

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

# **Evolução e energização do gás por supernovas em ambientes de intensa formação estelar**

**Claudio Melioli**

**Orientadora: Prof. Dr. Elisabete M. de Gouveia Dal Pino**

Dissertação de Doutorado submetida ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo, como requisito parcial á obtenção do título de **Doutor em Ciências**. Sub-área de concentração: Astrofísica de Altas Energias.

São Paulo, Setembro de 2006

*a Jandira, origem de tudo*

## Prefácio

Cheguei ao Brasil quase por acaso. Com uma arte no bolso, pensando em produzir vasos, sujando minhas mãos com o barro, passando meus dias entre olarias e periferias. E foi o amor por este Brasil, feito de terra, tensões sociais, olhos, cervejas, cestas básicas, salários mínimos, 18 milhões em uma cidade, avenidas, prédios, trens quebrados, cultura, calor, novelas, esperança, rap, chuvas, secas, Chico Buarque, cachorros quentes, futebol, arquitetura, espaços imensos..., dizia, foi este amor que me empurrou para a Astronomia, o estudo de uma vida, mas também uma ancora indispensável para poder continuar a respirar este país.

E então, agradeço. Antes de tudo quem, com um ato de confiança, sem garantia nenhuma, não somente me abriu as portas deste mundo e desta universidade, mas acompanhou, instruiu, dirigiu meus passos, e compartilhou, suportou, valorizou estes meus anos de vida acadêmica. Bete soube ser exímia pesquisadora/orientadora, e ao mesmo tempo amiga. Por isso, a agradeço.

E então, agradeço. A FAPESP, que financiou estes meus quatro anos de vida, e que de repente me colocou entre aquele 1 % de privilegiados deste Brasil. Milhões de pessoas trabalham 12 horas por dia ganhando misérias. Agradeço à FAPESP por ter me tornado um privilegiado, calvário e delícia ao mesmo tempo.

E então, agradeço. A amizade, sem a qual não teria sobrevivido todo este tempo. Alan, sem dúvida nenhuma, Alberto, e todos os outros, sem fazer nomes, porque cada um já sabe e lembra em que medida pode e deve fazer parte desta lista.

E também, agradeço o calor deste departamento, e todas aquelas pessoas que me fizeram sentir em casa. Marina, entre todas.

E agradeço quem me deu as ferramentas necessárias para chegar até aqui. Os mestres de uma vida. Pisi e Romoli, escrupulosos professores do colegial, Annibale e Fabrizio, cuidadosos orientadores dos meus anos universitários, e depois, novamente, Bete, Alex, Alan, Alberto, Gustavo, Marcelle, Pablo. Todas pessoas das quais aprendi quase tudo do pouco que conheço.

E por último, mas não último, agradeço ao meu mundo paralelo. A minha família, tão longe mas tão amável em acompanhar o meu cotidiano. Jandira, com suas histórias, sua simplicidade. Jeane, a sua força, o seu amor. E todas aquelas pessoas que cruzaram minha vida e meu coração, e que me fizeram rir, chorar, pensar, sentir. Algumas morreram, outras fugiram, outras, eu as perdi, outras ainda continuam ao meu lado, próximas ou distantes que sejam. Este mundo paralelo eu agradeço, porque, ao final, é meu mundo e minha alma, e nunca o esquecerei.



# Sumário

<b>RESUMO</b>	<b>viii</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>x</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Explosões de supernovas em regiões de intensa formação estelar</b>	<b>6</b>
2.1 Introdução . . . . .	6
2.1.1 As Supernovas . . . . .	6
2.1.2 Regiões de intensa formação estelar . . . . .	8
2.2 Taxa de explosões de SN . . . . .	9
2.3 De SNs a remanescentes de SNs . . . . .	12
2.3.1 Expansão livre . . . . .	12
2.3.2 Fase adiabática . . . . .	13
2.3.3 Fase radiativa . . . . .	16
2.4 Formação de super-bolhas . . . . .	18
2.4.1 Modelo geral . . . . .	18
2.4.2 Evolução de super-bolhas em atmosferas estratificadas . . . . .	20
<b>3 Evolução do MIS em presença de frentes de choque de supernovas</b>	<b>23</b>
3.1 Introdução . . . . .	23
3.2 Interações entre frentes de choque e nuvens . . . . .	25
3.2.1 Introdução . . . . .	25
3.2.2 Descrição do problema . . . . .	26
3.2.3 Condições iniciais . . . . .	29
3.3 Resultados . . . . .	31
3.3.1 Primeiro conjunto de simulações . . . . .	31
3.3.2 Crescimentos das instabilidades hidrodinâmicas . . . . .	33
3.3.3 Segundo conjunto de simulações . . . . .	41
3.3.4 Terceiro conjunto de simulações . . . . .	44

3.4	Discussão dos resultados . . . . .	54
3.4.1	Velocidade das nuvens . . . . .	54
3.4.2	Perda de massa . . . . .	55
3.4.3	Fragmentação e destruição das nuvens . . . . .	56
3.5	Conclusões . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Energização de regiões com intensa formação estelar</b>	<b>59</b>
4.1	Introdução . . . . .	59
4.2	O modelo . . . . .	61
4.2.1	Hipóteses iniciais . . . . .	61
4.2.2	Soluções estacionárias . . . . .	63
4.3	Processos físicos em um ambiente de SB . . . . .	66
4.3.1	Formação de nuvens . . . . .	66
4.3.2	Foto-evaporação . . . . .	69
4.3.3	Arraste . . . . .	71
4.3.4	Evaporação térmica . . . . .	71
4.4	Tempos característicos . . . . .	72
4.5	O modelo evolutivo da EA . . . . .	75
4.5.1	As equações . . . . .	75
4.5.2	Resultados . . . . .	78
4.6	Discussão dos resultados . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Conseqüências da energização por supernovas: dispersão e formação estelar</b>	<b>90</b>
5.1	Introdução: aglomerados estelares . . . . .	90
5.2	Dispersão de gás em NMGs . . . . .	93
5.2.1	Considerações teóricas . . . . .	93
5.2.2	Evolução do gás . . . . .	97
5.3	Formação estelar em NMGs . . . . .	102
5.3.1	Considerações teóricas . . . . .	102
5.3.2	Interação RSN-NMG . . . . .	104
5.3.3	Condições físicas do gás chocado . . . . .	108
5.3.4	Condições físicas para a formação estelar . . . . .	110
5.4	Simulações numéricas das interações RSN-NMG . . . . .	114
5.5	Conclusões . . . . .	122

<b>6</b>	<b>Conseqüências extremas da energização por SNs: formação de superbolhas e chafarizes em galáxias</b>	<b>124</b>
6.1	Introdução: ventos e chafarizes galácticos . . . . .	124
6.2	Gás acima do disco galáctico . . . . .	129
6.2.1	Nuvens de altas velocidades . . . . .	129
6.2.2	O halo . . . . .	131
6.3	Ejeção de gás nas galáxias . . . . .	134
6.4	Modelos numéricos de chafarizes galácticos . . . . .	136
6.4.1	Condições iniciais . . . . .	136
6.4.2	Resultados . . . . .	144
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>163</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>168</b>
<b>A</b>	<b>O código YGUAZU</b>	<b>178</b>
A.1	Introdução . . . . .	178
A.2	O código . . . . .	179
A.3	A rede adaptativa . . . . .	182
A.4	O cálculo do resfriamento . . . . .	184
<b>B</b>	<b>Ondas de choque</b>	<b>188</b>
B.1	Descontinuidades em hidrodinâmica . . . . .	188
B.2	Ondas de choque . . . . .	189
B.3	Interpretação física das ondas de choque . . . . .	190
B.4	Ondas de choque radiativas . . . . .	191
<b>C</b>	<b>Glossário dos símbolos</b>	<b>193</b>
<b>D</b>	<b>Artigo publicado n° 1</b>	<b>198</b>
<b>E</b>	<b>Artigo publicado n° 2</b>	<b>199</b>
<b>F</b>	<b>Artigo publicado n° 3</b>	<b>200</b>
<b>G</b>	<b>Artigo publicado n° 4</b>	<b>201</b>

# Lista de Figuras

2.1	Taxa de explosão das SNI . . . . .	11
2.2	Solução auto-similar de Sedov-Taylor . . . . .	14
2.3	H $\alpha$ de super-bolhas na Grande Nuvens de Magalhães . . . . .	19
3.1	Representação esquemática do domínio computacional . . . . .	27
3.2	Fase inicial da compressão de uma nuvem . . . . .	32
3.3	Distribuição de densidade da interação adiabática nuvem-SSSF . . . . .	34
3.4	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SR1 . . . . .	37
3.5	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SR2 . . . . .	38
3.6	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SR3 . . . . .	39
3.7	Evolução da velocidade para os modelos SR1, SR2, SR3 . . . . .	40
3.8	Distribuição de densidade e temperatura na nuvem fotoionizada no Modelo SRP1 . . . . .	42
3.9	Distribuição de densidade da onda de choque no Modelo SRP1 . . . . .	43
3.10	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SRP1 . . . . .	45
3.11	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SRP2 . . . . .	46
3.12	Evolução da velocidade para os modelos SRP1 e SRP2 . . . . .	47
3.13	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SNS1 . . . . .	48
3.14	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SNSP1 . . . . .	49
3.15	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SNS2 . . . . .	50
3.16	Distribuição de densidade e temperatura para o Modelo SNSP2 . . . . .	51
3.17	Evolução da velocidade para os modelos SNS1 e SNS2 . . . . .	53
3.18	Distribuição da pressão para o Modelo SSN1 . . . . .	57
4.1	Imagem esquemática do modelo . . . . .	63
4.2	Soluções analíticas do caso estacionário . . . . .	65
4.3	Distribuição de densidade da interação de 5 RSNs . . . . .	68
4.4	Tempos característicos da evolução de um RSN . . . . .	74
4.5	Tempos característicos de aumento de densidade de um ambiente de SB . . . . .	76
4.6	Modelo 1 . . . . .	79



4.7	Modelo 1: taxa de perda de massa . . . . .	81
4.8	Modelo 2 . . . . .	82
4.9	Modelo 3 . . . . .	83
4.10	Modelo 4 . . . . .	84
4.11	Modelo 5 . . . . .	86
4.12	Modelo 6 . . . . .	87
5.1	Evolução dos parâmetros físicos de um aglomerados estelar . . . . .	98
5.2	Evolução da EA para diferentes aglomerados estelares . . . . .	100
5.3	EFE versus o tempo de máximo aquecimento . . . . .	101
5.4	Representação esquemática da interação entre o RSN e a nuvem . . . . .	106
5.5	Valores do integral I calculados para diferentes razões $R_{RSN}/r_n$ . . . . .	108
5.6	Diagrama para formação estelar induzida por choques de SNs . . . . .	115
5.7	Simulação 1 . . . . .	118
5.8	Simulação 2 . . . . .	119
5.9	Simulação 3 . . . . .	120
5.10	Simulação 4 . . . . .	121
6.1	Imagem de M82 . . . . .	126
6.2	Mapa das nuvens de alta velocidade . . . . .	130
6.3	Halo quente em volta de NGC 5746 . . . . .	133
6.4	Distribuição de densidade de Satoh . . . . .	137
6.5	Distribuição de densidade do disco galáctico . . . . .	141
6.6	Curvas de velocidade tangencial do modelo da Galáxia . . . . .	143
6.7	Representação das condições iniciais da Galáxia . . . . .	145
6.8	Distribuição dos pontos da rede . . . . .	146
6.9	Modelo GF2dA1 . . . . .	148
6.10	Modelo GF3dA1 . . . . .	149
6.11	Modelo GF3dA2 . . . . .	150
6.12	Distribuição de densidade em $z=0$ do Modelo GF3dA3 . . . . .	151
6.13	Distribuição de densidade em $z=1.3$ kpc do Modelo GF3dA3 . . . . .	152
6.14	Distribuição do traçador do gás em $z=0$ . . . . .	153
6.15	Distribuição do traçador do gás em $z=0$ . . . . .	154
6.16	Distribuição de velocidade do gás em $z=1.3$ . . . . .	155
6.17	Modelo GF3dA4 . . . . .	157
6.18	Modelo GF3dA4 . . . . .	158
6.19	Modelo GF3dA4 . . . . .	159
6.20	Comparação entre os modelos adiabático e radiativo . . . . .	160

A.1	Esquema da rede adaptativa . . . . .	183
-----	--------------------------------------	-----

# Lista de Tabelas

3.1	1 . . . . .	31
4.1	Parâmetros do ambiente SB . . . . .	62
4.2	1 . . . . .	80
5.1	EFE em aglomerados estelares próximos . . . . .	96
5.2	Parâmetros físicos das NMGs consideradas . . . . .	97
5.3	Parâmetros físicos adotados no estudo das interações RSN-NMG . . . . .	116
6.1	Parâmetros físicos adotados no modelo do disco galáctico . . . . .	140

# Resumo

Melioli C., *Evolução e energização do gás por supernovas em ambientes de intensa formação estelar*, Tese de Doutorado, 2006

