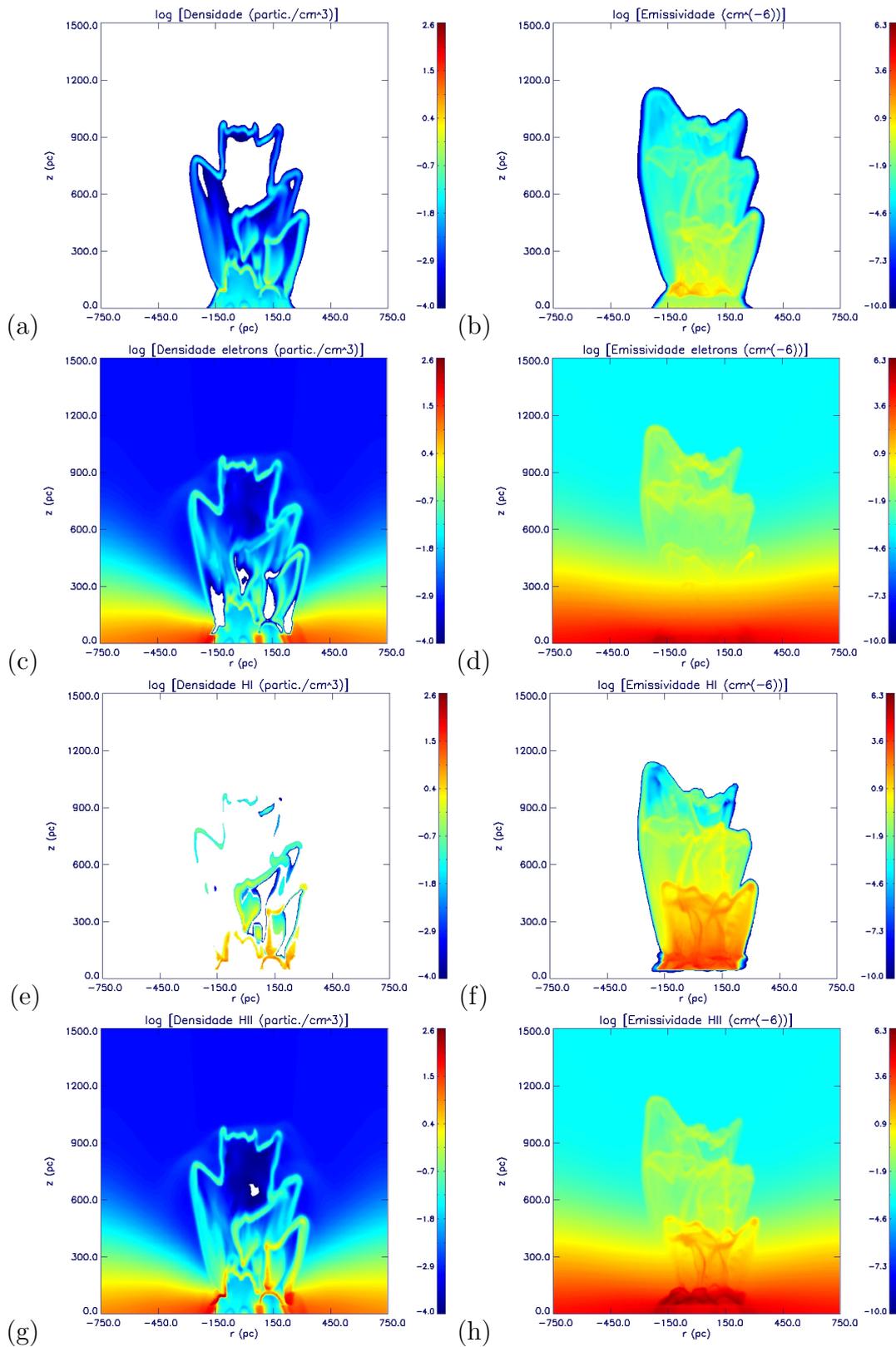


Figura 3.28: Corte lateral da densidade numérica (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita) para o vento intermitente com resfriamento explícito do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos, para a densidade total ((a) e (b)), e densidades numéricas de elétrons ((c) e (d)), HI ((e) e (f)) e HII ((g) e (h)). A resolução é de 256^3 .

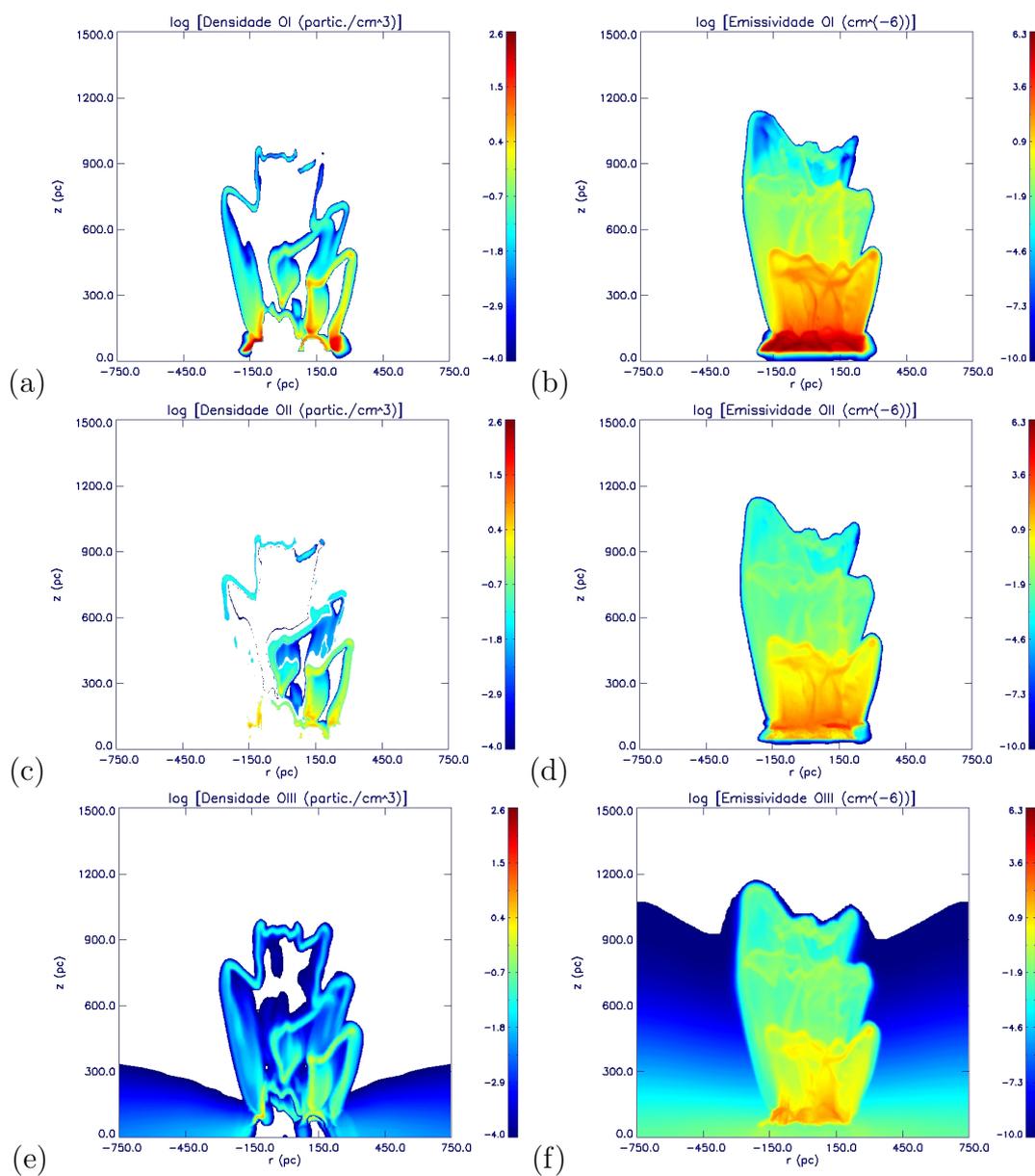


Figura 3.29: Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos, para as densidades numéricas de OI ((a) e (b)), OII ((c) e (d)) e OIII ((e) e (f)). A resolução é de 256^3 .