Neste trabalho investigamos ambientes galácticos caracterizados por surtos de intensa formação estelar (SB), onde o gás é energizado pelas repetidas explosões de supernovas (SNs). Objetivando acompanhar a evolução do gás em todas as escalas características, desde regiões com tamanho típico de alguns parsecs, até chegar a escalas galácticas com tamanhos típicos de vários kpc, construímos modelos analíticos e numéricos de acordo com a complexidade e não-linearidade de cada fenômeno investigado. Começamos por examinar, através de simulações numéricas químico-hidrodinâmicas, tridimensionais, as interações entre as nuvens imersas no meio interestelar (MIS) e as frentes de choque geradas pelas explosões de SNs. Mostramos que neste tipo de interação as perdas radiativas prolongam o tempo de vida das nuvens, dobrando o tempo característico de destruição e diminuindo a taxa de crescimento das instabilidades Rayleigh-Taylor e Kelvin-Helmholtz, além de propiciarem a fragmentação e formação de nuvens menores e filamentosas. Este resultado, juntamente com um estudo analítico das taxas de perda de massa das nuvens devido à evaporação térmica, fotoevaporação por estrelas quentes e arraste pelo MIS, permitiu desenvolver um modelo semi-analítico capaz de acompanhar a evolução do gás de regiões de SB com tamanhos típicos de 100 pc. Quantificamos também o valor da eficiência de aquecimento do gás pelas explosões de SNs, EA, onde baixos valores indicam que a maior parte da energia das SNs é perdida através de emissões radiativas, enquanto que altos valores de EA evidenciam que a maior parte da energia das SNs é armazenada no gás sob forma de energia interna e mecânica, favorecendo assim uma expansão e dispersão do gás para fora da região de SB. Mostramos que o valor de EA não depende fortemente das condições iniciais do gás e do ambiente de SB, mas sim, da massa total da região de SB e da eficiência da taxa de formação de novas nuvens. Mostramos também que, em geral, EA mantém-se baixo por um tempo de cerca de meia vida do SB, i.e, 16 Myr. Depois deste tempo o gás aquece até temperaturas de  $\sim 10^6$  K em um tempo  $t \sim 0.5$  Myr. O rápido aquecimento do gás favorece a sua remoção e uma possível dispersão das estrelas que formaram-se durante o surto de formação estelar. De fato, mostramos que

uma alta taxa de explosão de SNs pode levar a uma morte prematura de aglomerados estelares jovens, particularmente em galáxias interagentes, e que a conseqüente dispersão de suas estrelas pode justificar a presença das estrelas de campo nessas galáxias. Através de estudo analítico e de simulações numéricas químio-hidrodinâmicas foi também possível mostrar que o impacto de remanescentes de SN (RSN) com nuvens moleculares gigantes (NMGs) pode incrementar a taxa de formação estelar de uma determinada região, criando as condições para que o gás chocado torne-se gravitacionalmente instável. Este estudo permitiu-nos, em especial, construir um diagrama de raio dos RSNs versus a densidade das nuvens no qual se delineiam zonas permitidas e proibidas de formação estelar. Finalmente, em uma última etapa, investigamos a evolução do gás que após ser energizado pelas explosões de SNs, expande em uma super-bolha e é ejetado para fora do disco galáctico. Este fenômeno, dependendo da quantidade de energia injetada pelas SNs, pode tornar-se um vento galáctico, ou gerar simplesmente um chafariz galáctico, no qual o gás ejetado para fora do disco, depois de alcançar uma certa altura, volta a cair sobre o plano galáctico. Estudamos a formação dos chafarizes galácticos por meio de simulações numéricas hidrodinâmicas tridimensionais adiabáticas, construindo um domínio computacional similar ao da Galáxia, onde SNs foram explodidas em um aglomerado estelar no disco, fora da região nuclear. Esses cálculos, embora ainda preliminares, mostraram que a rotação galáctica pode inibir o processo de expulsão do gás para fora do disco, e que o fluxo de gás gerado ao longo destes eventos pode favorecer a formação de turbulência e um espalhamento dos metais inicialmente concentrados na região de SB onde as SNs explodiram. Os resultados desta tese evidenciaram um certa tendência de o ambiente galáctico comportar-se de maneira hierárquica, com os fenômenos típicos das pequenas (pc) escalas influenciando e induzindo os fenômenos característicos das escalas maiores (100 pc – kpc). Novos e mais detalhados estudos sobre a formação de super-bolhas, ventos, chafarizes galácticos e turbulência serão ainda necessários, levando-se em conta as perdas radiativas do gás, o efeito de campos magnéticos, e resoluções numéricas ainda maiores.

Palavras chaves: *supernovas; formação estelar; aglomerados estelares; super-bolhas; chafarizes galácticos; ventos galácticos; simulações químio-hidrodinâmical*

# Abstract

Melioli C., *Evolução e energização do gás por supernovas em ambientes de intensa formação estelar*, Tese de Doutorado, 2006

In this work, galactic environments characterized by a high star formation rate (SBs) and by a strongly energized gas by supernova (SN) explosions are investigated. In order to understand the gas evolution from the smallest (few parsec) to largest scales (several kpc), analytical and numerical models are been developed. First, we have studied the interactions between clouds (with radius  $r \sim 0.1$  pc) and SN shock fronts in the interstellar medium (ISM), performing three-dimensional chemo-hydrodynamical simulations. The results have shown that due to the presence of radiative cooling, the interactions cause the formation of elongated, cold filaments, instead of complete cloud destruction, due to a less efficient development of Rayleigh-Taylor and Kelvin-Helmholtz instabilities. The simulations have also revealed a substantial mass loss from the clouds to the diffuse ISM only when photoionization flux from hot stars is present. These results, together with a detailed study of the clouds loss rate by photoevaporation, thermal evaporation and drag by the interstellar gas, were employed in the construction of a semi-analytical model which is able to qualitatively trace the thermalisation history of the ISM in a SB region with typical size of 100 pc, and to determine the heating efficiency (HE) of the SNs, i.e., the fraction of SN energy which is not radiated away. Low HE values ( $\sim 0$ ) mean that most of the SN energy is radiated away, while high HE values ( $\sim 1$ ) mean that most of the SN energy is stored into the gas. We have found that HE has a time-dependent trend that is sensitive mainly to the initial total mass of the SB region, and remains very small during the first 16 Myr of the SB activity (with a lifetime  $\sim 30$  Myr). After this time, the gas temperature increases to  $10^6$  K in  $\sim 0.5$  Myr. This efficient gas heating may cause its complete removal from the system and also favour a rapid dispersion of the stars that formed during the star burst. In fact, we have shown that a high rate of SN explosions may lead to a premature death of evolving young stellar clusters, particularly in SB and interacting galaxies, and this dispersion can explain the increase in the amount of field stars in these galaxies. Through an analytical study accompanied by fully 3-D chemo-hydrodynamical numerical simulations we have also shown that interactions

between supernova remnants (SNRs) and giant molecular clouds (GMCs) may enhance the star formation rate under some circumstances, creating favourable conditions for the shocked gas to become gravitationally unstable. In particular, we have built a diagram of the SNR radius versus the clouds density in which the physical conditions of the impact constrain a shaded zone where star formation is allowed. Finally, we have studied the gas evolution after being energized by SNs explosions, when it expands into a superbubble and is ejected outside the galactic disk. Depending on the amount of energy that is injected by the SNs, the gas may become a galactic wind or simply generate a galactic fountain. In a galactic fountain, the ejected gas is re-captured by the gravitational potential, and falls back onto the galactic disk. We have investigated the formation of galactic fountains with the help of 3-D hydrodynamical adiabatic numerical simulations, where we have built a computational domain similar to our Galaxy and exploded a number of SNs within a stellar cluster in the disk, outside the nuclear region. These calculations, though preliminary, have shown that the presence of the galactic rotation tends to inhibit the gas ejection to high latitudes. Also, the gas flux generated during these events may favour the development of turbulence and the spread of the metals which were originally concentrated in the SB region where the SNs exploded. The results obtained in this work have revealed a possible hierarchy of the physical processes in the evolution of the galactic gas, with the phenomena characteristic of the small scales ( $\sim$  pc) driving the phenomena of the larger scales ( $\sim$  100 pc–kpc). New and more detailed studies on the formation of superbubbles, winds, galactic fountains and turbulence, taking into account the effects of radiative cooling, magnetic fields, and even higher numerical resolutions are still required.

Keywords: *supernova; star formation; stellar cluster; superbubble; galactic fountains; galactic winds; chemo-hydrodynamical simulations*

# Capítulo 1

## Introdução

*Nada termina, tudo evolui*

A formação, evolução e equilíbrio dinâmico das galáxias que compõem o universo é atualmente um dos problemas mais discutidos e estudados no contexto astrofísico e cosmológico.

As galáxias são estruturas onde concentra-se a maior parte da matéria bariônica hoje conhecida e observada e onde ocorre uma grande variedade de fenômenos físicos, alguns dos quais serão investigados ao longo desta tese.

Através da emissão de radiação ionizante, de ventos, de explosões de supernovas (SNs) e de ejeção de elementos químicos, as estrelas exercem um papel fundamental na evolução do meio interstelar (MIS), determinando o chamado *feedback* (ou re-alimentação). Esta palavra, usada para descrever o ciclo dos fenômenos energéticos que influenciam o MIS onde as próprias estrelas formaram-se, afeta tanto o MIS nas vizinhanças imediatas das regiões de formação estelar (McKee, 1995; Wiseman & Ho 1998; Pudritz & Fiege 2000), quanto as fases estruturais e energéticas do MIS em escala galáctica maiores (McKee & Ostriker 1977; Cox 1981; Norman & Ferrara 1996), e também as características dinâmicas e termodinâmicas do gás em escalas intergalácticas (Heckman, Armus & Miley 1990; Shapiro, Giroux & Babul 1994; Heckman 1999; Aguirre et al. 2001).

Os fenômenos energéticos são ainda mais intensos em galáxias que apresentam uma alta atividade de formação estelar. Tais galáxias são chamadas de *starburst* (SB) (ou, com surto de formação estelar), e devido à alta taxa de explosões de SNs o gás é superaquecido e pode adquirir uma energia suficiente para que seja ejetado para fora do disco galáctico. Se a energia injetada for suficientemente intensa este fenômeno pode gerar um vento galáctico supersônico, capaz de afetar a estrutura dinâmica e química da galáxia e do meio intergaláctico (MIG). Como a grande maioria das galáxias parece ter passado por uma ou mais fases de SB, entender e quantificar as condições típicas nas quais o *feedback*



estelar dominam a evolução do MIS significa poder entender melhor todo o processo evolutivo das galáxias e as possíveis interações que ocorrem entre o MIS e MIG.

Por isso, ao longo deste estudo tentaremos efetuar uma análise detalhada dos processos de energização do gás do MIS por SNs, começando com os fenômenos que acontecem nas micro-escalas ( $\sim$  pc) até chegar às macro-escalas ( $\sim$  kpc), procurando, através de uma hierarquia de processos de justificar fenômenos observados de formação e dispersão estelar, e formação de ventos, buscando construir um quadro evolutivo auto-consistente.

A questão fundamental é: existe um fenômeno mais importante que os demais, ou todos eles estão interligados possuindo a mesma relevância e eficiência, como anéis de uma mesma corrente?

Para responder a esta pergunta antes de tudo precisamos entender como as SNs, que se acredita serem a principal fonte de energia do MIS, evoluem após a explosão inicial. Dependendo das características das regiões onde estes eventos acontecem, os efeitos podem ser muitos diferentes uns dos outros. Quando as SNs manifestam-se como eventos isolados, a energia liberada é quase totalmente irradiada sem que a evolução do MIS seja afetada, enquanto que em sítios de intensa formação estelar as SNs explodem em grupos (Heiles 1987, McCray & Kafatos 1987), interagindo e somando os próprios efeitos em um processo altamente não-linear que favorece a formação de estruturas e a ejeção de matéria do MIS.

Na primeira parte desta tese será então efetuada uma revisão e um estudo das características mais importantes das SNs. No Capítulo 2, depois de descrever brevemente como uma estrela pode gerar uma SN, focalizaremos nossa atenção: na frequência com a qual as SNs ocorrem; na energia conseqüentemente injetada no MIS; e na evolução dos remanescentes de SN (RSN), frentes de choque esféricas geradas após a explosão das mesmas e que propagam-se no MIS. No Capítulo 2 serão também investigadas as condições físicas necessárias para que vários RSNs possam interagir entre si gerando uma super-bolha, estrutura que tem características muito parecidas com aquelas de um único RSN, mas que pode expandir até raios muito maiores, da ordem de 1 kpc. As super-bolhas, caracterizadas por uma pressão muito mais alta que a pressão do MIS, expandem até alcançar um raio máximo que pode ser maior ou menor que a espessura do disco galáctico onde ocorrem. No primeiro caso, depois que a camada mais externa começa a fragmentar-se, o gás quente encontra um caminho livre no halo para fluir para fora da galáxia, dando início a um fenômeno de expulsão de gás que pode ser mais ou menos eficiente, dependendo das características externas da galáxia, e que será estudado em detalhe no Capítulo 6. No segundo caso, a super-bolha expande até que a própria pressão iguale aquela do MIS, e a fragmentação da camada mais densa pode favorecer fenômenos de formação estelar, como será estudado no Capítulo 5. Para poder completar esta primeira parte, no Capítulo 3 serão estudadas, através de considerações analíticas e de simulações numéricas, as in-

terações que ocorrem entre as frentes de choque dos RSNs e as nuvens imersas no MIS. Tais eventos, que ocorrem em escalas da ordem de alguns pc, e que por isso, respeitando nossa ordem hierárquica dos processos, são estudados ainda nessa primeira parte, são de fundamental importância para entender como o MIS, depois de ser perturbado pelas SNs, evolui. Especificamente, conhecer a taxa com a qual as nuvens são destruídas e estudar os efeitos que a destruição das nuvens tem sobre o aumento de densidade do MIS é de fundamental importância para poder estabelecer uma relação entre estes eventos e a evolução global da região associada a surtos de formação estelar, os quais possuem uma escala característica da ordem de cerca 100 pc.

Depois de revisar e estudar os processos físicos de regiões com tamanhos típicos da ordem de dezenas de pc, a segunda parte de nosso trabalho focalizar-se-á então em regiões de SBs mais extensas ( $\sim 100$ -200 pc). Nesse contexto, algumas questões serão examinadas. A energia injetada pelas SNs é dissipada, irradiada, ou armazenada no MIS? A energização do MIS tem papel relevante na destruição, desagregação e dispersão do gás ou, do contrário, é fonte de criação de estrelas, agregação do gás em filamentos, e amplificação dos sítios de formação estelar e dos halos de gás quente, hoje observados em volta de muitas galáxias? Para poder tentar responder a estas perguntas, na segunda parte deste estudo construímos um modelo analítico capaz de acompanhar a evolução energética de regiões afetadas por surtos de formação estelar. Nesse modelo, descrito no Capítulo 4, levamos em conta os processos físicos mais importantes do MIS, i.e., as explosões de SNs, a destruição das nuvens através de fenômenos de foto-evaporação, evaporação térmica e arraste do gás causado pelo atrito entre as nuvens e o MIS, o resfriamento do gás devido a perdas radiativas, e as interações entre as frentes de choques das SNs e as nuvens. Este último ponto, estudado analiticamente e numericamente no Capítulo 3, torna-se um dos fenômenos típicos das pequenas escalas capaz de influenciar diretamente a evolução do gás em escalas maiores. Por isso, os resultados obtidos no Capítulo 3 serão utilizados no Capítulo 4 para acompanhar com maior precisão a evolução de densidade do MIS. O modelo analítico apresentado no Capítulo 4 baseia-se então nas taxas de perda de massa das nuvens e das perdas energéticas do gás e permite, através de uma integração temporal, acompanhar a evolução dos parâmetros fundamentais do gás, tais como sua densidade, temperatura, pressão e velocidade.

Por outro lado, a geração de turbulência parece ser um dos mecanismos mais eficazes para manter ativo o MIS. Qualquer fluxo de gás gerado por causa de movimentos randômicos presentes em quaisquer escalas galácticas acarreta turbulência. As explosões de SNs, as quais constituem umas das fontes principais de energia e movimento do MIS, podem também justificar ser uma das principais responsáveis pela produção de turbulência por longos períodos. A turbulência pode assim justificar as distribuições de pressão e

densidade observadas no MIS e previstas por modelos numéricos (Vázquez-Semadeni, Gazol, & Scalo 2000; Mac Low et al. 2002), e pode provocar a formação de nuvens moleculares (Ballesteros-Paredes, Hartmann, & Vázquez-Semadeni 1999). Além disso, a turbulência pode também impedir ou favorecer o colapso gravitacional das nuvens mais densas (Klessen, Heitsch, & Mac Low 2000). No Capítulo 5, embora não discutimos diretamente sobre geração de turbulência, estudaremos as condições necessárias para que a presença de frentes de choque de SNs no MIS possam induzir formação estelar ou ao contrário, favorecer a fragmentação e dispersão do gás, inibindo o processo de colapso gravitacional.

Outras questões naturalmente se levantam. Depois que as SNs conseguem energizar o meio, modificando as suas características físicas e a evolução e a estrutura de suas nuvens, o que ocorre? Teremos novos surtos de formação estelar ou escape do gás aquecido sob a forma de ventos, seguido do enriquecimento do MIG, ou ainda simplesmente uma mistura dos elementos químicos e uma manutenção do estado turbulento? Até que nível o *feedback* consegue gerar as condições ideais para que o ciclo de vida e morte das estrelas recomece? É para oferecer algumas respostas a estes pontos, que começa a terceira e última parte do nosso estudo. Sem discutir teorias de turbulência, nos Capítulos 5 e 6 tentaremos acompanhar a evolução do gás do MIS em escalas mais largas, entre centenas de pc e alguns kpc. Para tal, consideraremos o ambiente galáctico circundante a sítios de explosões de SNs, como por exemplo um aglomerado estelar em formação em uma NMG, e através de um estudo analítico e numérico verificaremos se o MIS energizado consegue escapar completamente do sistema ou se, ao contrário, permanece no mesmo ambiente propiciando a formação de novas nuvens, estrelas, SNs e RSNs, em um ciclo contínuo.

Um processo de vento deve transportar para fora da galáxia uma fração considerável de energia e massa. Torna-se então importante entender até que ponto este fenômeno pode inibir a fase ativa do MIS. Um vento galáctico pode levar uma galáxia de uma fase ativa a uma fase mais calma de seu MIS, seguido da criação de um halo quente ao redor da galáxia e do fim da fase de intensa formação estelar. Caso a ejeção de gás (ou do inglês, *outflow*) não chegue a formar um verdadeiro vento, a massa ejetada poderá cair novamente no plano da galáxia. Neste caso a formação do halo seria um fenômeno estacionário e não estático, e a queda do gás de volta ao plano poderia favorecer maior dispersão dos elementos químicos pelo disco da galáxia, além de uma homogeneização das características físicas e dinâmicas do MIS. Estes pontos serão abordados no Capítulo 6.

É evidente que para podermos nos aprofundar no estudo acima proposto, é necessário ir muito além de simples modelos teóricos e analíticos. O emprego de simulações numéricas torna-se é uma ferramenta indispensável para podermos acompanhar fenômenos altamente não lineares. É por isso que recentemente as pesquisas mais avançadas de fenômenos

turbulentos, de ventos, das interações entre ondas de choque e nuvens, vem sendo feitas através de simulações bi (2-D) e tri-dimensionais (3-D), adiabáticas e radiativas, hidro e magneto-hidrodinâmicas. Vale lembrar os trabalhos pioneiros de Klein, McKee & Colella (1994) para o estudo de interações entre uma frente de choque e uma nuvem, de Tenório-Tagle et al. (1998) e de Strickland & Stevens (2000) para a descrição dos fenômenos de ventos em galáxias de SBs, e de Avilez et al. (1999, 2002) e Mac Low et al. (2004) para o estudo do meio turbulento. O presente estudo também será desenvolvido com a ajuda de simulações numéricas químico-hidrodinâmicas, tanto nas pequenas escalas, para investigar os fenômenos não lineares e radiativos associados a interações entre as nuvens do MIS e frentes de choque de SNs, como nas escalas maiores para examinarmos a evolução do gás de uma galáxia aquecido pelas explosões de SNs e ejetado acima do plano galáctico, através das diferentes estratificações do MIS do disco galáctico. Os resultados das simulações serão sistematicamente comparados com os resultados e previsões teóricas, a fim de se construir uma visão mais ampla possível de todo o processo evolutivo.

Apesar de estar investigando uma área ainda muito desconhecida e, em alguns casos, muito difícil de se confirmar através de testes observacionais, em primeira instância parece haver uma grande correlação entre os diferentes fenômenos energéticos que caracterizam o MIS. Parece existir realmente uma corrente de fenômenos que não pode ser quebrada sem afetar dramaticamente o processo evolutivo geral das galáxias. Em um certo sentido, a presente tese pretende buscar uma possível chave na cadeia de formação das galáxias que explique suas diferenças e peculiaridades. Baixas taxas de formação estelar geram poucas SNs, deixam o MIS menos turbulento e não conseguem expulsar com uma alta eficiência o gás da galáxia (Capítulo 2). Ao contrário, altas taxas de formação estelar justificam uma alta energização do MIS através das SNs, mas podem não conseguir gerar ventos e halos se o ambiente for caracterizado por uma alta concentração número de nuvens e altas densidades, devido ao aumento das perdas radiativas (Capítulo 4). Ainda, altas taxas de formação estelar poderiam gerar novos surtos de formação estelar espalhados pelo disco galáctico caso o gás ejetado, ao invés de perder-se no MIG, volte a cair com alta velocidade sobre o plano principal da galáxia, gerando choques e regiões mais densas (Capítulo 5 e 6). Por último, mas não menos importante, embora não seja objeto desta monografia, uma grande retenção de gás poderia justificar a alimentação e o aumento dos buracos negros centrais indiretamente observados em muitas dessas galáxias.

Acreditamos então que a análise detalhada de cada um destes fenômenos possa ajudar a ter uma visão mais completa e mais precisa dos processos evolutivos que interessam às galáxias, buscando um ciclo de vida e morte dos diferentes fenômenos o qual esteja em harmonia com a evolução do próprio universo e as observações.

# Capítulo 2

## Explosões de supernovas em regiões de intensa formação estelar

Neste Capítulo examinaremos as características dos objetos responsáveis pela grande injeção de energia e matéria no meio interestelar (MIS) das galáxias caracterizadas por surtos de formação estelar: as supernovas. Estas exercem um papel fundamental no processo evolutivo do MIS e por isso, antes de estudar em detalhe as conseqüências de tais explosões, iremos discutir suas características básicas. Além de se buscar entender como e porque as supernovas explodem, é importante entender também com qual freqüência elas acontecem e como evoluem no MIS. As noções, informações e resultados deste Capítulo serão uma ferramenta útil ao longo de todo este trabalho.

### 2.1 Introdução

#### 2.1.1 As Supernovas

As supernovas (SNs) podem ser classificadas, de forma geral, como explosões de estrelas que chegaram ao fim de seu processo evolutivo. Durante a vida de cada galáxia, centenas de milhões de SNs explodem enriquecendo o MIS com os mais diferentes elementos, como o oxigênio, o ferro, o cálcio, e o silício, entre outros. Estas explosões influenciam também o nascimento de novas estrelas e são a fonte dos raios cósmicos (ou partículas relativísticas) observados em vários comprimentos de onda. A grande quantidade de energia e de momento associados a cada SN pode até ter afetado a morfologia das galáxias, o seu conteúdo de gás e o modo como se formaram no Universo primordial. As SNs vem sendo utilizadas também para medir a geometria do universo e parecem ser a principal causa dos surtos de raios gama, os fenômenos mais energéticos observados até hoje. Por todas essas razões as SNs estão entre os mais interessantes e intrigantes objetos de estudo em astrofísica.

Quando as reações nucleares internas exaurem todo o combustível disponível, o peso

gravitacional da estrela, que não é mais balanceado por nenhuma fonte de energia, provoca um colapso rápido o qual é responsável pelas conseqüentes reações explosivas típicas de uma SN. Dependendo da massa da estrela, este fenômeno pode afetar somente as camadas superficiais da estrela, como também a totalidade da sua massa, e pode terminar com a formação de uma estrela de nêutrons ou com uma destruição completa.

Estas explosões injetam no MIS grande quantidade de energia e de matéria até distâncias de várias centenas de parsec, medida que depende da energia da SN e da densidade do MIS onde a SN explode. A massa ejetada varia entre  $1 M_{\odot}$  e  $17 M_{\odot}$  e a estrela pode alcançar, por períodos de algumas semanas, magnitudes visuais absolutas da ordem de  $M_V = -15$ ,  $M_V = -20$ . Por este motivo é possível observar as SNs também em galáxias muito distantes, tornando-as assim uma ótima ferramenta para o estudo do universo mais remoto.

A classificação tradicional das SNs é baseada nas características do espectro óptico na época de máxima luminosidade. A partir dessa análise as SNs são divididas em duas populações principais: SN de tipo I e SN de tipo II. As SNs de tipo I são caracterizadas principalmente pela ausência, no seu espectro, das linhas de emissão do hidrogênio, linhas que ao contrário são muito intensas nos espectros das SNs de tipo II. Evidentemente esta diferenciação reflete uma diferente origem e um diferente mecanismo de explosão.

As SNs de tipo I são divididas em mais três subgrupos, dependendo da presença ou ausência de linhas de outros elementos, além do hidrogênio. As SNs de tipo Ia não apresentam linhas de hélio, mas mostram linhas em absorção do silício. Tudo indica que as SNs Ia são causadas por explosões de anãs brancas, estrelas compactas onde a presença de elétrons degenerados impede o colapso total. Uma anã branca explode como SN quando a sua massa, por meio de um processo de acreção de uma estrela companheira, alcança o limite de Chandrasekhar, igual a  $1.44 M_{\odot}$ . Ao atingir esta massa a energia de degeneração dos elétrons não é mais suficiente para manter o objeto em equilíbrio hidrostático. Conseqüentemente, a anã branca colapsa em um objeto super compacto, e o colapso violento inicia um processo de nucleossíntese explosivo. A grande quantidade de energia liberada gera uma onda de choque suficientemente intensa para destruir a anã branca por completo, dando assim origem a uma verdadeira explosão. Como todas as SNs Ia parecem ser geradas por objetos de massa igual (o limite de Chandrasekhar), as suas curvas de luz apresentam a mesma magnitude absoluta e por isso são hoje utilizadas como indicadores de distâncias.

As SNs de tipo Ib e Ic, ao contrário, não apresentam linhas de silício e ainda hoje não são muito bem compreendidas. Imagina-se que sejam também originadas por estrelas que chegaram ao fim da própria vida mas que já perderam todo o hidrogênio das camadas mais externas. Progenitores de SN Ib poderiam ser, por exemplo, as estrelas de Wolf-Rayet.

Diferente é o caso das SNs de tipo II. Estas acontecem depois que o núcleo central de uma estrela com massa maior do que  $8 M_{\odot}$  começa a produzir ferro. A fusão desse elemento é um processo que absorve energia, ao invés de gerá-la, e quando a massa do núcleo de ferro iguala à massa de Chandrasekhar este decai de forma espontânea em nêutrons e começa a implodir, libertando uma enorme quantidade de neutrinos. Os neutrinos escapam em direção ao exterior em alta velocidade transportando consigo cerca de 90 % da energia da estrela. Durante este processo, ainda hoje não muito bem compreendido, parte da energia dos neutrinos é cedida às camadas mais externas e, como no caso das SNs de tipo I, a onda de choque gerada nesse processo destrói suas camadas mais externas, deixando apenas um núcleo central que sobreviverá como uma estrela de nêutrons (ou *pulsar*), ou no caso de objetos mais massivos, formarão um buraco negro. Evidentemente, estas explosões não apresentam as mesmas características das SNs I, já que ocorrem em estrelas de massa e de composição química muito diferentes. Mesmo assim, tanto as explosões de SN I como as de SN II libertam cerca de  $10^{51}$  erg e resultam ser a principal fonte de energia e de metais do MIS das galáxias.