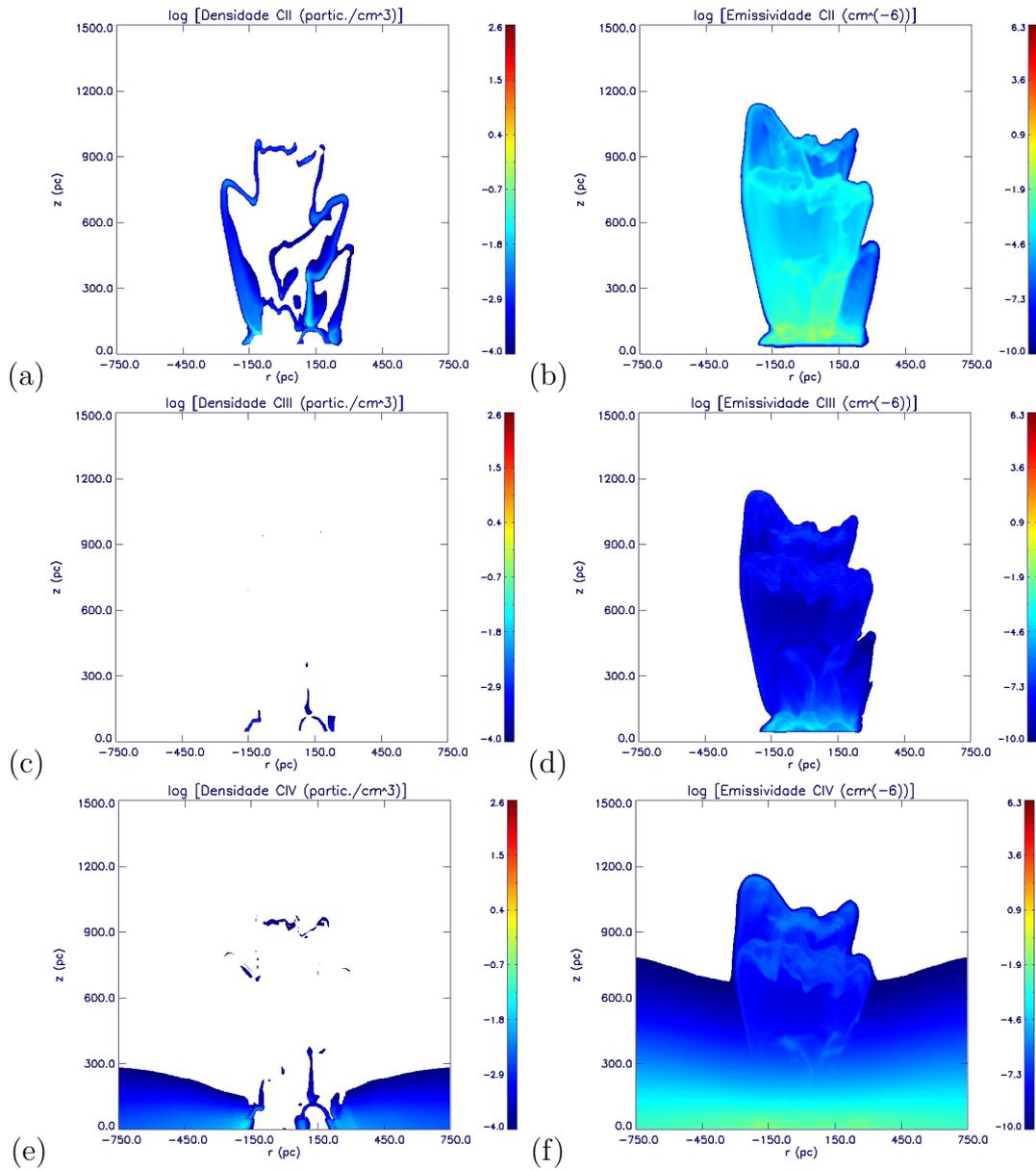


Figura 3.30: Corte lateral (coluna da esquerda) e emissividade (coluna da direita), do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos, para densidades numéricas de CII ((a) e (b)), CIII ((c) e (d)) e CIV ((e) e (f)). A resolução é de 256^3 .

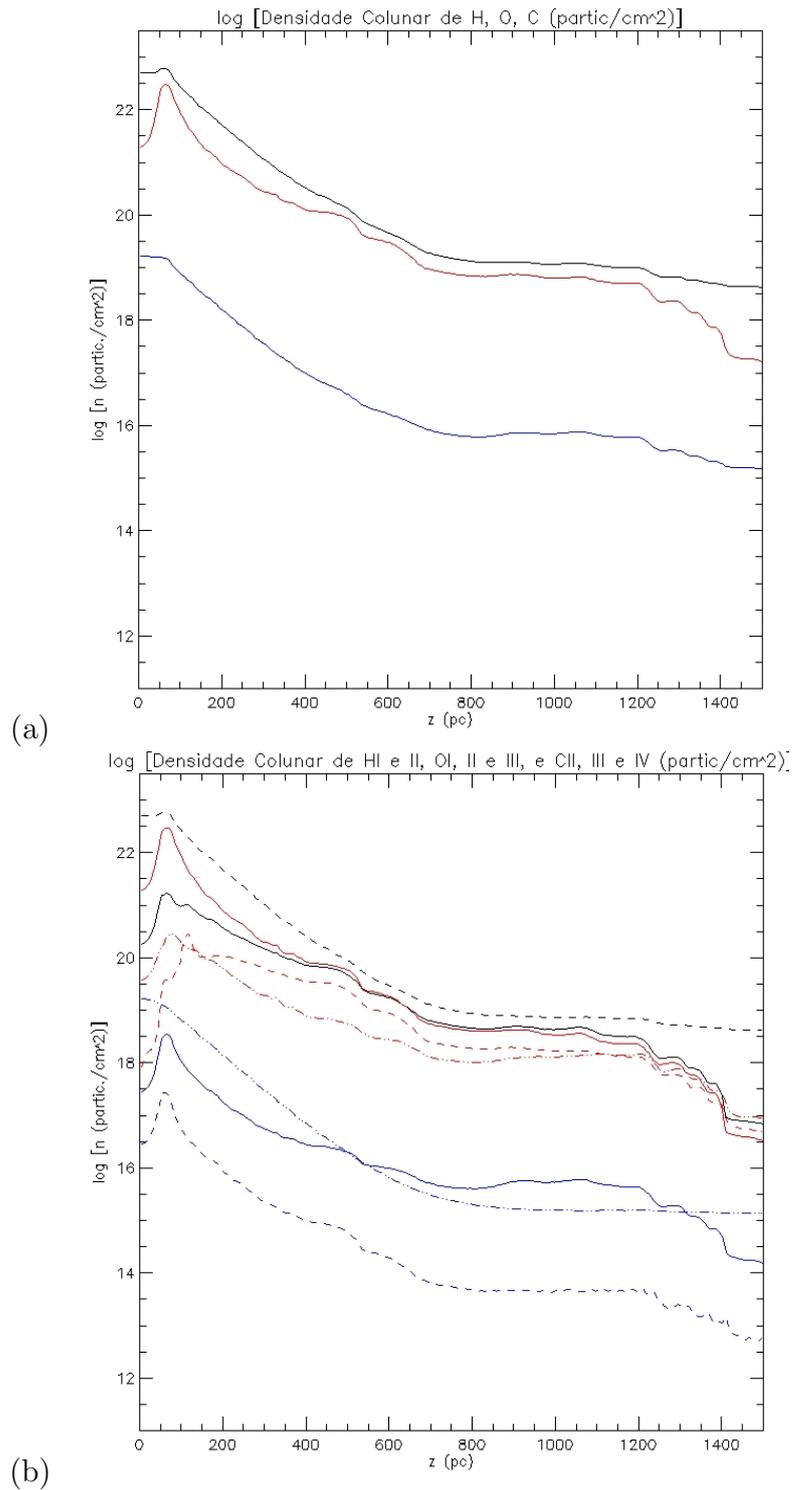


Figura 3.31: Densidade colunar média no vento em função da altura, feito para a simulação intermitente com resfriamento radiativo explícito do conjunto (ii), após $5.6 \cdot 10^6$ anos. A resolução é de 256^3 . O Painel (a) apresenta a densidades colunares somadas dos íons de H (preto), O (vermelho) e C (azul). O Painel (b) apresenta a densidade colunar de HI (linha contínua preta), HII (linha tracejada preta), OI (linha contínua vermelha), OII (linha tracejada vermelha), OIII (linha tracejada e com dois pontos vermelha), CII (linha contínua azul), CIII (linha tracejada azul) e CIV (linha tracejada e com dois pontos azul).

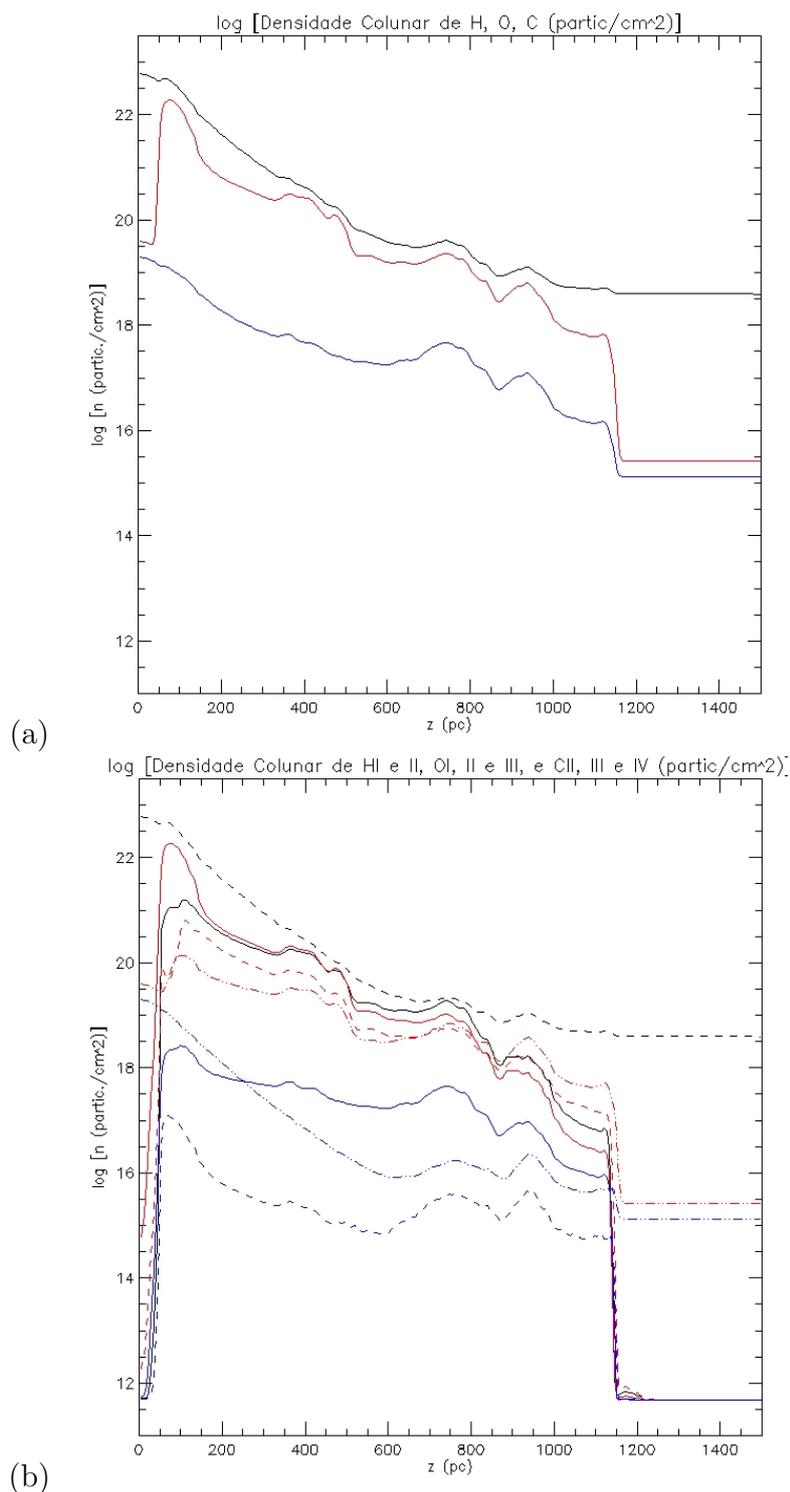


Figura 3.32: Densidade colunar média no vento em função da altura, feito para a simulação intermitente com resfriamento radiativo explícito do conjunto (iii), após $3 \cdot 10^6$ anos. A resolução é de 256^3 . O Painel (a) apresenta a densidades colunares somadas dos íons de H (preto), O (vermelho) e C (azul). O Painel (b) apresenta a densidade colunar de HI (linha contínua preta), HII (linha tracejada preta), OI (linha contínua vermelha), OII (linha tracejada vermelha), OIII (linha tracejada e com dois pontos vermelha), CII (linha contínua azul), CIII (linha tracejada azul) e CIV (linha tracejada e com dois pontos azul).