### 2.1.2 Regiões de intensa formação estelar

Uma região de intensa formação estelar (em inglês, *starburst*, SB) pode ser definida, da forma mais geral possível, como uma região onde a fração de gás convertida em estrelas em uma dada época é maior que a razão entre a massa das estrelas e a massa de gás da galáxia inteira. Em outras palavras, em uma região de intensa formação estelar o gás é transformado em estrelas a uma taxa muito maior que a taxa média de formação estelar da galáxia hospedeira. Em alguns casos extremos, a taxa de formação estelar (do inglês *star formation rate*, SFR) é a maior possível, ou seja  $\text{SFR} = M_g/t_{ff}$ , onde  $M_g$  é a massa de gás da região em exame e  $t_{ff} = (4\pi G\rho)^{-1/2}$  é o tempo no qual acontece o colapso gravitacional na ausência de outras forças resistivas.

Os valores de SFR dependem fortemente do tipo de galáxia considerado, e não existe então um valor de referência. Caso considerem-se galáxias espirais, os fenômenos de SB podem produzir uma SFR de  $\sim 5 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$  (e.g., Plasenas et al. 1997), mas caso considerem-se galáxias anãs, caracterizadas por massas de gás muito menores que as galáxias espirais, a SFR alcançada durante os períodos de SB vale  $\sim 0.5 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ . Um parâmetro que pode descrever com maior precisão a intensidade da formação estelar de uma determinada região é então aquele que expressa a razão entre a massa de gás convertida em estrelas e a massa total de gás,  $\eta = M_{\star}/M_g$ . Vários estudos apontam que em regiões de intensa formação estelar  $\eta \sim 0.1$ , ou seja, cerca de dez vezes maior que o valor registrado em galáxias normais, como a Via Láctea. Uma alta SFR determina a formação de um grande número de estrelas em um tempo que varia entre alguns milhões

de anos (surto instantâneo) e  $10^8$  anos (surto contínuo) e, conseqüentemente, provoca a formação e interação entre de um grande número de SNs, como veremos também no próximo parágrafo.

Do ponto de vista observacional, uma região de SB apresenta na banda óptica uma componente central muito brilhante cujo emissão é tipicamente associada a estrelas de tipo O e B. As observações que porém tiveram a maior importância no estudo dos SB foram aquelas conduzidas na banda ultravioleta (UV), entre 912 e 3000 Å. O espectro UV destas regiões é caracterizado por linhas em absorção muito intensas (e.g. Heckman 1997) que podem ter suas origens nos ventos e nas fotosferas estelares e no MIS. Análises mais detalhadas revelaram que algumas linhas podem ser associadas a elementos poucos ionizados do MIS como o *OI*, *CII*, *SiI*, e o *FeII*, enquanto outras linhas revelam a presença de elementos altamente ionizados, como o *SiIV* e o *NV*, presentes nos ventos estelares. Mesmo envolvendo fenômenos que emitem tipicamente na banda UV, o pico de emissão de um SB é muitas vezes observado na banda infravermelha. Esta característica justifica-se pela grande quantidade de poeira presente nos sítios de formação estelar. A secção de absorção dos grãos de poeira é inversamente proporcional ao comprimento de onda da radiação incidente, e por isso o fóton UV é absorvido e re-irradiado na banda infravermelha. Por este motivo umas das galáxias SB mais características são as galáxias infravermelhas ultra-luminosas (em inglês *Ultra-luminous infrared galaxies*, ou ULIRGs), que apesar da intensa emissão energética e da grande quantidade de fenômenos ultra-energéticos, emitem a quase totalidade da sua energia na banda infravermelha.

A maior parte das observações das galáxias SB revela que a intensa formação estelar acontece em sítios não muito extensos caracterizados por uma grande quantidade de gás e facilmente associados a concentrações de aglomerados estelares (e.g. Melo et al. 2005). A dimensão típica destes sítios varia entre 50 e 700 pc (Meurer et al. 1995; Planesas et al. 1997), enquanto seus conteúdos em massa variam entre  $10^6$  e  $10^8 M_{\odot}$ , correspondentes a uma densidade de coluna  $N(H) \sim 10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  (Paglione et al. 1995; Calzetti et al. 1997). Será então principalmente em regiões com estas características que concentraremos os nossos estudos de formação estelar, explosões de SNs, energização do MIS, dispersão e expulsão de gás, apresentados nos próximos capítulos.

## 2.2 Taxa de explosões de SN

A taxa de explosões das SNs de uma determinada região está intimamente ligada à sua população estelar e ao seu conteúdo em massa. Uma região caracterizada por uma alta taxa de formação estelar terá um grande número de estrelas e conseqüentemente uma alta taxa de explosões de SN. Como falamos na introdução deste Capítulo, as SNs são



fenômenos que afetam todas as estrelas com massa maior que  $8 M_{\odot}$  (SNs de tipo II) e todos os sistemas binários contendo uma estrela anã branca (SNs de tipo Ia).

Se consideramos um único surto de formação estelar, a taxa de explosão das SNs de tipo I, depois de registrar um pico inicial correspondente à época de explosão das primeiras anãs brancas, irá decrescer no tempo, na medida que as estrelas se consomem. Se se considera, ao invés, vários surtos de formação estelar na mesma região, poderão ocorrer vários picos de explosões de SNs de tipo I, em correspondência a cada nova população estelar criada (veja, por exemplo, Greggio & Renzini 1983; Matteucci & Recchi 2001; Greggio 2005). Dependendo do número de surtos de formação estelar que caracterizam uma determinada região então, existem diferentes taxas de explosão de SN de tipo I. Em presença de um único surto de formação estelar produz-se um pico de SNsI após cerca  $10^8$  anos e em seguida a taxa decresce ao longo de cerca 3 Gyr, assim como mostrado na Figura 2.1. Neste caso, a expressão analítica que descreve a evolução da taxa de SNs de tipo I pode ser escrita como (Matteucci & Recchi 2001):

$$\mathcal{R}_{SNI}(t) = A \int_{M_{B,inf}}^{M_{B,sup}} \Phi(M_B) f \left[ \frac{M_2(t)}{M_B} \right] \frac{dM_B}{M_B} \quad (2.1)$$

onde  $M_B = M_1 + M_2$  é a soma das massas dos sistemas binários,  $M_{B,inf}$  e  $M_{B,sup}$  são a massa mínima e máxima dos próprios sistemas binários e  $\Phi$  e  $f$  são funções que descrevem a probabilidade de se ter estrelas naquele específico intervalo de massa. Vale lembrar que, diferentemente de que se previa até alguns anos atrás, a época correspondente ao pico de explosões não corresponde ao tempo de formação das anãs brancas, mas sim ao tempo de vida média das estrelas companheiras, que dependendo da massa, varia entre  $3 \times 10^7$  e vários  $10^9$  anos. Sem entrar nos detalhes dessa teoria, é importante notar que o pico das explosões começa após cerca  $10^8$  anos, e que então a evolução de uma região afetada por um surto de formação estelar instantâneo será influenciada principalmente pelas explosões das SNs de tipo II.

No caso das SN de tipo II, o número de estrelas que tem massa maior do que  $8 M_{\odot}$  é:

$$\mathcal{N}_{SN} = \int_{8M_{\odot}}^{100M_{\odot}} A \Phi dM \quad (2.2)$$

onde o limite superior de integração é típico da distribuição inicial estelar em função da massa (em inglês *Initial Mass Function*, ou IMF), e o inferior corresponde à massa mínima para se poder gerar SNs II, e  $A$  é uma constante de normalização. A taxa de explosão das SNs II é então obtida dividindo-se o número total das estrelas que terminam a sua vida como SNs II pelo tempo máximo necessário para que uma estrela de  $8 M_{\odot}$  se forme, o qual é igual a  $\tau = 30$  Myr,  $\mathcal{R}_{SN} = \mathcal{N}_{SN}/\tau$ .

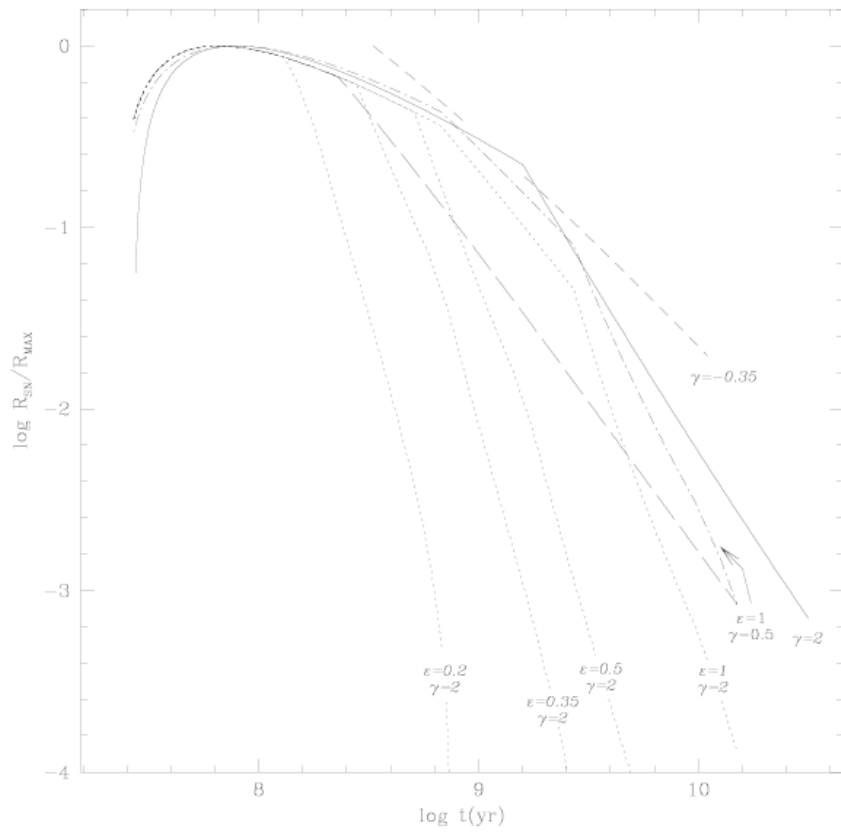


Figura 2.1: Evolução teórica da taxa de explosão das SNs de tipo I para um único surto de formação estelar. As taxas são normalizadas aos seus valores máximos. Cada linha representa um modelo com diferentes valores de  $\gamma$  e  $\epsilon$ , onde  $\gamma$  é o expoente da função que descreve a distribuição de  $M_2/M_B$ , e  $\epsilon$  descreve a massa da estrela companheira. Todos os modelos são obtidos adotando uma distribuição inicial de massa de Salpeter (Matteucci & Recchi 2001).

Estas taxas teóricas devem, porém, ser testadas pelas observações. Uma expressão empírica que liga a luminosidade de uma região estelar com a sua taxa de explosão de SN II é (Huang et al. 1994):

$$L_{4.85} \sim 5 \times 10^{22} \mathcal{R}_{SN} \text{ W Hz}^{-1} \quad (2.3)$$

onde  $L_{4.85}$  é a luminosidade não térmica da região na frequência de 4.85 MHz. Na nossa galáxia, por exemplo, observa-se que  $L_{4.85} \sim 10^{21} \text{ W Hz}^{-1}$ , e a taxa de explosão de SNs II deveria ser então de  $\sim 0.02$  por ano, o qual é um valor bem próximo do valor teórico. Em alguns casos, as observações de ULIRGs, caracterizadas por várias regiões de intensa formação estelar, indicam  $L_{4.85} \sim 10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$ , o que corresponde a uma taxa de SNII de  $\sim 20$  por ano. Em geral, podemos dizer então que a taxa de SNs II varia muito, dependendo da região e da sua massa. Resolvendo a Equação (2.2) é porém possível obter uma expressão indicativa capaz de ligar a massa das estrelas de uma determinada região com a sua taxa de SNs II. Tal expressão é:

$$\mathcal{R}_{SN} \sim 3.3 \times 10^{-5} \frac{M_{5,star}}{\tau_{30}} \text{ anos}^{-1} \quad (2.4)$$

onde  $M_{5,star}$  é a massa estelar da região em unidades de  $10^5 M_{\odot}$  e  $\tau_{30}$  é o tempo de explosão das SNs em unidades de 30 Myr. As taxas teóricas de explosões de SNs de tipo II obtidas neste parágrafo serão utilizadas principalmente no Capítulo 4, no Capítulo 5 e no Capítulo 6 para descrever a energização do MIS e a sua evolução para fora da região de intensa formação estelar considerada.

## 2.3 De SNs a remanescentes de SNs

### 2.3.1 Expansão livre

Para analisar em detalhe as fases que seguem a uma explosão de SN é fundamental entender a física que caracteriza uma frente de choque, descrita em detalhe no Apêndice B. Os parâmetros mais importantes que a descrevem são a sua densidade  $\rho_{sh}$ , a sua temperatura  $T_{sh}$ , e o número de Mach  $M$ , o qual indica a razão entre a velocidade da onda e a velocidade do som no meio. Quando uma SN explode, a massa ( $m_{SN}$ ) ejetada com velocidade super-sônica,  $v_{sh}$ , gera uma frente de choque esférica capaz de propagar-se no MIS. A energia cinética associada a este fenômeno vale cerca:

$$E_0 \sim \frac{1}{2} m_{SN} v_{sh}^2 \sim 10^{51} \text{ erg} \quad (2.5)$$

O fluxo expande-se com velocidade constante até que a massa do MIS varrida durante esta fase fique comparável à massa expulsa na explosão. Isso acontece em um tempo  $t_0$

(McCray 1985):

$$t_0 \sim 200 \frac{m_{SN}^{1/3}}{M_\odot} n^{-1/3} \quad \text{anos} \quad (2.6)$$

e corresponde a um raio  $r_0$ :

$$r_0 \sim 2 \frac{m_{SN}^{1/3}}{M_\odot} n^{-1/3} \quad \text{pc} \quad (2.7)$$

onde  $n$  é a densidade em número de partículas ( $\text{cm}^{-3}$ ) do MIS. Após um breve período, se comparado a todo o processo evolutivo da SN, o fluxo terá então freado e transferido a maior parte da sua energia cinética à energia da onda de choque, que continuará a propagar-se no MIS perturbando uma porção sempre maior de gás.

### 2.3.2 Fase adiabática

Consideremos primeiro a fase de expansão inicial da SN. Assume-se que o ambiente onde a SN explode seja homogêneo e uniforme antes de ser perturbado pela explosão. Esta consideração, junto ao fato de que o tamanho típico da estrela antes de explodir é desprezível quando comparado ao tamanho do remanescente subsequente gerado, permite imaginar uma expansão simétrica e esférica, cujo raio seja função simplesmente das condições iniciais de densidade do MIS, da energia da SN e do tempo.

Tal situação pode ser descrita com precisão através de uma solução auto-similar de Sedov-Taylor, que resolve problemas em função unicamente de determinadas condições iniciais, e cujo valor não depende diretamente da dimensão física do ambiente. A solução auto-similar descreve as características do ambiente após a passagem da frente de choque, expressando-as em função de um parâmetro adimensional que corresponde à razão entre a coordenada  $x$  e o raio máximo de expansão da onda,  $R_{RSN}$ ,  $\chi = x/R_{RSN}$ . O perfil típico da solução auto-similar da distribuição de densidade, temperatura e velocidade de um ambiente perturbado por uma frente de choque esférica, mostrado na Figura 2.2, evidencia como o aumento de densidade e pressão acontece somente para  $\chi \geq 0.9$ , o que justifica a descrição clássica de um remanescente de SN (RSN), representado como uma bolha de gás quente a baixa densidade confinada dentro de uma casca mais densa e mais fria, em expansão.

Para poder entender o processo evolutivo que se segue a uma explosão de SN é importante então compreender as linhas mestras dessa teoria, sem no entanto entrar nos detalhes da sua formulação, mas procurando obter os resultados que nos interessam. Assumindo que a quantidade de gás acumulado na casca mais externa da onda de choque corresponde exatamente ao gás varrido durante a expansão, resulta que:

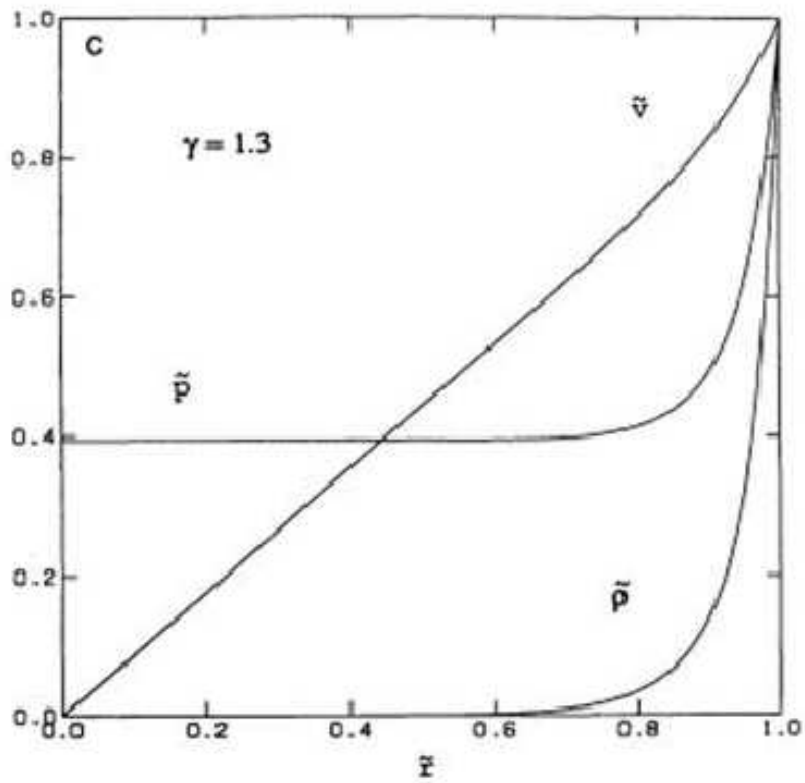


Figura 2.2: Distribuição de densidade, pressão e velocidade do gás perturbado por uma onda de choque esférica descrita por uma solução auto-similar. O parâmetro adimensional  $\chi$  representa a razão entre a coordenada  $x$  e o raio da frente de choque,  $R_{RSN}$ , em qualquer intervalo temporal,  $\chi = x(t)/R_{RSN}(t)$ , e os valores de pressão, velocidade e densidade são normalizados aos seus valores máximos. Neste caso, o gás possui uma razão de calores específicos  $\gamma = 1.3$ .

$$M_{RSN}(t) = \frac{4}{3}\pi\rho R_{RSN}(t)^3 \quad (2.8)$$

onde  $M_{RSN}(t)$  é a massa total de gás depositado na frente de choque,  $\rho$  é a densidade do ambiente antes da passagem da onda de choque (pré-choque), e  $R_{RSN}(t)$  é o raio alcançado pela onda de choque no tempo  $t$ . De acordo com as condições de Rankine-Hugoniot para um gás monoatômico em um sistema adiabático, obtidas no Apêndice B, o gás chocado alcança uma densidade máxima

$$\rho_1 = 4\rho \quad (2.9)$$

uma temperatura

$$T_1 = \frac{3}{16} \frac{\mu}{k} \left( \frac{dR_{RSN}(t)}{dt} \right)^2 \quad (2.10)$$

e uma espessura

$$\Delta R_{RSN}(t) \sim \frac{R_{RSN}(t)}{12} \quad (2.11)$$

A dinâmica deste sistema é descrita pela segunda lei de Newton, cuja expressão geral para uma expansão esférica é:

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{1}{3} R^3 \rho \frac{dR}{dt} \right] = R^2 p \quad (2.12)$$

Por ser uma situação adiabática a energia conserva-se, e considerando-a toda sob forma de energia térmica uniformemente distribuída, podemos escrever a pressão como:

$$p = \frac{2}{3} \frac{E_0}{\left( \frac{4}{3} \pi R^3 \right)} \quad (2.13)$$

Inserindo esta última equação na Eq. (2.12), depois de algumas passagens algébricas envolvendo a integração da própria Eq. (2.12), resulta:

$$R_{RSN}(t) = 13 \left( \frac{E_{51}}{n} \right)^{1/5} t_4^{2/5} \text{ pc} \quad (2.14)$$

onde  $E_{51}$  é a energia da SN normalizada a  $10^{51}$  erg e  $t_4$  é o tempo em unidades de  $10^4$  anos. Diferenciando a Eq. (2.11) obtemos também uma expressão para a velocidade:

$$v_{RSN}(t) \sim 508 \left( \frac{E_{51}}{n} \right)^{1/5} t_4^{-3/5} \text{ km/s} \quad (2.15)$$

Com a ajuda destas equações podemos também encontrar a expressão que descreve a temperatura do gás chocado, que resulta ser:

$$T_1 = 3.3 \times 10^6 \left( \frac{E_{51}}{n} \right)^{2/5} t_4^{-6/5} \text{ K.} \quad (2.16)$$

Em condições normais então, a temperatura mantém-se maior de  $10^6$  K por um período inferior ou da ordem de  $10^4$  anos, tornando possível a observação do RSN em raio X. Nessa fase adiabática as perdas radiativas podem ser consideradas desprezíveis, mas quando o tempo de expansão torna-se superior ao tempo característico de resfriamento do RSN devido a perdas radiativas,  $t_c$ , esta hipótese não é mais realística, e a evolução do remanescente passa para uma nova fase: a fase radiativa.

### 2.3.3 Fase radiativa

Como veremos com mais detalhe no Capítulo 4, um gás opticamente fino emite energia a uma taxa que depende de sua própria temperatura. Tal emissão é descrita por uma função de resfriamento  $\Lambda(T)$  (veja, por exemplo, Raymond, Cox & Smith 1976) e depende também do quadrado da densidade ( $n$ ) do gás, de modo que a emissividade do gás pode ser escrita como:

$$E_\Lambda = n^2 \Lambda(T) \text{ erg s}^{-1} \quad (2.17)$$

e conseqüentemente a taxa de energia irradiada pela camada do RSN resulta ser:

$$L_{RSN}(t) = 4\pi R_{RSN}^2 \Delta R n_{sh}^2 \Lambda(T) = \frac{16}{3} R_{RSN}^3 n^2 \Lambda(T) \text{ erg s}^{-1} \quad (2.18)$$

onde utilizou-se o fato de que  $n_{sh} = 4n$  (Eq. 2.9) e  $\Delta R_{RSN}$  é dado pela Eq. (2.11). A emissão contínua de energia determina, em um certo momento, a passagem da fase adiabática para a fase radiativa. Assume-se que o RSN entra em uma fase radiativa quando  $\int L(t)dt = (1/3)E_{SN}$ , ou seja depois de um tempo (McCray 1985):

$$t_c = 3 \times 10^4 E_{51}^{0.22} n^{-0.55} \text{ anos} \quad (2.19)$$

Após esse período a frente de choque começa a colapsar, ficando cada vez mais densa, fria, fina e deixando de emitir em raio X. O RSN continua porém a propagar-se, empurrado pelo gás quente e rarefeito que ocupa o volume delimitado pela própria frente de choque. De fato, as perdas radiativas deste gás contido dentro do RSN são desprezíveis por causa da baixa densidade, e a sua pressão, maior do que a externa, decresce principalmente por causa do aumento geométrico do volume do remanescente, de acordo com a lei adiabática dos gás:

$$pV^{\frac{5}{3}} = \text{const} \quad (2.20)$$

onde

$$\text{const} = p_c V_c^{\frac{5}{3}} \quad (2.21)$$

com  $p_c$  e  $V_c$  sendo a pressão e o volume do RSN calculados no tempo  $t_c$ .

Inserindo esta nova expressão na Eq. (2.12) obtemos uma nova relação entre o raio do RSN e o tempo de evolução, para o caso radiativo, que é dado por:

$$R_{RSN}(t) = 19 E_{51}^{0.23} n^{-0.26} t_4^{2/7} \text{ pc} \quad (2.22)$$

e diferenciando-a, obtemos uma expressão para a velocidade:

$$v_{RSN}(t) \sim 530 \frac{E_{51}^{0.23}}{n^{0.26}} t_4^{-5/7} \text{ km/s} \quad (2.23)$$

A evolução do RSN faz com que a pressão interna decresça com o tempo de acordo com a Eq. (2.20), diminuindo também a sua velocidade. Em um certo ponto, a pressão interna do RSN será igual à pressão externa do MIS e este equilíbrio determinará a cessação da expansão. Nessa situação duas fases distintas do gás do MIS passam a coexistir em equilíbrio divididas por uma descontinuidade (a frente de choque do RSN): de um lado uma bolha quente e rarefeita, e do outro lado um meio caracterizado por uma maior densidade e uma menor temperatura. Sem perturbações, e assumindo uma perfeita homogeneidade do MIS antes da explosão, as duas fases do gás perdurarão por um tempo infinito. Na realidade as coisas são um pouco diferentes. Depois de ter alcançado o equilíbrio, a descontinuidade começa a fragmentar-se, o gás quente mistura-se ao gás frio do MIS e a bolha cessa de existir. Em um MIS com uma densidade típica de  $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$  isso pode ocorrer depois de um tempo de cerca  $10^6$  anos, e a bolha a esta altura pode ter alcançado um raio de cerca de 60 pc.

A interação de RSNs com nuvens do MIS nas escalas de alguns pc e seus efeitos sobre a evolução de ambientes de SBs será explorada no Capítulo 3. Além disso, um estudo sobre a formação de estrelas induzidas pela interação entre um RSN e nuvens moleculares gigantes, nas escalas de algumas dezenas de pc, será apresentado no Capítulo 5. Por fim, a evolução do gás das galáxias, uma vez que for energizado por uma série de explosões de SNs, nas escalas de centenas de pc, será estudada no Capítulo 6. Para se obter as ferramentas necessárias para acompanhar todos estes fenômenos, falta então descrever a formação e a evolução das super-bolhas, objetos formados após a interação entre vários RSNs que ocupam uma região de SB, devido à alta taxa de explosões de SNs..



## 2.4 Formação de super-bolhas

### 2.4.1 Modelo geral

Em um ambiente de intensa formação estelar, as explosões das SNs acontecem em geral em grupos e os RSNs gerados podem interagir uns com os outros determinando a formação de uma super-bolha. Uma super-bolha é um ambiente aproximadamente esférico caracterizado por uma alta temperatura ( $T \sim 10^6$  K) e por uma baixa densidade ( $n \sim 10^{-2}$ - $10^{-1}$  cm $^{-3}$ ) que se expande no MIS por causa da sua maior pressão relativa a este. A pressão mantém-se alta devido à contínua injeção de energia no centro da super-bolha fornecida pelos ventos estelares e pelas novas explosões de SNs. É o valor superior a 1 da razão entre a pressão da bolha e a do MIS que determina a evolução da super-bolha. As imagens de algumas super-bolhas observadas na Grande Nuvens de Magalhães, onde é possível notar-se a forma esférica e a presença de uma camada de maior densidade em volta das próprias super-bolhas, são mostradas na Figura 2.3.