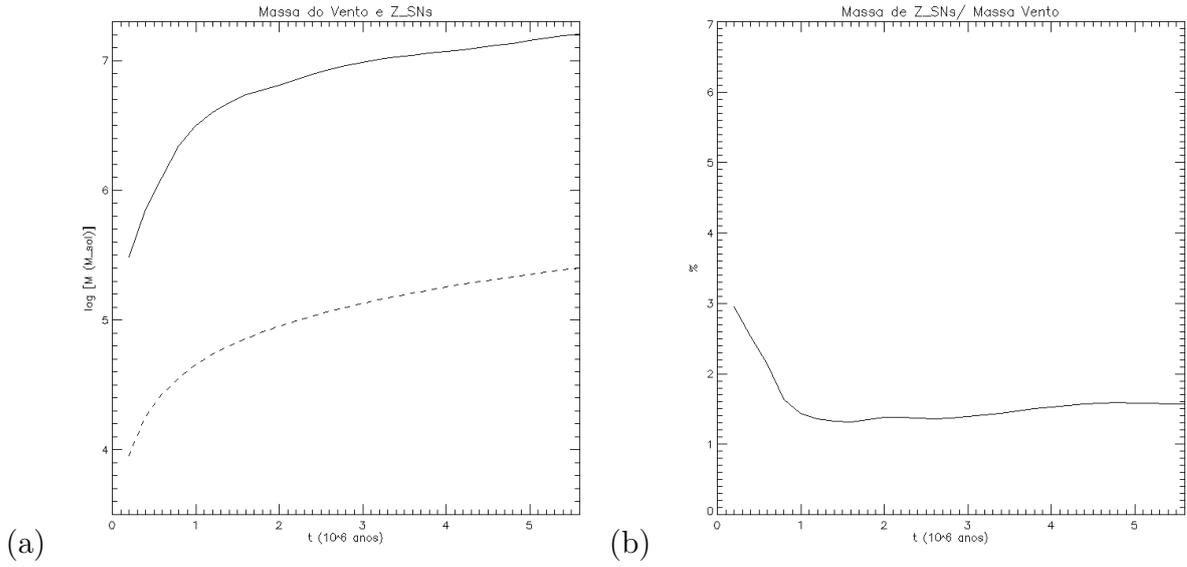


Figura 3.33: Curvas relacionadas ao conjunto (ii) com resfriamento radiativo explícito (com resolução de 256^3), mostrando (a) a massa total do vento e de metais injetados por SNs em função do tempo e (b) a porcentagem da massa de metais provenientes das SNS em relação à massa total do vento.

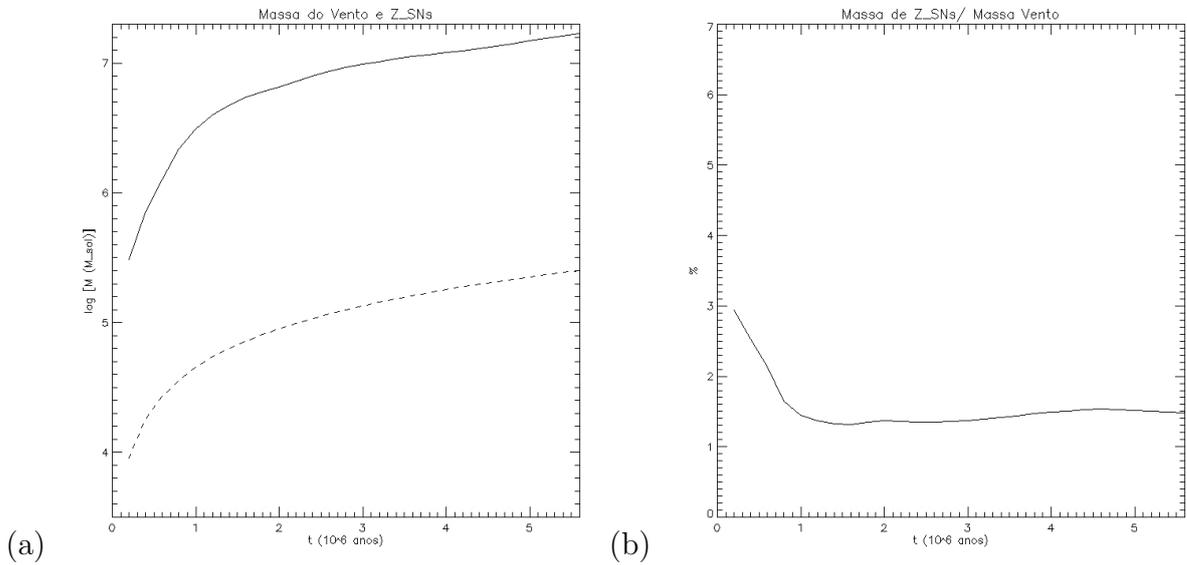


Figura 3.34: Curvas relacionadas ao conjunto (ii) com resfriamento radiativo implícito (com resolução de 256^3), mostrando (a) a massa total do vento e de metais injetados por SNs em função do tempo e (b) a porcentagem da massa de metais provenientes das SNS em relação à massa total do vento.

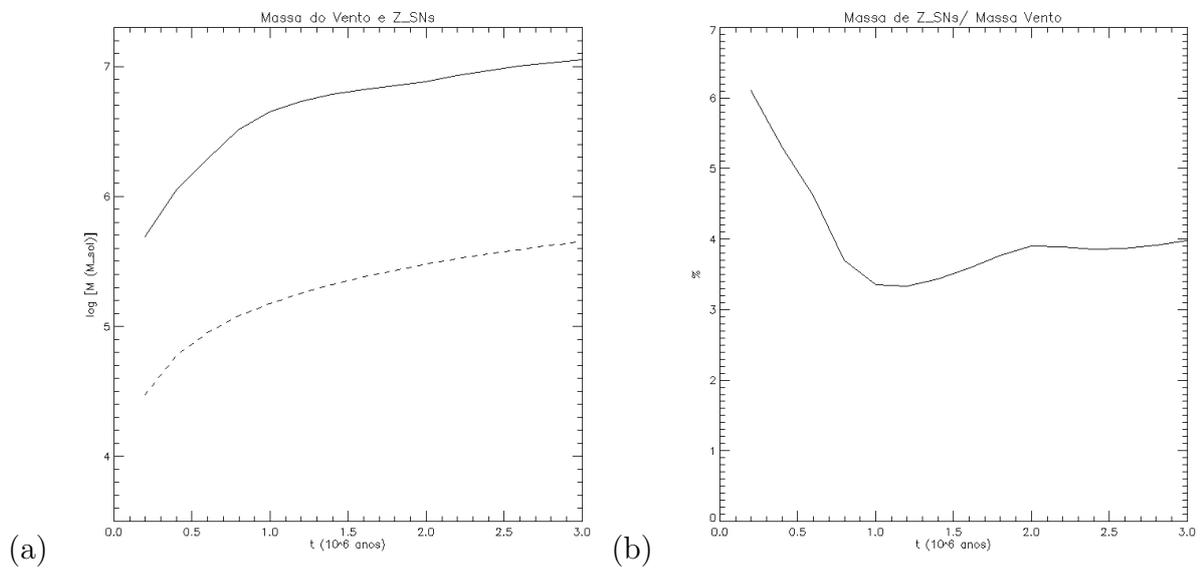


Figura 3.35: Curvas relacionadas ao conjunto (iii) com resfriamento radiativo explícito (com resolução de 256^3), mostrando (a) a massa total do vento e de metais injetados por SNs em função do tempo e (b) a porcentagem da massa de metais provenientes das SNS em relação à massa total do vento.

Conclusões e Perspectivas

4.1 Conclusões Gerais

Neste trabalho investigou-se a formação de ventos galácticos impulsionados pelas explosões de supernovas, dando particular enfoque à galáxia M82, protótipo da classe de galáxias denominadas de *starburst*, as quais são formadas por interações recentes entre galáxias.

Em um primeiro passo, no Capítulo 2, descreveu-se o processo de formação de uma super-bolha a partir da explosão de várias supernovas e as condições para tal processo gerar um vento galáctico. Também foram apresentadas soluções analíticas simples para um vento contínuo estacionário em expansão radial adiabática, seguindo os passos de Chevalier e Clegg (1985), que foram os primeiros a propor tal estudo. Estas soluções adiabáticas foram também confrontadas com a evolução de um vento contínuo estacionário, porém sujeito às perdas radiativas do gás, tal como estudado por Strickland e Heckman (2009)), as quais diminuem a potência efetiva do vento.

No Capítulo 3 foram apresentados os resultados das simulações numéricas hidrodinâmicas tridimensionais de ventos galácticos realizadas neste trabalho, com aplicação ao vento de M82. Em particular, foram realizadas simulações tridimensionais incluindo o resfriamento radiativo das espécies químicas fora do equilíbrio de ionização. Embora trabalhos anteriores tenham também levado em conta os efeitos das perdas radiativas do gás em suas simulações tridimensionais, estes se concentraram apenas na formação da estrutura filamentar. Sendo assim, neste estudo, foram realizadas as primeiras análises sobre a evolução de diferentes espécies no vento galáctico.

No cálculo explícito do resfriamento radiativo no vento foram consideradas as substân-

cias químicas do H ao O, sendo que este último é um importante agente resfriador para gases em altas temperaturas, como é o caso dos ventos galácticos. Todas as simulações foram realizadas com uma versão modificada do código de rede adaptativa YGUAZU para este fim (Raga et al. (2000, 2002); Melioli et al. (2008, 2009)). Para comparar com cálculos analíticos prévios de ventos estacionários (descritos no Capítulo 2) foram realizadas, primeiramente, simulações de ventos contínuos adiabáticos e com resfriamento radiativo explícito e também implícito. Neste cálculo implícito, distintamente do explícito, evoluiu-se o vento considerando a equação de conservação de energia em sua forma adiabática, e corrigindo a mesma a cada passo temporal dos efeitos das perdas radiativas do gás. Em uma segunda etapa foram realizadas simulações numéricas de ventos intermitentes, resultantes de explosões de SNs em aglomerados estelares distribuídos aleatoriamente (no espaço e no tempo) dentro da região central da galáxia, em um raio $R = 200$ pc. Estas simulações foram realizadas com o intuito de se reproduzir de modo mais realístico as condições observadas no vento de M82. Esta galáxia apresenta em sua região central de atividade de *starburst* uma complexa estrutura de associações estelares (cerca da 100 em $R \sim 200$ pc) permeada por uma complexa distribuição de gás.

Os principais pontos observados neste estudo foram:

- Vento contínuo adiabático:

Como observado na Figura 3.2, as simulações de vento contínuo irrompendo do disco estratificado da galáxia para o halo revelam a formação de um fluxo bipolar em apenas alguns milhões de anos. Este vento apresenta uma estrutura bifásica, com uma componente quente e rarefeita, movendo-se a velocidades de até ~ 2250 km/s (em concordância com estimativas analíticas prévias), e uma componente mais densa e fria, envolvendo a componente quente com uma casca, formada pelo impacto supersônico do vento com o meio ambiente.

- Vento contínuo com resfriamento radiativo implícito e explícito:

Tanto no caso de ventos com resfriamento radiativo implícito (Figura 3.3) quanto explícito (Figura 3.4), a casca resfria-se rapidamente, tornando-se mais densa e fria que no caso adiabático. Com a evolução do vento, esta casca de material chocado eventualmente se quebra em estruturas filamentosas devido à ação da instabilidade

de Rayleigh-Taylor e tais estruturas movem-se com velocidades bem menores que a fase quente do vento (da ordem de 400 - 600 km/s).

- Comparação entre os ventos contínuos adiabático e radiativos:

A velocidade da frente de choque no caso adiabático é maior do que quando é levado em conta o resfriamento radiativo, uma vez que neste último caso parte da energia mecânica do vento é dissipada sob forma de radiação.

- Comparação entre os ventos contínuos radiativos implícito e explícito:

Ambos apresentam características semelhantes, entretanto, a casca no caso implícito fragmenta-se em um tempo inferior.

- Comparação entre simulações de vento contínuo e modelos analíticos:

Apesar da simplicidade dos modelos analíticos de ventos estacionários com expansão radial (ao invés de bipolar), as previsões destes modelos, por exemplo, para a velocidade da componente quente e rarefeita (Chevalier e Clegg (1985)) são compatíveis com aquelas obtidas nos modelos adiabáticos. Do mesmo modo, as velocidades previstas pelos modelos analíticos radiativos (Strickland e Heckman (2009)) são compatíveis com as velocidades dos filamentos densos e frios formados do material chocado da casca nas simulações com perdas radiativas.

- Diferentes resoluções numéricas testadas nas simulações:

Foram testadas simulações com três diferentes resoluções, 128^3 , 256^3 e 512^3 . Nota-se uma maior compatibilidade entre as duas últimas, sendo que a de 256^3 , de um modo geral, já apresenta uma convergência satisfatória para se obter as características gerais do vento. Entretanto, quando é necessária uma análise mais detalhada das estruturas, a resolução de 512^3 é naturalmente mais recomendada.

- Ventos intermitentes - características principais dos filamentos:

As simulações de ventos intermitentes foram realizadas com o intuito de se reproduzir de modo mais realístico as condições observadas no vento de M82. Esta galáxia apresenta em sua região central de atividade de *starburst* uma complexa estrutura de associações estelares permeada por uma complexa distribuição de gás. As simulações

de ventos intermitentes resultaram, como esperado, em fluxos morfologicamente bem mais complexos que os ventos contínuos, com a formação de uma estrutura de filamentos bem mais rica. Na presença do resfriamento radiativo, tanto nos cálculos implícitos como explícitos, os filamentos formados apresentam bastante semelhança com a estrutura filamentar observada no vento de M82 (Capítulo 1), com filamentos com extensões da ordem de 300 - 1000 pc, massas $\sim 10^4$ a $10^5 M_{\odot}$, velocidades ~ 200 - 500 km/s, densidades $\sim 10^{-2}$ - 10 cm^{-3} e temperaturas $\sim 10^4$ K (Figuras 3.9 a 3.13).

Nas simulações nota-se que a maior parte dos filamentos encontra-se à alturas de no máximo 600 pc, sugerindo que embora o vento possa ser eficiente ao mandar energia para halo, ele seria menos eficiente ao ejetar massa do disco.

- Comparação entre ventos intermitentes adiabáticos e com resfriamento radiativo:

A perda de energia por radiação permite a formação de filamentos mais estreitos, densos e frios. Há também uma maior preservação da região central do disco galáctico quando comparado com o caso adiabático. Tal perda também causa uma diminuição no ângulo total de abertura do vento.

- Comparação entre ventos intermitentes com resfriamento radiativo implícito e explícito:

Assim como nos ventos contínuos com resfriamento, as cascas no caso com resfriamento implícito se fragmentam mais rapidamente quando comparadas ao explícito, gerando diferenças morfológicas entre os ventos. Como nos cálculos implícitos, foi utilizada uma curva de resfriamento para o gás que leva em conta também os metais mais pesados que o oxigênio, enquanto que nos cálculos explícitos, foram levadas em conta as espécies químicas somente até o oxigênio. É possível que a presença de resfriadores como o neônio e o ferro no caso implícito tenham ajudado a aumentar a taxa de resfriamento do gás chocado nesses cálculos. De qualquer modo, as características gerais observadas em ambos os ventos apresentam poucas alterações entre si.

- Conteúdo metálico dos ventos e contaminação do MIG:

A partir das simulações numéricas com resfriamento radiativo explícito, foi possível

mapear a distribuição dos elementos químicos HI, HII, CII, CIII, CIV, OI, OII e OIII no vento, varridos do meio interestelar da galáxia para o meio intergaláctico. Em particular, verificou-se que o oxigênio pode ser um metal importante no estudo do vento devido à sua abundância significativa e sua característica como resfriador do gás. Além disso, as simulações mostram que grande parte dos metais injetados no MIS pelas SNs ficam nos filamentos, que por sua vez atingem alturas menores no vento. Encontrou-se que a presença de metais ejetados por SNs é de apenas, e no máximo, 4% em relação à massa total do vento, demonstrando que as SNs praticamente não alteram a abundância do vento, assim como ocorre em nuvens formadas em chafarizes galácticos (Melioli et al. (2008, 2009)). Esta fração fornece uma abundância total em metais no vento da ordem da abundância solar, a qual é compatível com a abundância observada da galáxia M82 (Strickland e Stevens (2000)).

4.2 Perspectivas

No presente estudo analítico e numérico de ventos galácticos, embora se tenha capturado várias das características morfológicas, cinemáticas e evolutivas de um vento real, como o da galáxia M82, várias simplificações foram consideradas. Por exemplo, foi negligenciado o efeito de campos magnéticos e raios cósmicos usualmente associados a estes cenários no estudo da dinâmica do vento. Como visto no Capítulo 1, embora as medidas de campos magnéticos no vento de M82 sejam incipientes, estes foram identificados em várias galáxias mais próximas com formação estelar, observáveis lateralmente (e.g. Soida et al. (2001, 2002); Soida (2005); Soida et al. (2006)). Em várias dessas galáxias foram observados fluxos de gás emergentes do disco, carregando consigo campos magnéticos organizados em forma de concha. Estas observações sugerem um acoplamento entre o campo magnético e o gás, produzido pela formação estelar no disco. Este campo possivelmente irá ajudar a direcionar e acelerar o gás no vento (e.g. de Gouveia dal Pino e Tanco (1999)). Além do mais, deverá influenciar na formação da frente de choque (casca) e na fragmentação desta em estruturas densas e frias. A presença do campo na casca deve diminuir a compressão do material chocado, e, em consequência, diminuir os efeitos do resfriamento e da fragmentação da mesma. Os efeitos dos campos magnéticos na dinâmica geral de um vento

galáctico serão investigados futuramente, empregando-se para tal uma versão modificada do algoritmo utilizado em estudos de ejeções galácticas induzidas por turbulência gerada por SNs de Falceta-Gonçalves et al. (2010).