Como se pode observar, a dinâmica de uma super-bolha é muito parecida àquela que acabamos de ilustrar para a evolução dos RSNs. Novamente, os fatores principais que determinam a sua taxa de expansão são: a densidade do MIS, a fonte central de energia (ventos estelares e SNs) e o tempo de evolução. Neste caso porém, é importante levar-se em conta a contribuição de mais um ingrediente: o gás injetado dentro da super-bolha proveniente das superfícies dos RSNs. De fato, depois de interagir umas com as outras, essas superfícies densas são circundadas por um ambiente rarefeito e muito quente. Como veremos em detalhe no Capítulo 4, nesta situação o gás denso de uma superfície de raio  $R_{RSN}$  evapora (Cowie & McKee 1977) perdendo massa a uma taxa:

$$\dot{m} = (16\pi\mu/25k) CT_1^{5/2} R_{RSN} \quad (2.24)$$

onde  $C = 6 \times 10^{-7}$  erg s $^{-1}$  cm $^{-1}$  K $^{-7/2}$  e  $T_1$  é a temperatura interna da bolha. A evaporação das frentes densas dos RSNs injeta dentro da bolha uma quantidade de massa que modifica a sua taxa de expansão. Com esta correção, que modifica a dependência da expansão com o tempo, e levando-se em conta a luminosidade total das fontes de energia centrais que incluem não apenas a energia de uma única SN, mas de várias e também a contribuição de ventos estelares, o raio resultante da super-bolha é aproximadamente dado por (veja MacLow & McCray 1988):

$$R_B = 267 \text{ pc} \left( \frac{L_{38} t_7^3}{n} \right)^{1/5} \quad (2.25)$$

Diferenciando a Eq. (2.25) obtemos também uma expressão para a velocidade da camada superficial da super-bolha, que vale:

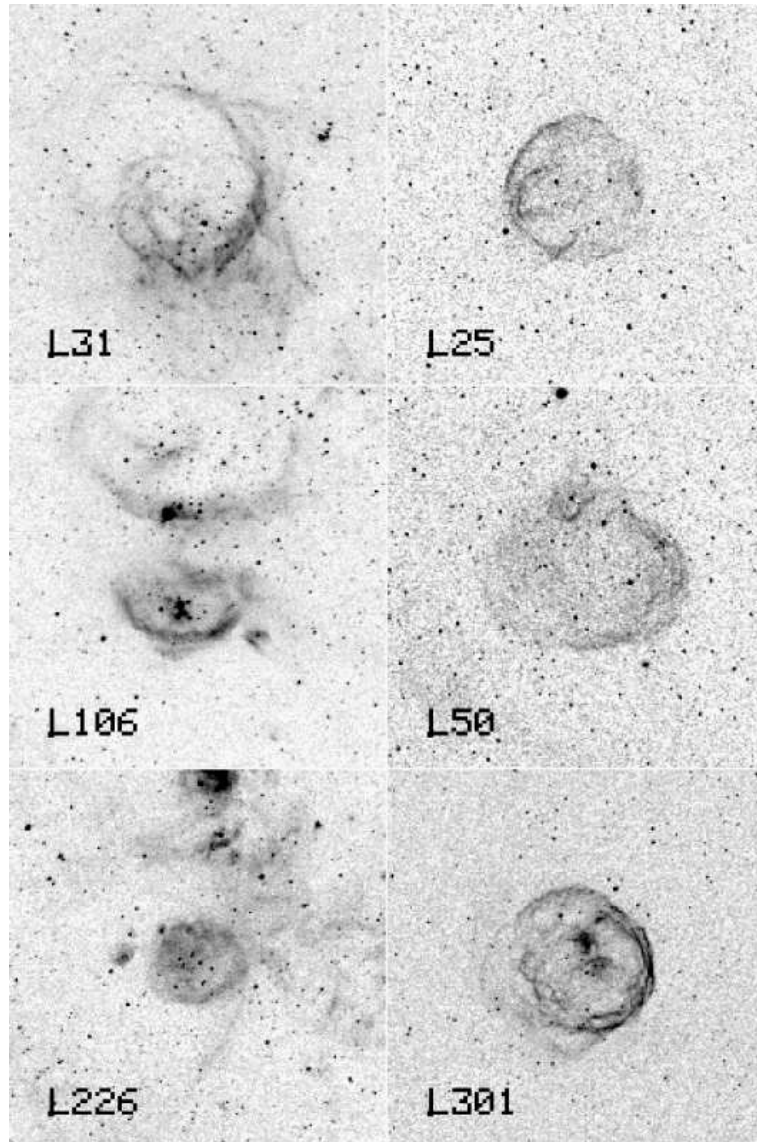


Figura 2.3: Imagens em  $H\alpha$  de algumas super-bolhs observadas na Grande Nuvens de Magalhães (Oey 1996).

$$\dot{R}_B \sim 15.7 \text{ km s}^{-1} L_{38}^{1/5} n^{-1/5} t_7^{-2/5} \quad (2.26)$$

onde  $L_{38}$  é a luminosidade da fonte central em unidades de  $10^{38}$  erg.

Dependendo da energia injetada, uma super-bolha pode alcançar um raio maior do que a espessura do disco galáctico onde formou-se ou, do contrário, ficar confinada dentro do disco, uma vez que a sua pressão fique da mesma ordem que a pressão do MIS. No primeiro caso, haverá formação dos chamados *worms* ou chaminés (Heiles 1979, 1980; Tomisaka & Ikeuchi 1986; Ikeuchi 1987), através dos quais o gás quente terá um caminho privilegiado para fluir para fora da galáxia e que estudaremos em detalhe no Capítulo 6 desta tese. No segundo caso, à medida em que o gás quente resfria, a super-bolha começará a fechar-se, diminuindo o próprio raio e voltando a colapsar em direção ao seu centro. Tanto no primeiro, como no segundo caso a superfície da bolha estará sujeita a uma aceleração que será positiva quando a propagação acontece no ambiente mais rarefeito do disco galáctico, o qual fica acima da região do hidrogênio neutro (HI), e será negativa no caso do recolapso em direção do seu centro. Nos dois casos então criar-se-ão as condições para a formação de instabilidades Rayleigh-Taylor (R-T), descritas em detalhe no próximo Capítulo, que irão fragmentar a superfície da bolha e permitirão que o gás quente comece a misturar-se com o MIS ou com o gás do ambiente intergaláctico. Vale lembrar que a fragmentação da camada superficial pode também favorecer a formação de nuvens gigantes e de fenômenos de formação estelar (e.g., Elmegreen 2003). Esses fenômenos serão discutidos em maior detalhe no Capítulo 4.

### 2.4.2 Evolução de super-bolhas em atmosferas estratificadas

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 que a propagação ao longo da direção horizontal, paralela ao 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, encontrando-se de repente em um meio mais rarefeito. Conforme comentado anteriormente, tal aceleração é responsável pelas instabilidades R-T que determinam a fragmentação da superfície da bolha e o escape do gás quente para o meio ambiente. Tal fenômeno é conhecido como *ruptura* (ou, em inglês, *breakout*).

A luminosidade característica que determina se uma bolha tem energia suficiente para fragmentar e expandir para fora do disco é a luminosidade  $L_p$ , definida como a luminosidade necessária para que a velocidade da superfície a uma escala de altura do disco seja igual à velocidade isotérmica do som naquela região. A escala de altura do

disco é definida como:

$$H_{eff} = \frac{1}{\rho_0} \int_0^\infty \rho(z) dz \quad (2.27)$$

onde  $\rho_0$  é a densidade média no plano da galáxia, em  $Z = 0$ . Para a expansão adiabática de uma super-bolha possuindo uma frente de choque radiativa, a luminosidade característica vale (Koo & McKee 1992):

$$L_p = 17.9 \rho_0 H_{eff}^2 c_s^3 \sim 2.4 \times 10^{36} p_{04} H_{eff,2}^2 c_{s,6} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.28)$$

onde  $H_{eff,2}$  é a escala de altura normalizada a  $10^2$  pc,  $p_{04}$  é a pressão do MIS em unidades de  $10^4 k$ , e  $c_{s,6}$  é a velocidade isotérmica do som em unidades de  $10^6$  cm s $^{-1}$ . No entanto, é necessário lembrarmos que para se fazer uma descrição correta da luminosidade característica, o valor da pressão ambiental deve incluir também a contribuição da pressão turbulenta do MIS. Quando a luminosidade real da bolha,  $L$ , for  $\gg L_p$ , a bolha irá expandir com velocidade supersônica depois de ter ultrapassado a escala de altura do disco, e começará a acelerar e então, fragmentar. 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. 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 & McKee 1990). MacLow & McCray (1988) mostraram que uma condição suficiente para que se possa gerar um vento a partir da evolução de uma super-bolha é que  $L/L_p \geq 5$ . Este valor não corresponde a uma condição necessária, a qual parece ser um pouco menor, ou seja  $L/L_p \geq 3$  (Koo & McKee 1992). Neste trabalho, assumiremos que a luminosidade necessária para se ter ruptura será então:

$$L_{ruptura} \sim 7.1 \times 10^{36} p_{04} H_{eff,2}^2 c_{s,6} \text{ ergs}^{-1} \quad (2.29)$$

Essa luminosidade crítica de ruptura, calculada pela Eq. (2.29) deve ser associada ao número real das SNs que explodem em uma determinada região. A luminosidade efetiva de uma região afetada por  $\mathcal{N}_{SN}$  explosões de SNs vale (Heiles 1990):

$$L \sim 5.3 \times 10^{35} \mathcal{N}_{SN} E_{51} \left( \frac{6 \times 10^7 \text{ yr}}{\tau_{SN}} \right) \quad (2.30)$$

onde  $\tau_{SN}$  é o período através do qual as SNs explodem. 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* (ou, em inglês, de *breakthrough*), a super-bolha consegue quebrar somente a estrutura do disco fino, enquanto no segundo caso (*ruptura*) a super-bolha quebra inteiramente a estrutura do disco da galáxia, alcançando assim o

espaço intergaláctico. Fazendo esta distinção, obtém-se que o número de SNs necessário para que aconteça uma ruptura parcial é:

$$\mathcal{N}_{SN}(ruptura - parcial) \sim 50 \left( \frac{\tau_{SN}}{6 \times 10^7 \text{ yr}} \right) \frac{1}{E_{51}} \quad (2.31)$$

Ainda mais difícil, é obter-se um valor analítico do número de SNs necessário para que aconteça uma verdadeira ruptura. A estrutura vertical do disco da Galáxia é muito complexa e é necessário simplificá-la para poder-se aplicar as equações obtidas anteriormente. Assumindo que a camada de HI do disco estende-se até uma altura de  $\sim 0.5$  kpc (Lockman 1984), a camada de HII do disco alcança uma altura de  $\sim 1$  kpc (Reynolds 1989), e desprezando todas as outras componentes, obtém-se que o número de SNs necessário para que aconteça uma ruptura total é:

$$\mathcal{N}_{SN}(ruptura) \geq 800 \left( \frac{\tau_{SN}}{6 \times 10^7 \text{ yr}} \right) \frac{1}{E_{51}} \quad (2.32)$$

Evidentemente este é um número muito alto, pois é realmente muito difícil que um único aglomerado estelar possa contar com um número tão grande de SNs dentro de um período de  $6 \times 10^7$  anos. Por este motivo, eventos de ruptura devem ser raros. Além disso, precisamos lembrar que na análise 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 por meio de uma ruptura deveria ser ainda mais alto.

Resumindo, podemos então dizer que ao longo deste Capítulo apresentamos as características principais das SNs e das regiões de SB onde as SNs explodem em grupo. A energia injetada no MIS pelas mesmas pode ser responsável por vários fenômenos, como a destruição das suas nuvens (estudado no Capítulo 3), a energização e expansão do gás (estudado no Capítulo 4), o incremento da taxa de formação estelar e também a dispersão estelar em sítios de intensa formação estelar (estudados no Capítulo 5). A fim de poder acompanhar detalhadamente cada um destes fenômenos, construímos modelos analíticos e, quando necessário, numéricos hidrodinâmicos multidimensionais.

# Capítulo 3

## Evolução do MIS em presença de frentes de choque de supernovas

Considerando-se a ordem hierárquica dos eventos que iremos investigar ao longo desta tese, começaremos pelas escalas de alguns parsecs (pcs). Nesse Capítulo focalizaremos a nossa atenção sobre as interações que ocorrem entre as frentes de choque geradas pelas explosões de SNs, estudadas no Capítulo anterior, e as estruturas de maior densidade, i.e., nuvens e glóbulos, presentes no MIS das galáxias normais e SBs. A escala característica destas estruturas varia entre uma fração e dezenas de pcs.

### 3.1 Introdução

As frentes de choques dos RSNs colidem e interagem entre si e também com as nuvens do MIS, permitindo que o material das nuvens misture-se com o gás do MIS, e vice-versa, em um processo de reciclagem característico de regiões turbulentas.

Conforme ressaltado no Capítulo anterior, várias observações feitas com o satélite Chandra em comprimentos de onda de raio X, revelaram a presença de super-bolhas expandindo no MIS (veja por exemplo, Ott et al. 2003) ocasionadas por explosões múltiplas de SNs e por ventos estelares, e sugerem uma provável interação destas com as várias estruturas não-homogêneas presentes nos ambientes observados.

Tais interações vêm sendo estudadas por vários autores analítica e numericamente (veja-se, por exemplo, Hartquist et al. 1986; Klein, McKee & Colella 1994, daqui para frente indicados como KMC; Anderson et al. 1994; Jun, Jones & Norman 1996; Redman, Williams & Dyson 1998; Jun & Jones 1999; Lim & Raga 1999; de Gouveia Dal Pino 1999; Raga et al. 2002; Poludnenko, Frank & Blackman 2002, daqui para frente indicados como PFB02; Fragile et al. 2004; Steffen & Lopez 2004, Fragile et al. 2005; Marcolini et. al 2005) com o objetivo de entender a dinâmica da propagação do choque dentro da nuvem, a perda de massa sofrida pela estrutura chocada, as variações produzidas nas composições

químicas e as variações em densidade, temperatura e pressão, entre outros, do ambiente onde estes fenômenos acontecem. De um modo geral, esses estudos concentraram-se na evolução de uma única nuvem, e focalizando principalmente os processos de destruição sem ocupar-se das conseqüências sobre o MIS devido a tal destruição. Recentemente, porém, novos estudos começaram a levar em conta a possibilidade de interações com sistemas múltiplos de nuvens bem como a influência que essas interações tem na evolução do MIS (PFB02 e Fragile et al. 2004).