Outro aspecto não levado em conta neste trabalho foram os metais mais pesados que o oxigênio no cálculo numérico com resfriamento radiativo explícito. Como foi visto, o material ejetado pelas SNs (e ventos estelares) estará mais enriquecido de elementos pesados em comparação ao MIS frio, embebido na região de *starburst*. Como a emissividade térmica em raio-X do gás quente depende fortemente da abundância metálica do plasma quente, para uma avaliação realista desta emissividade é necessário considerar o enriquecimento em metais devido às SNs. Assim, em um cálculo computacional futuro será considerado também o enriquecimento na abundância devido aos elementos mais pesados que o O, particularmente importante para a determinação mais correta da emissividade do gás no vento. Em uma dada banda, esta é dada por:

$$\mathcal{L}[\text{erg}/\text{cm}^3/\text{s}] = n_e n_H \Lambda(T, Z) = \frac{\chi_H (1 + \chi_H)}{2m_H^2} \rho^2 \Lambda(T, Z) \quad (4.1)$$

onde $\Lambda(T, Z)$ é a função de resfriamento (que em princípio depende da abundância metálica Z) para uma dada banda de energia (ou para uma linha de transição) e $\chi_H \approx 0.71$ é a fração em massa de H para uma abundância solar. Para uma banda larga de emissão em raio-X, a função de resfriamento para um plasma opticamente fino pode ser dada por (Strickland e Heckman (2009)):

$$\Lambda(T, Z) = \Lambda_{H+He}(T) Z \Lambda_Z(T) \quad (4.2)$$

onde Z é a abundância metálica com respeito à solar, $\Lambda_{H+He}(T)$ dá a componente de $\Lambda(Z, T)$ independente da metalicidade e $\Lambda_Z(T)$ é a componente dependente da metalicidade, considerando-se uma abundância solar (Sutherland e Dopita (1993)). Com estas considerações será possível também avaliar a emissão de raio-X em linhas do vento para uma comparação direta com as observações.

Referências Bibliográficas

- Añorve-Zeferino G. A., Corona-Galindo M. G., Gravitational and mass distribution effects on stationary superwinds I, ArXiv e-prints, 2010
- Aldrovandi S. M. V., Pequignot D., Ionization and Heating of a Low Density Plasma by Energetic Particles, *A&A*, 1973, vol. 26, p. 33
- Barker S., de Grijs R., Cerviño M., Star cluster versus field star formation in the nucleus of the prototype starburst galaxy M 82, *A&A*, 2008, vol. 484, p. 711
- Castor J., McCray R., Weaver R., Interstellar bubbles, *ApJ*, 1975, vol. 200, p. L107
- Chandrasekhar S., Hydrodynamic and hydromagnetic stability, 1961
- Chevalier R. A., Clegg A. W., Wind from a starburst galaxy nucleus, *Nature*, 1985, vol. 317, p. 44
- Cooper J. L., Bicknell G. V., Sutherland R. S., Bland-Hawthorn J., Three-Dimensional Simulations of a Starburst-driven Galactic Wind, *ApJ*, 2008, vol. 674, p. 157
- Cooper J. L., Bicknell G. V., Sutherland R. S., Bland-Hawthorn J., Starburst-Driven Galactic Winds: Filament Formation and Emission Processes, *ApJ*, 2009, vol. 703, p. 330
- Cottrell G. A., 21-cm observations of the interacting galaxies M81 and M82, *MNRAS*, 1977, vol. 178, p. 577

- Cox D. P., Theoretical Spectra of Old Supernova Shell Remnants. In Bulletin of the American Astronomical Society , vol. 2 of Bulletin of the American Astronomical Society, 1970, p. 305
- Cox D. P., Cooling and Evolution of a Supernova Remnant, ApJ, 1972, vol. 178, p. 159
- Cox D. P., Tucker W. H., Ionization Equilibrium and Radiative Cooling of a Low-Density Plasma, ApJ, 1969, vol. 157, p. 1157
- de Avillez M. A., Disc-halo interaction - I. Three-dimensional evolution of the Galactic disc, MNRAS, 2000, vol. 315, p. 479
- de Avillez M. A., Berry D. L., Three-dimensional evolution of worms and chimneys in the Galactic disc, MNRAS, 2001, vol. 328, p. 708
- de Avillez M. A., Breitschwerdt D., Global dynamical evolution of the ISM in star forming galaxies. I. High resolution 3D simulations: Effect of the magnetic field, A&A, 2005, vol. 436, p. 585
- de Gouveia Dal Pino E. M., Three-dimensional Simulations of Jet/Cloud Interactions: Structure and Kinematics of the Deflected Jets, ApJ, 1999, vol. 526, p. 862
- de Gouveia Dal Pino E. M., The Deceleration of Giant Herbig-Haro Flows, ApJ, 2001, vol. 551, p. 347
- de Gouveia Dal Pino E. M., Plasmas em Astrofisica. Apostila do curso, IAG - USP, 2008
- de Gouveia dal Pino E. M., Benz W., Three-dimensional simulations of protostellar jets, ApJ, 1993, vol. 410, p. 686
- de Gouveia dal Pino E. M., Benz W., Multiple outflow episodes from protostars: Three-dimensional models of intermittent jets, ApJ, 1994, vol. 435, p. 261
- de Gouveia dal Pino E. M., Birkinshaw M., Three-dimensional Simulations of Protostellar Jets in Stratified Ambient Media, ApJ, 1996, vol. 471, p. 832
- de Gouveia dal Pino E. M., Birkinshaw M., Benz W., A Possible Mechanism for Wiggling Protostellar Jets from Three-dimensional Simulations in a Stratified Ambient Medium, ApJ, 1996, vol. 460, p. L111+

- de Gouveia dal Pino E. M., Cerqueira A. H., 3-D SPH Simulations of HD and MHD Jets, *Astrophysical Letters Communications*, 1996, vol. 34, p. 303
- de Gouveia Dal Pino E. M., Melioli C., D'Ercole A., Brighenti F., Raga A. C., Supernova Explosions and the Triggering of Galactic Fountains and Outflows. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, vol. 36 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, 2009, p. 17
- de Gouveia Dal Pino E. M., Melioli C., D'Ercole A., Brighenti F., Raga A., Galactic outflows and the pollution of the galactic environment by supernovae, *Advances in Space Research*, 2010, vol. 46, p. 485
- de Gouveia dal Pino E. M., Tanco G. A. M., Magnetically Driven Outflows in a Starburst Environment, *ApJ*, 1999, vol. 518, p. 129
- D'Ercole A., Brighenti F., Galactic winds and circulation of the interstellar medium in dwarf galaxies, *MNRAS*, 1999, vol. 309, p. 941
- Dettmar R., Soida M., Magnetic fields in halos of spiral galaxies, *Astronomische Nachrichten*, 2006, vol. 327, p. 495
- Devine D., Bally J., H α Emission 11 Kiloparsecs above M82, *ApJ*, 1999, vol. 510, p. 197
- Dyson J. E., Williams D. A., *The physics of the interstellar medium*, 1997
- Elmegreen B. G., Gas phase processes affecting galactic evolution, *Ap&SS*, 2003, vol. 284, p. 819
- Elmegreen B. G., The ionization of cloud and intercloud hydrogen by O and B stars, *ApJ*, 1976, vol. 205, p. 405
- Engelbracht C. W., Kundurthy P., Gordon K. D., Rieke G. H., Kennicutt R. C., Smith J., Regan M. W., Makovoz D., Sosey M., Draine B. T., and 12 coauthors, Extended Mid-Infrared Aromatic Feature Emission in M82, *ApJ*, 2006, vol. 642, p. L127
- Everett J. E., Zweibel E. G., Benjamin R. A., McCammon D., Rocks L., Gallagher III J. S., The Milky Way's Kiloparsec-Scale Wind: A Hybrid Cosmic-Ray and Thermally Driven Outflow, *ApJ*, 2008, vol. 674, p. 258

- Falceta-Gonçalves D., de Gouveia Dal Pino E. M., Gallagher J. S., Lazarian A., Turbulence and the Formation of Filaments, Loops, and Shock Fronts in NGC 1275, *ApJ*, 2010, vol. 708, p. L57
- Fraternali F., Binney J. J., A dynamical model for the extraplanar gas in spiral galaxies, *MNRAS*, 2006, vol. 366, p. 449
- González R. F., de Gouveia Dal Pino E. M., Raga A. C., Velazquez P. F., Gasdynamical Simulations of the Large and Little Homunculus Nebulae of η Carinae, *ApJ*, 2004, vol. 600, p. L59
- Habergham S. M., Anderson J. P., James P. A., Type Ibc Supernovae in Disturbed Galaxies: Evidence for a Top-heavy Initial Mass Function, *ApJ*, 2010, vol. 717, p. 342
- Hanasz M., Kowal G., Otmianowska-Mazur K., Lesch H., Amplification of Galactic Magnetic Fields by the Cosmic-Ray-driven Dynamo, *ApJ*, 2004, vol. 605, p. L33
- Heiles C., H I shells and supershells, *ApJ*, 1979, vol. 229, p. 533
- Heiles C., Is the intercloud medium pervasive, *ApJ*, 1980, vol. 235, p. 833
- Heiles C., Supernovae versus models of the interstellar medium and the gaseous halo, *ApJ*, 1987, vol. 315, p. 555
- Heiles C., Clustered supernovae versus the gaseous disk and halo, *ApJ*, 1990, vol. 354, p. 483
- Ikeuchi S., A new picture of interstellar medium - Chimney model. In *Starbursts and Galaxy Evolution* , 1987, p. 27
- Koo B., McKee C. F., Dynamics of Wind Bubbles and Superbubbles. II. Analytic Theory, *ApJ*, 1992, vol. 388, p. 103
- Korpi M. J., Brandenburg A., Shukurov A., Tuominen I., Evolution of a superbubble in a turbulent, multi-phased and magnetized ISM, *A&A*, 1999, vol. 350, p. 230
- Kowal G., Otmianowska-Mazur K., Hanasz M., Dynamo coefficients in Parker unstable disks with cosmic rays and shear. The new methods of estimation, *A&A*, 2006, vol. 445, p. 915

- Leão M. R. M., de Gouveia Dal Pino E. M., Falceta-Gonçalves D., Melioli C., Geraissate F. G., Local star formation triggered by supernova shocks in magnetized diffuse neutral clouds, *MNRAS*, 2009, vol. 394, p. 157
- Lehnert M. D., Heckman T. M., Weaver K. A., Very Extended X-Ray and H α Emission in M82: Implications for the Superwind Phenomenon, *ApJ*, 1999, vol. 523, p. 575
- Mac Low M., McCray R., Superbubbles in disk galaxies, *ApJ*, 1988, vol. 324, p. 776
- Masciadri E., de Gouveia Dal Pino E. M., Raga A. C., Noriega-Crespo A., The Precession of the Giant HH 34 Outflow: A Possible Jet Deceleration Mechanism, *ApJ*, 2002, vol. 580, p. 950
- Mayya Y. D., Carrasco L., Luna A., The Discovery of Spiral Arms in the Starburst Galaxy M82, *ApJ*, 2005, vol. 628, p. L33
- McCradly N., Gilbert A. M., Graham J. R., Kinematic Masses of Super-Star Clusters in M82 from High-Resolution Near-Infrared Spectroscopy, *ApJ*, 2003, vol. 596, p. 240
- McCray R., in *Spectroscopy of Astrophysical Plasmas*. edited by A. Delgarno and D. Layzer, 1985, p270
- McCray R., Kafatos M., Supershells and propagating star formation, *ApJ*, 1987, vol. 317, p. 190
- McKee C. F., van Buren D., Lazareff B., Photoionized stellar wind bubbles in a cloudy medium, *ApJ*, 1984, vol. 278, p. L115
- McKeith C. D., Greve A., Downes D., Prada F., The outflow in the halo of M 82., *A&A*, 1995, vol. 293, p. 703
- McWhirter R. W. P., Thonemann P. C., Wilson R., The heating of the solar corona. II - A model based on energy balance, *A&A*, 1975, vol. 40, p. 63
- Melioli C., *Evolução e energização do gás por supernovas em ambientes de intensa formação estelar*, IAG/USP, São Paulo, 2006, Tese de Doutorado

- Melioli C., Brighenti F., D'Ercole A., de Gouveia Dal Pino E. M., Hydrodynamical simulations of Galactic fountains - I. Evolution of single fountains, *MNRAS*, 2008, vol. 388, p. 573
- Melioli C., Brighenti F., D'Ercole A., de Gouveia Dal Pino E. M., Hydrodynamical simulations of Galactic fountains - II. Evolution of multiple fountains, *MNRAS*, 2009, vol. 399, p. 1089
- Melioli C., de Gouveia Dal Pino E. M., Evolution of the ISM of starburst galaxies: The SN heating efficiency, *A&A*, 2004, vol. 424, p. 817
- Melioli C., de Gouveia Dal Pino E. M., de La Reza R., Raga A., Star formation triggered by SN explosions: an application to the stellar association of β Pictoris, *MNRAS*, 2006, vol. 373, p. 811
- Melioli C., de Gouveia dal Pino E. M., Raga A., Multidimensional hydrodynamical simulations of radiative cooling SNRs-clouds interactions: an application to starburst environments, *A&A*, 2005, vol. 443, p. 495
- Melo V. P., Muñoz-Tuñón C., Maíz-Apellániz J., Tenorio-Tagle G., Young Super Star Clusters in the Starburst of M82: The Catalog, *ApJ*, 2005, vol. 619, p. 270
- Meurer G. R., Hanish D. J., Ferguson H. C., Knezek P. M., Kilborn V. A., Putman M. E., and 12 coauthors, The Survey for Ionization in Neutral Gas Galaxies. I. Description and Initial Results, *ApJS*, 2006, vol. 165, p. 307
- Miyamoto M., Nagai R., Three-dimensional models for the distribution of mass in galaxies, *PASJ*, 1975, vol. 27, p. 533
- Mutchler M., Bond H. E., Christian C. A., Frattare L. M., Hamilton F., Januszewski W., Levay Z. G., Mountain M., Noll K. S., Royle P., Gallagher J. S., Puxley P., Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys Mosaic of the Prototypical Starburst Galaxy M82, *PASP*, 2007, vol. 119, p. 1
- O'Connell R. W., Mangano J. J., The central regions of M82, *ApJ*, 1978, vol. 221, p. 62

- Otmianowska-Mazur K., Kowal G., Hanasz M., Discussion of the Electromotive Force Terms in the Model of Parker-unstable Galactic Disks with Cosmic Rays and Shear, *ApJ*, 2007, vol. 668, p. 110
- Otmianowska-Mazur K., Soida M., Kulesza-Żydzik B., Hanasz M., Kowal G., Can the Cosmic Ray Driven Dynamo Model Explain the Observations of the Polarized Emission of Edge-On Galaxies?, *ApJ*, 2009, vol. 693, p. 1
- Pottasch S. R., On the radiative cooling rate in stellar atmospheres, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 1965, vol. 18, p. 7
- Raga A. C., de Gouveia Dal Pino E. M., Noriega-Crespo A., Mininni P. D., Velázquez P. F., Jet/cloud collision, 3D gasdynamic simulations of HH 110, *A&A*, 2002, vol. 392, p. 267
- Raga A. C., Mellema G., Lundqvist P., An Axisymmetric, Radiative Bow Shock Model with a Realistic Treatment of Ionization and Cooling, *ApJS*, 1997, vol. 109, p. 517
- Raga A. C., Navarro-González R., Villagrán-Muniz M., A New, 3D Adaptive Grid Code for Astrophysical and Geophysical Gasdynamics, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 2000, vol. 36, p. 67
- Ranalli P., Comastri A., Origlia L., Maiolino R., A deep X-ray observation of M82 with XMM-Newton, *MNRAS*, 2008, vol. 386, p. 1464
- Raymond J. C., Cox D. P., Smith B. W., Radiative cooling of a low-density plasma, *ApJ*, 1976, vol. 204, p. 290
- Rich J. A., Dopita M. A., Kewley L. J., Rupke D. S. N., NGC 839: Shocks in an M82-like Superwind, *ApJ*, 2010, vol. 721, p. 505
- Schaaf R., Pietsch W., Biermann P. L., Kronberg P. P., Schmutzler T., X-ray observations of the starburst galaxy M82, *ApJ*, 1989, vol. 336, p. 722
- Seaton M. J., Radiative recombination of hydrogenic ions, *MNRAS*, 1959, vol. 119, p. 81

- Siejkowski H., Soida M., Otmianowska-Mazur K., Hanasz M., Bomans D. J., Cosmic-ray driven dynamo in the interstellar medium of irregular galaxies, *A&A*, 2010, vol. 510, p. A97+
- Soida M., Can we observe the poloidal magnetic field?. In *The Magnetized Plasma in Galaxy Evolution*, 2005, p. 185
- Soida M., Beck R., Urbanik M., Braine J., Magnetic fields in the absence of spiral density waves - NGC 4414, *A&A*, 2002, vol. 394, p. 47
- Soida M., Otmianowska-Mazur K., Chyży K. T., Vollmer B., Magnetic field evolution in the perturbed Virgo spiral NGC 4654 - MHD 3D modeling, *Astronomische Nachrichten*, 2006, vol. 327, p. 503
- Soida M., Urbanik M., Beck R., Wielebinski R., Balkowski C., Unusual magnetic fields in the interacting spiral NGC 3627, *A&A*, 2001, vol. 378, p. 40
- Strickland D. K., Heckman T. M., Supernova Feedback Efficiency and Mass Loading in the Starburst and Galactic Superwind Exemplar M82, *ApJ*, 2009, vol. 697, p. 2030
- Strickland D. K., Stevens I. R., Starburst-driven galactic winds - I. Energetics and intrinsic X-ray emission, *MNRAS*, 2000, vol. 314, p. 511
- Suchkov A. A., Berman V., Heckman T. M., Balsara D. S., Multiphase Simulations of Starburst Galaxies. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 26 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1994, p. 1432
- Suchkov A. A., Berman V. G., Heckman T. M., Balsara D. S., Mass Loading and Collimation of Galactic Superwinds, *ApJ*, 1996, vol. 463, p. 528
- Sutherland R. S., Dopita M. A., Cooling functions for low-density astrophysical plasmas, *ApJS*, 1993, vol. 88, p. 253
- Tenorio-Tagle G., Munoz-Tunon C., The biconical kiloparsec structure generated by nuclear starbursts, *MNRAS*, 1998, vol. 293, p. 299
- Tenorio-Tagle G., Silich S., Muñoz-Tuñón C., Supergalactic Winds Driven by Multiple Super-Star Clusters, *ApJ*, 2003, vol. 597, p. 279

- Tomisaka K., Bregman J. N., Extended hot-gas halos around starburst galaxies, *PASJ*, 1993, vol. 45, p. 513
- Tomisaka K., Ikeuchi S., Evolution of superbubble driven by sequential supernova explosions in a plane-stratified gas distribution, *PASJ*, 1986, vol. 38, p. 697
- Tomisaka K., Ikeuchi S., Starburst nucleus - Galactic-scale bipolar flow, *ApJ*, 1988, vol. 330, p. 695
- van Leer B., Flux-vector splitting for the Euler equations. In *Numerical Methods in Fluid Dynamics*, vol. 170 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 1982, p. 507
- Veilleux S., Cecil G., Bland-Hawthorn J., Galactic Winds, *ARA&A*, 2005, vol. 43, p. 769
- Veilleux S., Shopbell P. L., Rupke D. S., Bland-Hawthorn J., Cecil G., A Search for Very Extended Ionized Gas in Nearby Starburst and Active Galaxies, *AJ*, 2003, vol. 126, p. 2185
- Wakker B. P., Richter P., Our growing, breathing Galaxy., *Scientific American*, 2004, vol. 290, p. 010000
- Weaver R., McCray R., Castor J., Shapiro P., Moore R., Interstellar bubbles. II - Structure and evolution, *ApJ*, 1977, vol. 218, p. 377
- Westmoquette M. S., Gallagher J. S., Smith L. J., Trancho G., Bastian N., Konstantopoulos I. S., The Optical Structure of the Starburst Galaxy M82. II. Nebular Properties of the Disk and Inner Wind, *ApJ*, 2009, vol. 706, p. 1571
- Westmoquette M. S., Smith L. J., Gallagher J. S., Trancho G., Bastian N., Konstantopoulos I. S., The Optical Structure of the Starburst Galaxy M82. I. Dynamics of the Disk and Inner-Wind, *ApJ*, 2009, vol. 696, p. 192
- Westmoquette M. S., Smith L. J., Gallagher III J. S., O'Connell R. W., Rosario D. J., de Grijs R., Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging Spectrograph Spectroscopy of the Environment in the Starburst Core of M82, *ApJ*, 2007, vol. 671, p. 358

Apêndice

O Código YGUAZU

O código YGUAZU (escrito em FORTRAN 77) é um código tridimensional de rede adaptativa que resolve as equações hidrodinâmicas dos gases juntamente com um sistema de equações para a evolução de espécies atômicas, iônicas e moleculares. Também permite um tratamento do transporte radiativo, calculando o resfriamento radiativo mesmo na ausência do equilíbrio de ionização (Raga et al. (2000, 2002); Melioli (2006)).