Em princípio, a colisão de uma nuvem com uma frente de choque pode acarretar sua destruição em um tempo correspondente a algumas vezes o tempo de cruzamento que a frente de choque leva para atravessar a nuvem. Este resultado, discutido por KMC, foi também confirmado em estudos mais recentes (PFB02). Dessa forma, o que se esperaria após uma interação entre uma frente de choque e uma nuvem seria uma mistura do gás desta com o meio. Entretanto, os estudos acima foram conduzidos utilizando-se simulações numéricas hidrodinâmicas adiabáticas. Como as perdas radiativas devem ser importantes no processo evolutivo dessas interações, imagina-se que um tratamento puramente adiabático pode levar a resultados não corretos.

Nessa primeira parte de nosso estudo investigamos os processos de perda de massa das nuvens e de mistura com o MIS devido a colisões com frentes de choque de RSNs. Em virtude do alto grau de não-linearidade, este estudo será feito com o auxílio de simulações numéricas hidrodinâmicas tridimensionais (3-D) incluindo as perdas radiativas do gás das nuvens, dos RSNs e do MIS. O código a ser utilizado para tal é o YGUAZU (Raga et al. 2000; Raga et al. 2002; Masciadri et al. 2002), o qual baseia-se na técnica numérica de integração por diferenças finitas das equações hidrodinâmicas, na forma Euleriana, e é descrito em detalhe no Apêndice A. As simulações aqui apresentadas levam em conta também os efeitos sobre as nuvens de um fluxo ionizante de fótons UV emitidos por estrelas de tipo O e B, as quais devem também ser abundantes em regiões SBs, assim como vimos no Capítulo precedente.

Cumprir notar que, além das colisões por frentes de choque, há outros processos relevantes para a perda de massa das nuvens. Estes incluem: a evaporação térmica, as colisões, o arraste provocado pelo atrito das nuvens movendo-se através do gás difuso do MIS. Todos estes fenômenos serão abordados no próximo Capítulo, onde examinaremos a evolução global de ambientes com surtos de formação estelar com dimensões típicas de 100 pc a 200 pc.

O método utilizado, os resultados e as conclusões principais obtidas nesta primeira parte do trabalho serão apresentados nos próximos parágrafos, onde um cuidado especial será dado à escolha das condições iniciais as quais são particularmente importantes para aplicações a ambientes com formação estelar intensa em galáxias normais e galáxias de

SB, como veremos nos próximos Capítulos.

## 3.2 Interações entre frentes de choque e nuvens

### 3.2.1 Introdução

Os parâmetros fundamentais que caracterizam uma interação entre uma frente de choque e uma nuvem são a densidade,  $\rho_g$ , e a temperatura,  $T_g$ , do gás difuso, a velocidade da frente de choque,  $v_{sh}$ , e a densidade,  $\rho_n$ , temperatura,  $T_n$ , e velocidade,  $v_n$ , das nuvens. Estes parâmetros permitem determinar o contraste de densidade que existe entre as nuvens e o MIS,  $\chi = \rho_n/\rho_g$ , e a velocidade do som,  $C_s^2 = \gamma k T_g / \mu m_H$ , onde  $k$  é a constante de Boltzmann,  $\mu$  é o peso molecular médio por partícula de gás, e  $\gamma$  é a razão entre os calores específicos a volume e pressão constantes. A frente de choque, que em primeira aproximação pode ser considerada plana, terá uma densidade,  $\rho_{sh}$ , uma temperatura,  $T_{sh}$ , e uma pressão,  $p_{sh}$ , determinadas pelas equações de conservação descritas através das relações de Rankine-Hugoniot, descritas em detalhe no Apêndice B:

$$\rho_{sh} = \frac{2.67M^2}{2 + 0.67M^2} \rho_g \quad (3.1)$$

$$T_{sh} = (1.25M^2 - 0.25) \frac{\rho_g T_g}{\rho_{sh}} \quad (3.2)$$

$$p_{sh} = M^2 p_g \quad (3.3)$$

onde  $p_g$  é a pressão do gás do meio ambiente difuso através da qual a frente de choque propaga-se, e  $M = v_{sh}/C_s$  é o numero de Mach, definido no Capítulo precedente.

Para poder acompanhar os processos físicos mais importantes das nuvens ao longo de uma simulação numérica, KMC sugerem que o raio delas deve ter uma resolução mínima de 120 pontos de grade. Entretanto, PFB02 mostraram que entre uma resolução máxima de 120 pontos e uma de 32 pontos a única diferença é representada pela taxa com a qual formam-se as instabilidades, e que isso parece não ter nenhuma influência importante na evolução global do sistema. As instabilidades a que se refere são principalmente as instabilidades Rayleigh-Taylor (R-T) e Kelvin-Helmholtz (K-H).

Uma instabilidade R-T ocorre quando dois fluidos superpostos, de densidades diferentes, e separados por uma interface sujeita a uma aceleração,  $\vec{g}$ , começam a misturar-se por causa da interpenetração do material mais pesado no material mais leve. Isso ocorre sempre que o material mais denso é suportado pelo material de menor densidade, ou seja quando  $(\rho_1 - \rho_2) \cdot \vec{g} < 0$ , onde  $\rho_1 > \rho_2$ . No caso mais simples possível de um fluido incompressível e sem viscosidade, a relação de dispersão para esta instabilidade pode ser



escrita como  $\omega^2 = \vec{g} k_{rt}(\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$  (e.g., Chandrasekhar 1939), onde  $k_{rt} = 2\pi/\lambda_{rt}$  e onde  $\lambda_{rt}$  é o comprimento de onda da instabilidade.

Por outro lado, uma instabilidade K-H pode surgir quando dois fluidos em movimento relativo e inicialmente em equilíbrio de pressão são colocados em contato através de uma interface. Uma perturbação, neste caso, permite que os fluidos de diferentes velocidades interpenetrem-se, favorecendo assim uma mistura dos dois fluidos e uma quebra do equilíbrio de pressão (e.g., Chandrasekhar 1939). Em analogia com o caso da instabilidade R-T, também esta instabilidade é caracterizada por um número de onda  $k_{kh} = 2\pi/\lambda_{kh}$ , onde  $\lambda_{kh}$  é o comprimento de onda da instabilidade K-H.

Fica evidente então que a máxima resolução adotada nas simulações numéricas que estudam interações entre frentes de choque e nuvens deve ter comprimento menor que o comprimento de onda característico das instabilidades R-T e K-H. Como veremos em maior detalhe no próximo parágrafo porém, cada tipo de instabilidade é caracterizado por um comprimento de onda mais destrutivo que os outros, tal que  $k_{rt} \sim k_{kh} \sim r_n^{-1}$ , e portanto a resolução das nossas simulações deverá ser escolhida de acordo com esta condição específica, a fim de poder descrever corretamente a evolução do sistema inteiro.

### 3.2.2 Descrição do problema

Nossas simulações são rodadas em um domínio computacional tridimensional com condições iniciais características do MIS de uma galáxia normal ou de SB. Consideramos um gás composto por 90% de hidrogênio e por 10% de hélio, com  $\gamma = 5/3$  e com um peso molecular médio  $\mu = 0.63$  para o gás difuso completamente ionizado, e  $\mu = 1.3$  para o gás neutro das nuvens. No presente estudo, o domínio computacional, representado esquematicamente na Figura 3.1, é coberto por uma grade de 1024 pontos ao longo do eixo  $Z$ , 512 pontos ao longo do eixo  $X$  e 256 pontos ao longo do eixo  $Y$ . O tamanho físico correspondente é de  $0.8 \times 0.4 \times 1.6$  pc respectivamente, o que significa que a máxima resolução da grade alcançada é de  $4.8125 \times 10^{15}$  cm, ou seja  $\sim 0.0016$  pc. As nuvens são consideradas inicialmente esféricas com raio de 0.05 pc, ocupando 1/8 do eixo  $X$ , 1/4 do eixo  $Y$  e 1/16 do eixo  $Z$  da caixa. Com estas dimensões, cada nuvem possui uma resolução máxima de 32 pontos de grade ao longo do raio, o que é compatível com os limites sugeridos por PFB02. A frente de choque, cujas características físicas respeitam as condições das Eqs. (3.1), (3.2) e (3.3), é injetada com velocidade  $v_{sh}$  na parte inferior do domínio computacional, na base da caixa retangular a qual representa o meio ambiente no esquema de Figura 3.1. Vários testes foram também efetuados empregando-se resoluções numéricas superiores à acima descrita, a fim de checar a confiabilidade dos resultados obtidos. Verificamos que, embora uma maior resolução leve a uma maior riqueza de detalhes no surgimento de micro estruturas na região de interação, não existe nenhuma diferença significativa na evolução

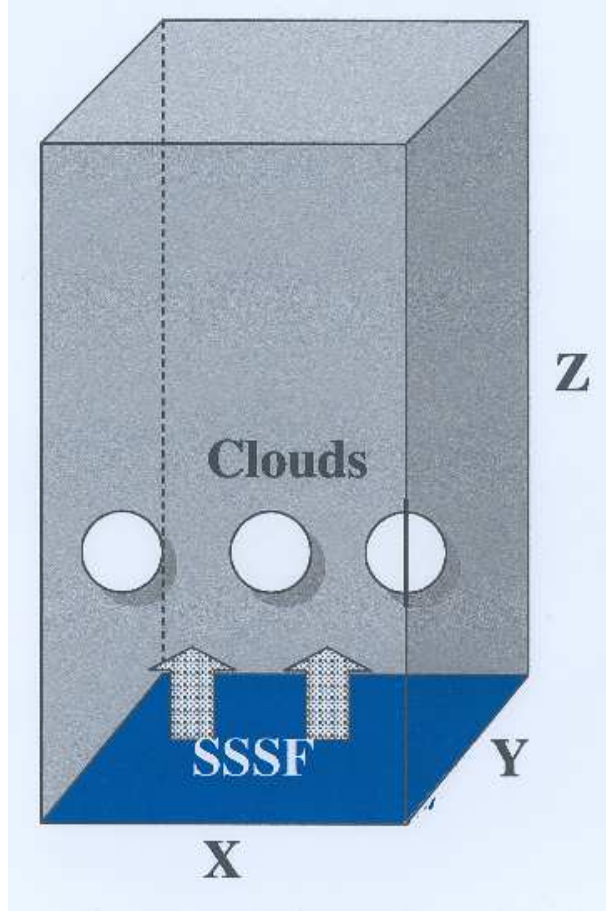


Figura 3.1: Condições iniciais do domínio computacional adotado (a representação não está em escala). A frente de choque estacionária, aqui indicada como SSSF, é injetada na parte inferior da caixa.

global das nuvens.

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:

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \vec{f}_{ext} \quad (3.5)$$

$$\frac{d(\rho s)}{dt} + \nabla \cdot (\rho s \vec{v}) = \mathcal{L} \quad (3.6)$$

onde  $\vec{v}$  é o vetor velocidade,  $s$  é a entropia do sistema,  $\vec{f}_{ext}$  representa todas as forças de natureza não hidrodinâmica (como, por exemplo, o campo gravitacional) e  $\mathcal{L}$  é a

taxa de resfriamento líquido radiativo (diferença entre os termos de aquecimento e os termos de resfriamento). Neste caso não foi considerado nenhum campo gravitacional e conseqüentemente  $\vec{f}_{ext} = 0$ . Estas equações são integradas pelo código YGUAZU sobre o domínio computacional descrito acima, tal como descrito no Apêndice A, e o resultado da integração fornece os valores da densidade, temperatura, velocidade (ao longo dos três eixos coordenados  $X$ ,  $Y$  e  $Z$ ) e abundâncias dos diferentes elementos químicos em função do tempo, em cada ponto de grade. Os elementos químicos considerados para o calculo das perdas radiativas do gás são o hidrogênio neutro e ionizado ( $HI$  e  $HII$ ), o oxigênio neutro e ionizado uma e duas vezes ( $OI$ ,  $OII$  e  $OIII$ ), o cálcio neutro e ionizado uma, duas e três vezes ( $CaI$ ,  $CaII$ ,  $CaIII$  e  $CaIV$ ) e o hélio. As equações que avaliam a evolução dessas espécies e as perdas energéticas associadas a cada uma delas são apresentadas no Apêndice A.

Para se obter uma melhor compreensão dos resultados numéricos das interações entre os RSNs e as nuvens aqui estudadas introduzimos quatro parâmetros físicos que podem auxiliar na descrição da evolução do sistema. Começamos por definir (tal como PFB02) o tempo característico necessário para uma frente de choque com velocidade  $v_{sh}$  atravessar uma nuvem de raio  $r_n$ :

$$t_{SC} = \frac{2r_n}{v_{sh}} \quad (3.7)$$

Todos os intervalos temporais em nossas simulações serão expressos em função deste tempo de cruzamento. Se as simulações forem adiabáticas o que interessa não são as dimensões absolutas do sistema, mas as proporções entre as várias grandezas físicas, isto é, a razão entre o tamanho da nuvem e a espessura da frente de choque, o número de Mach e, também, o tempo de cruzamento, o qual permitirá estabelecer a mesma escala temporal para sistemas com dimensões distintas. Assumindo as mesmas condições iniciais é então possível, por exemplo, comparar uma simulação que descreve um fluido evoluindo em um domínio de dimensões laterais de um metro com aquela de um fluido em um domínio de dimensões de um parsec. Embora as escalas de tempo físico desse dois sistemas sejam completamente diferentes, expressar os resultados de suas evoluções em função dos tempos de cruzamento permite uma identificação perfeita entre os mesmos, sem poder distinguir-se um resultado do outro. Evidentemente, este conceito não é valido para simulações não-adiabáticas que levem em conta as perdas radiativas, pois estas dependem do tamanho do sistema. Neste caso o tempo de cruzamento não permite uma comparação direta entre diferentes simulações, mas mesmo assim  $t_{SC}$  continuará sendo a melhor escala temporal que pode ser utilizada para comparação entre simulações distintas.