É importante notar que o YGUAZU ainda não está implementado com equações magneto-hidrodinâmicas e não leva em conta nem a condução térmica e nem a auto-gravidade do gás, embora neste último caso seja possível implementar o código com um campo gravitacional externo.

A.1 O Código

O código YGUAZU integra um sistema de equações consistindo das equações de Euler hidrodinâmicas tridimensionais do gás (ou seja, equações de conservação de massa momento e energia) e de um conjunto de equações de várias espécies atômicas, iônicas e moleculares que levam em conta suas evoluções (Raga et al. (2000)). Estas equações são integradas segundo o método de van Leer (1982) para a integração espacial. As equações de Euler são:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} F_{ext} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial(\rho s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} s) = \mathcal{L} \quad (\text{A.3})$$

onde p é pressão, \vec{v} é velocidade do fluido, s é a entropia do sistema, ρ é a densidade, \mathcal{L} é taxa de resfriamento radiativo (diferença entre aquecimento e resfriamento) e F_{ext} refere-se a todas as forças externas que podem atuar no sistema como: gravidade, viscosidade, campo magnético. No código, este sistema é escrito da seguinte maneira:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = \mathbf{S} \quad (\text{A.4})$$

$$U = [E, \rho u, \rho v, \rho w, \rho, n_1, \dots, n_R] \quad (\text{A.5})$$

$$F = [u(E + P), \rho u^2 + P, \rho uv, \rho uw, \rho u, n_1 u, \dots, n_R u] \quad (\text{A.6})$$

$$G = [v(E + P), \rho vw, \rho v^2 + P, \rho vw, \rho v, n_1 v, \dots, n_R v] \quad (\text{A.7})$$

$$H = [w(E + P), \rho wv, \rho w^2 + P, \rho w, n_1 w, \dots, n_R w] \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{S} = [G - L, 0, 0, 0, 0, S_1, S_2, \dots, S_R] \quad (\text{A.9})$$

$$E = \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) + C_v P \quad (\text{A.10})$$

$$P = \left(\frac{\rho}{m} + n_e \right) k_B T \quad (\text{A.11})$$

$$n_e = \sum_{r=1}^R z_r n_r \quad (\text{A.12})$$

$$m = \frac{\sum_{r=1}^R m_r n_r}{\sum_{r=1}^R n_r} \quad (\text{A.13})$$

onde C_v é o calor específico em volume constante, n_e é densidade de elétrons, m é massa do gás, (u, v, w) são as três componentes da velocidade, T é a temperatura e n_1, n_2, \dots, n_R são as densidades numéricas das espécies químicas que possuem massas m_1, \dots, m_R e abundâncias z_1, \dots, z_R . O vetor fonte \mathbf{S} inclui o ganho de energia por ionização G , a energia perdida L , e as energias devidas às diversas reações entre as espécies consideradas (Raga et al. (2000)). O sistema de equações descrito anteriormente é evoluído em meio passo temporal expandindo-se em primeira ordem a equação A.4 da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 U_{ijk}(t + \frac{\Delta t}{2}) &= U_{ijk}(t) \\
 &- \frac{\Delta t}{2\Delta x} (F_{i-1,j,k}^+ + F_{i+1,j,k}^- - F_{i,j,k}^+ - F_{i,j,k}^-) \\
 &- \frac{\Delta t}{2\Delta y} (G_{i,j-1,k}^+ + G_{i,j+1,k}^- - G_{i,j,k}^+ - G_{i,j,k}^-) \\
 &- \frac{\Delta t}{2\Delta z} (H_{i,j,k-1}^+ + H_{i,j,k+1}^- - H_{i,j,k}^+ - H_{i,j,k}^-) \\
 &- \frac{\Delta t}{2} \langle S \rangle_{ijk}(t),
 \end{aligned} \tag{A.14}$$

onde i, j, k e $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ são os índices e os espaçamentos da grade associados às coordenadas x, y e z , respectivamente, e os fluxos F^+, F^-, G^+, G^-, H^+ e H^- são calculados de acordo com o algoritmo “*flux vector splitting*” de van Leer (1982). Vale citar que os valores de $U(t)$ são calculados no centro de cada célula da grade. Feita a evolução de $U(t)$ em meio passo temporal, o código calcula as variáveis primitivas densidade, pressão, e as três componentes da velocidade, além das densidades numéricas das várias espécies químicas, ou seja:

$$Prim = [P, u, v, w, \rho, n_1, \dots, n_R] \tag{A.15}$$

Calculam-se assim os gradientes ao longo dos três eixos coordenados para cada ponto (i, j, k) :

$$\Delta_{x,ijk}^+ = Prim_{i+1,j,k} - Prim_{i,j,k}, \tag{A.16}$$

$$\Delta_{x,ijk}^- = Prim_{i,j,k} - Prim_{i-1,j,k} , \quad (\text{A.17})$$

$$\Delta_{y,ijk}^+ = Prim_{i,j+1,k} - Prim_{i,j,k} , \quad (\text{A.18})$$

$$\Delta_{y,ijk}^- = Prim_{i,j,k} - Prim_{i,j-1,k} , \quad (\text{A.19})$$

$$\Delta_{z,ijk}^+ = Prim_{i,j,k+1} - Prim_{i,j,k} , \quad (\text{A.20})$$

$$\Delta_{z,ijk}^- = Prim_{i,j,k} - Prim_{i,j,k-1} . \quad (\text{A.21})$$

e também no centro de cada célula da grade $(\Delta_{x,i,j,k}, \Delta_{y,i,j,k}, \Delta_{z,i,j,k})$, por meio de uma interpolação dos próprios gradientes acima.

Feito isto, calcula-se o valor das variáveis primitivas num tempo $t + \Delta t/2$ nas faces da célula. Para o eixo x tem-se:

$$Prim_{i-1/2,j,k} = Prim_{i,j,k} - \frac{\Delta_{x,ijk}^+}{2} , \quad (\text{A.22})$$

$$Prim_{i+1/2,j,k} = Prim_{i,j,k} - \frac{\Delta_{x,ijk}^-}{2} , \quad (\text{A.23})$$

e tem-se de forma análoga as expressões para para os eixos y e z. Com estes valores é possível obter os valores dos fluxos no centro de cada célula da grade, permitindo que se calcule a evolução de $U(t)$ com o passo temporal completo em segunda ordem:

$$\begin{aligned} U_{ijk}(t + \Delta t) = & U_{ijk}(t) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{(i-1)+1/2,j,k}^+ + F_{(i+1)-1/2,j,k}^- - F_{i,j,k}^+ - F_{i,j,k}^-) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta y} (G_{i,(j-1)+1/2,k}^+ + G_{i,(j+1)-1/2,k}^- - G_{i,j,k}^+ - G_{i,j,k}^-) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta z} (H_{i,j,(k-1)+1/2}^+ + H_{i,j,(k+1)-1/2}^- - H_{i,j,k}^+ - H_{i,j,k}^-) \\ & - \Delta t \langle S \rangle_{ijk}(t) \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Para integrar o sistema de evolução das diversas espécies químicas, utiliza-se um método inspirado no trabalho de Young & Boris (1973) (mais detalhes em Raga et al. (2000), Raga et al. (2002) e Melioli (2006)).

A.2 A Rede Adaptativa

No código YGUAZU as equações de dinâmica do gás são integradas sobre uma grade hierárquica adaptativa. Tem-se duas grades de base, $g = 1$ e $g = 2$, definidas sobre todo o domínio computacional. Ao aumentar o nível de refinamento da grade para $g = 3, 4, \dots, n$, onde n é o maior nível de refinamento da grade, tem-se uma diminuição da distância entre os pontos por um fator $1/2^n$ em relação à grade $g = 1$.

Se em um dado instante for encontrada qualquer discrepância nos valores integrados em duas grades consecutivas de uma variável, maior que uma quantidade limite fixa, então o código cria uma nova grade de resolução mais alta. Com isso pode-se ter maior resolução em regiões muito densas enquanto continua-se com menores resoluções nas demais regiões. Uma representação esquemática de como a grade é construída é ilustrada na Figura A.1).

É importante citar que nem a resolução, nem o número de níveis, podem ser escolhidos aleatoriamente, e nem serem grande demais. É preciso escolhê-los com cuidado para poder obter boa rapidez de cálculo e ao mesmo tempo uma boa resolução com suficiente memória RAM ao longo de toda a simulação.

A.3 O Resfriamento Radiativo Explícito

O código YGUAZU possui uma rotina que evolui temporalmente uma série de reações para as diversas espécies químicas. Além disto, pode-se obter o resfriamento radiativo do meio com precisão, mesmo fora do equilíbrio de ionização, visto que as perdas radiativas associadas a cada reação são calculadas explicitamente. São consideradas 9 espécies químicas (Raga et al. (2000)):

1. e^- - elétrons
2. HI - hidrogênio atômico

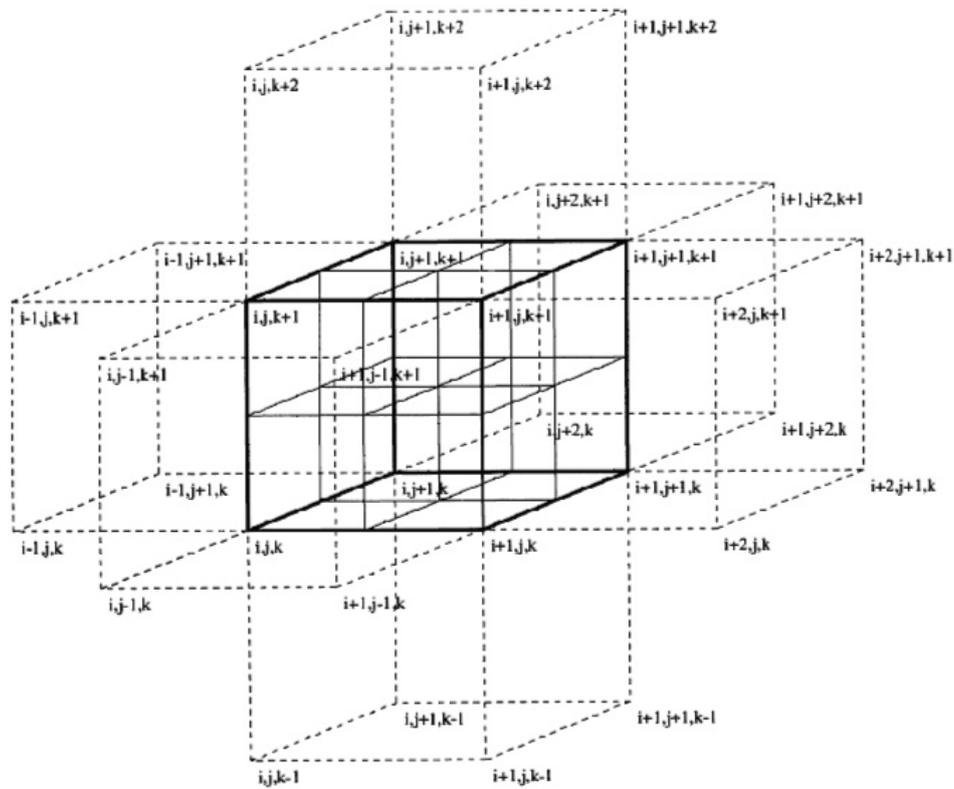
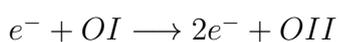
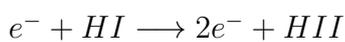
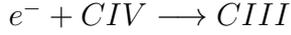
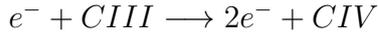
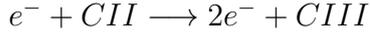
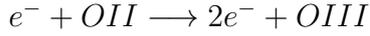


Figura A.1: Esquema de Refinamento da Rede Adaptativa (Raga et al. (2000)).

3. *HII* - hidrogênio ionizado
4. *OI* - oxigênio atômico
5. *OII* - oxigênio uma vez ionizado
6. *OIII* - oxigênio duas vezes ionizado
7. *CII* - carbono uma vez ionizado
8. *CIII* - carbono duas vezes ionizado
9. *CIV* - carbono três vezes ionizado

e as reações são:





onde as taxas de ionização colisional são tomadas de Cox (1970), as taxas de recombinação radiativa são de Aldrovandi e Pequignot (1973) e as taxas de reação entre o O e H são indicadas por Osterbrock (1989). Com este grupo de espécies químicas pode-se obter uma taxa de resfriamento radiativo que está de acordo com o resfriamento calculado com mais precisão na literatura, para temperaturas entre 10^3 a 10^6 K. Para o cálculo do resfriamento radiativo em temperaturas menores deve-se considerar também a formação e dissociação do H_2 e do CO , estas espécies porém, não foram levadas em conta no presente tratamento.

Os átomos e os íons listados acima emitem energia de acordo com taxas de resfriamento tabeladas em Raga et al. (1997).

A energia liberada pelas diversas reações L_i , onde i é a espécie química reagente, pode ser calculada da seguinte maneira:

1. Excitação por choque do HI:

$$\log_{10} \left(\frac{L_{HI}}{n_e n_{HI}} \right) = -50 + 32.3(1 - t) - 1180(1 - t^{0.0001}) \quad (\text{A.25})$$

com $t = 1590 K/T$.

2. Ionização por choque do HI:

$$L_{ion,HI} = n_e n_{HI} q(T) \chi_H, \quad (\text{A.26})$$

onde $q(T)$ é o coeficiente de ionização por choque dado por uma forma de interpolação apropriada ou por uma tabela e χ_H é o potencial de ionização do H.

3. Recombinação radiativa do HII:

É utilizada a fórmula clássica de interpolação de Seaton (1959).

4. Excitação por choque do OI (com elétrons):

$$L = L1 + L2$$

onde:

$$\log_{10} \left(\frac{L_1}{n_e n_{OI}} \right) = -23.95 + 1.23t_1 + 0.5t_1^{10} \quad (\text{A.27})$$

e

$$\log_{10} \left(\frac{L_2}{n_e n_{OI}} \right) = -21.05 + 1.2t_2 + 1.2[\max(t_2, 0)]^5 \quad (\text{A.28})$$

onde $t_1 = 1 - 100 K/T$ e $t_2 = 1 - 104 K/T$.

5. Excitação colisional do OI (com neutros):

$$\log_{10} \left(\frac{L}{n_{HI} n_{OI}} \right) = 10.3t + t^8 - 34.4 \quad (\text{A.29})$$

onde $t = 10 K/T$. Esta interpolação é feita para uma faixa de temperatura de $10 \rightarrow 10^5 K$.

6. Excitação colisional do OII:

$$L = L1 + L2$$

onde:

$$\log_{10} \left(\frac{L^1}{n_e n_{OII}} \right) = 7.9t_1 - 26.8 \quad (\text{A.30})$$

e

$$\log_{10} \left(\frac{L^2}{n_e n_{OII}} \right) = 1.9 \frac{|t_2|^{0.5}}{t_2} - 20.5 \quad (\text{A.31})$$

onde $t_1 = 1 - 2000 K/T$ e $t_2 = 1 - 5 \times 104 K/T$.

7. Excitação colisional do CII:

$$\log_{10} \left(\frac{L^1}{n_e n_{CII}} \right) = -23.65 + 1.2[\max(t-2), 0]^{1.5} - 0.25 \max(t-4, 0), \quad (\text{A.32})$$

onde $t = \log_{10} T[K]$.

8. Excitação colisional do CIII:

$$\log_{10} \left(\frac{L^1}{n_e n_{CIII}} \right) = -20.8 + 3.9(t-4) - 1.37(t-4)^2, \quad (\text{A.33})$$

onde $t = \min(\log_{10} T[K], 5.4)$.

9. Resfriamento parametrizado do OIII:

$$L = L1 + L2$$

onde:

$$\log_{10} \left(\frac{L^1}{n_e n_{yOIII}} \right) = -21.4 - 3.5(t-5.4)^2 \quad (\text{A.34})$$

e

$$\log_{10} \left(\frac{L^2}{n_e n_{yOIII}} \right) = -21.7 - 0.7(t - 6.5)^2 \quad (\text{A.35})$$

e onde $t = \log_{10} T[K]$ e n_{yOIII} é a fração de OIII ionizado.

A.4 Cálculo com Resfriamento Radiativo Implícito

Afim de comparar com outros cálculos mais simplificados da literatura e também para comparação com os próprios modelos com cálculos explícitos do resfriamento radiativo (conforme descrito na seção precedente), realizou-se no Capítulo 3 um conjunto de testes onde o resfriamento radiativo também foi avaliado implicitamente. Para tal, admitiu-se o gás em equilíbrio de ionização e adotou-se uma curva de resfriamento $\Lambda(T)$ para um gás opticamente fino com abundâncias cósmicas. Nesse caso, a equação (A.3) é evoluída a cada passo de integração, assumindo-se a aproximação adiabática ($\mathcal{L} = 0$) e em seguida é corrigida pela perda radiativa:

$$\mathcal{L} = \rho^2 \Lambda(T) \text{ erg/cm}^3/\text{s} \quad (\text{A.36})$$

Para $\Lambda(T)$ adotou-se a curva de resfriamento de McWhirter et al. (1975), que é apresentada na Figura A.2.

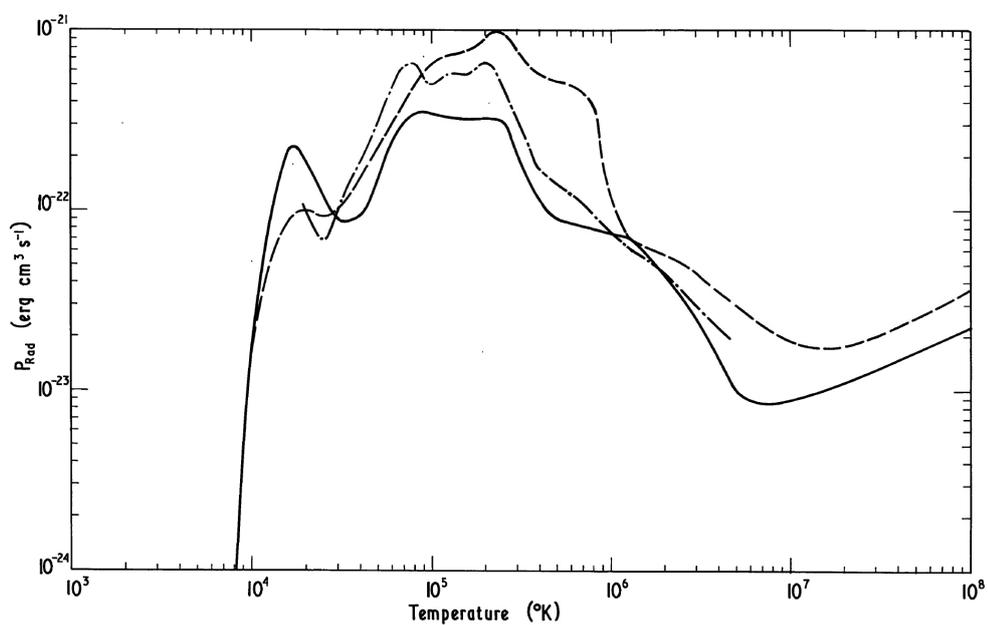


Figura A.2: Curva de resfriamento adotada no caso de resfriamento radiativo implícito, determinada por McWhirter et al. (1975) (linha contínua), que foi traçada para a coroa solar. As outras curvas no gráfico são de Pottasch (1965) (linha tracejada e pontilhada) e Cox e Tucker (1969) (linha tracejada).

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](#)