O segundo parâmetro a ser introduzido é a velocidade normalizada da nuvem,  $v_{n,N}$ , a qual é dada pela razão entre a velocidade instantânea da nuvem ( $v_{n,t}$ ) e a velocidade

inicial da frente de choque:

$$v_{n,N} = \frac{v_{n,t}}{v_{sh}} \quad (3.8)$$

O terceiro parâmetro útil corresponde à fração de massa perdida pelas nuvens, definida como a razão entre a massa total perdida das nuvens no tempo  $t$ ,  $M_{l,t}$  e a massa total inicial das nuvens,  $N_n m_n$ :

$$M_{l,n} = \frac{M_{l,t}}{m_n N_n} \quad (3.9)$$

onde  $N_n$  é o número total de nuvens por simulação e  $m_n$  é dado em massas solares. Este parâmetro permite acompanhar a evolução da massa das nuvens chocadas e, ainda mais, nos dá informações sobre a influência que o número total de nuvens pode ter no processo de destruição das mesmas.

O quarto e último parâmetro é o fator de fragmentação, definido como a razão entre o número total de fragmentos  $\mathcal{N}_f$  em cada instante  $t$  e o número inicial de nuvens:

$$f_{f,t} = \frac{\mathcal{N}_f}{N_n} \quad (3.10)$$

Avaliar o valor de cada um dos parâmetros definidos acima não é uma tarefa simples. A maior dificuldade é estabelecer, após uma colisão com uma frente de choque que leva à fragmentação de uma nuvem, até que ponto determinada porção de gás pode ser considerada ainda como parte da nuvem e quando esta pode ser considerada como parte do gás misturado ao MIS difuso. Definindo a densidade instantânea de uma nuvem como:

$$\rho_n(t) = \rho_n e^{-t/\tau_n} \quad (3.11)$$

$\tau_n$  determina o tempo característico para que a densidade do gás da nuvem reduza-se de um fator  $1/e$ . Neste estudo assumiremos que todo o gás com densidade maior de  $1/e$  é parte do gás da nuvem, tornando assim possível distinguir e separar, em cada instante, o gás da nuvem do gás que passa a incorporar o MIS. Dessa maneira a massa perdida e o número de fragmentos podem ser computados de forma objetiva, definindo como fragmento todo aquele gás com uma densidade maior que  $\rho_n/e$  que esteja circundado por um meio mais rarefeito e mais quente.

### 3.2.3 Condições iniciais

Neste estudo foram efetuadas simulações numéricas adiabáticas e com perdas radiativas. A simulação adiabática foi realizada a fim de se efetuar uma comparação com resultados anteriores da literatura e com os resultados radiativos presentes neste Capítulo.

O primeiro conjunto de simulações que apresentamos considera as interações entre uma frente de choque estacionária, SSSF, e um sistema de nuvens, sem levar em conta a presença de um fluxo ionizante de fótons UV. Nesse caso a SSSF tem papel equivalente ao de um vento estelar estacionário incidindo continuamente sobre as nuvens do meio. O MIS tem uma densidade e uma temperatura iniciais  $\rho_g = 2.15 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$  e  $T_g = 10^4 \text{ K}$ , respectivamente. As nuvens possuem uma densidade e uma temperatura iniciais  $\rho_n = 1.075 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$  e  $T_n = 100 \text{ K}$ , respectivamente. O contraste de densidade inicial vale então  $\chi = 500$ . Com esta configuração inicial as nuvens e o MIS não estão em equilíbrio térmico de pressão, mas isso não afeta os resultados. De fato, a propagação de uma onda sonora dentro da nuvem ocorre em um tempo ( $t_s$ ) muito maior que o tempo dinâmico da interação ( $t_{cruz}$ ), sendo a razão entre eles  $t_s/t_{cr} \sim 2.5(v_{sh}/\chi^{0.5})$ , tornando assim desprezíveis os efeitos gerados pela diferença de pressão inicial entre o MIS e o gás da nuvem. De acordo com as equações (3.1), (3.2) e (3.3), uma frente de choque com densidade  $\rho_{sh} = 8.6 \times 10^{-25}$ , temperatura  $T_{sh} = 1.5 \times 10^5$  e velocidade  $v_{sh} = 104 \text{ km s}^{-1}$  começa a propagar no meio a um tempo  $t=0$ . Neste conjunto de simulações, o primeiro modelo SA1, descreve uma interação adiabática entre uma SSSF e uma nuvem, e os demais modelos descrevem interações radiativas entre uma SSSF e uma (SR1), duas (SR2) e três (SR3) nuvens.

Num segundo conjunto de simulações foram consideradas as mesmas condições iniciais estudadas no primeiro conjunto, mas levando-se em conta desta vez a presença de um fluxo de fótons UV criado por estrelas O e B, o qual pode acarretar a fotoionização e a fotoevaporação das nuvens. Os modelos investigados nesse caso representam a interação entre uma SSSF e uma (SRP1) e duas (SRP2) nuvens.

Num terceiro conjunto, ao invés de considerarmos a interação com uma frente de choque estacionária, consideramos a frente de choque de um RSN interagindo com uma (SNS1) e duas (SNS2) nuvens, primeiro sem a presença de um fluxo de fótons UV, e depois interagindo com uma (SNSP1) e duas (SNSP2) nuvens, levando-se em conta a presença dos fótons UV.

A camada superficial do RSN é construída de acordo com os modelos evolutivos de um RSN dados por Chevalier (1974) e Cioffi & Shull (1992). A densidade e a temperatura do gás onde os RSNs expandem-se aproximam aquelas de um ambiente de SB preenchido por uma super-bolha, com  $\rho_g = 2.15 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$  e  $T_g = 10^4 \text{ K}$ . Nos casos sem fotoionização, o contraste de densidade entre as nuvens e o MIS é tomado como sendo  $\chi = 100$ , o qual parece ser apropriado para uma região de SB. Nos casos com fotoionização, as nuvens adquirem uma pressão bem maior do que aquela do MIS e por isso o contraste de densidade tornase-se maior,  $\chi = 5000$  (veja Bertoldi & McKee 1990). O RSN é injetado no domínio computacional com uma velocidade de  $250 \text{ km s}^{-1}$ , uma espessura  $h_{sh} = 1$

Tabela 3.1: Parâmetros usados em todas as simulações numéricas que descrevem as interações entre as nuvens e uma frente de choque (estacionária ou gerada por um RSN). [(1): anos; (2): pc; (3):  $2.15 \times 10^{-24}$  g cm $^{-3}$ ; (4): K; (5): km s $^{-1}$ ]

Modelo	$t_{SC}^{(1)}$	UV	Caixa	$r_n^{(2)}$	$\rho_g^{(3)}$	$T_g^{(4)}$	$\rho_n^{(3)}$	$T_n^{(4)}$	$N_n$	$\rho_{sh}^{(3)}$	$T_{sh}^{(4)}$	$v_{sh}^{(5)}$	$h_{sh}^{(2)}$	$M$
SA1	940	N	2D	0.05	0.1	$10^4$	50	100	1	0.4	$1.5 \times 10^5$	104	$\infty$	8
SR1	940	N	3D	0.05	0.1	$10^4$	50	100	1	0.4	$1.5 \times 10^5$	104	$\infty$	8
SR2	940	N	3D	0.05	0.1	$10^4$	50	100	2	0.4	$1.5 \times 10^5$	104	$\infty$	8
SR3	940	N	3D	0.05	0.1	$10^4$	50	100	3	0.4	$1.5 \times 10^5$	104	$\infty$	8
SRP1	940	S	3D	0.05	0.1	$10^4$	50	100	1	0.4	$1.5 \times 10^5$	104	$\infty$	8
SRP2	940	S	2D	0.05	0.1	$10^4$	50	100	2	0.4	$1.5 \times 10^5$	104	$\infty$	8
SNS1	391	N	2D	0.05	0.01	$10^4$	1	100	1	0.04	$8.2 \times 10^5$	250	1	17
SNS2	391	N	2D	0.05	0.01	$10^4$	1	100	2	0.04	$8.2 \times 10^5$	250	1	17
SNSP1	391	S	3D	0.05	0.01	$10^4$	50	100	1	0.04	$8.2 \times 10^5$	250	1	17
SNSP2	391	S	2D	0.05	0.01	$10^4$	50	100	2	0.04	$8.2 \times 10^5$	250	1	17

pc, uma densidade  $\rho_{sh} = 8.6 \times 10^{-26}$  g cm $^{-3}$  e uma temperatura  $T_{sh} = 10^4$  K.

Um sumário das condições iniciais empregadas nos três conjuntos de simulações é apresentado na Tabela 3.1. É importante mencionar que algumas simulações foram rodadas com um número máximo de pontos de grade ao longo do eixo  $Y$  igual a 64 ao invés de 256, correspondendo a uma dimensão do domínio computacional nessa direção igual a 0.1 pc (ou seja, apenas duas vezes maior que o raio da nuvem). Esta escolha foi feita para evitar que o tempo de cálculo computacional fôsse excessivamente longo, devido à complexidade da simulação. Nestes casos as simulações podem ser consideradas bidimensionais (2-D), sendo que o domínio computacional resulta ser só duas vezes o raio da nuvem. A geometria adotada em cada simulação é também especificada na Tabela 3.1 (na coluna *Caixa*).

## 3.3 Resultados

### 3.3.1 Primeiro conjunto de simulações

O primeiro conjunto de simulações leva em conta as interações entre nuvens do MIS e uma frente de choque estacionária, SSSF, a qual pode representar, por exemplo, um vento supersônico contínuo produzido por uma estrela das vizinhanças do meio. Este conjunto não considera a presença de um fluxo de fótons UV ionizantes.

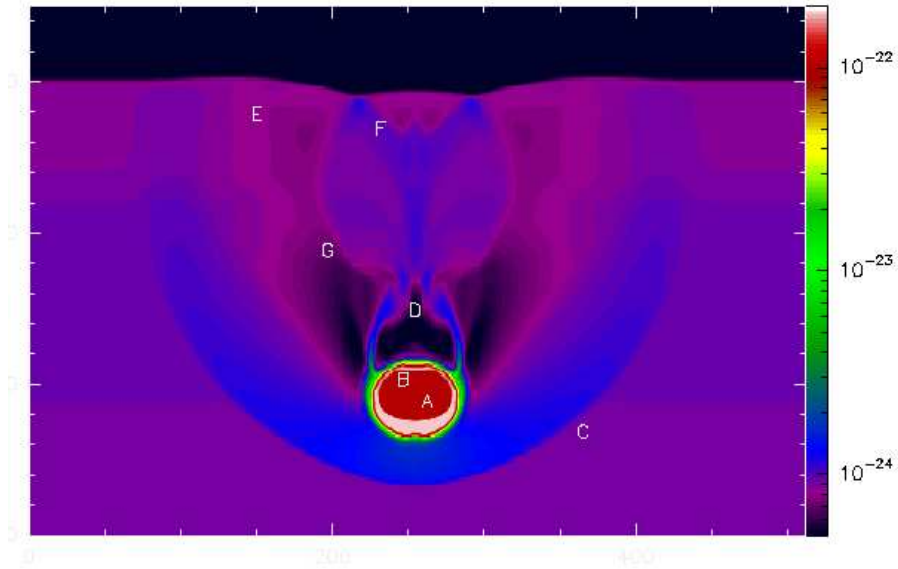


Figura 3.2: Fase inicial da compressão de uma nuvem logo após a interação com uma frente de choque estacionária, em  $t = 3t_{SC}$ . A imagem representa a distribuição de densidade, em escala logarítmica, da interação adiabática entre uma nuvem e a SSSF (Modelo SA1). A densidade é expressa em  $\text{g cm}^{-3}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005)

Uma nuvem chocada por uma frente de choque passa por quatro fases fundamentais: compressão, re-expansão, fragmentação e mistura com o MIS (veja também Nittmann et al. 1982; McKee 1988; Klein, McKee & Colella 1994). O gás é inicialmente comprimido por uma onda de choque que propaga-se na mesma direção do vento e que cruza a nuvem em um tempo de cruzamento  $t_{cruz} \sim t_{SC}q^{0.5}$ , onde  $q = \rho_n/\rho_{sh}$  é a razão entre a densidade da nuvem e a densidade da SSSF. No conjunto 1,  $q = 125$ . Ao mesmo tempo um choque em arco (ou *bow shock*) forma-se em volta da nuvem e uma onda de choque reversa propaga-se na direção oposta à propagação da SSSF, atrás da nuvem. Esta onda de choque gera-se em consequência da convergência do fluxo global atrás da nuvem e propaga-se com uma velocidade bem menor que a velocidade da frente de choque principal. Devido à sua baixa velocidade e intensidade, esta frente é dissipada em um tempo muito mais curto que o tempo de cruzamento da onda de choque principal e pode então ser considerada como uma onda sub-sônica, incapaz de afetar a evolução do gás da nuvem e do MIS. As características principais dessa primeira fase de compressão são claramente apresentadas na Figura 3.2, onde são mostrados os resultados da interação adiabática entre uma nuvem e uma SSSF (Modelo SA1) obtidos da primeira simulação numérica. Vale ressaltar que estes resultados estão em bom acordo e confirmam os resultados precedentes conseguidos por PFB02.

O que se pode distinguir, além das duas ondas principais (A e B) e do choque em

arco (C) descritos acima, são as outras estruturas criadas logo após o impacto. Notam-se o fluxo na parte traseira da nuvem (D) gerado por causa da convergência da onda principal no eixo de simetria, os choques refletidos de Mach (G), gerados também por um efeito de convergência da onda principal no eixo de simetria do choque, e enfim os vértices primário e secundário (E, F), gerados em consequência da reflexão do choque em arco e do choque refletido de Mach, respectivamente. A distribuição de densidade em duas diferentes épocas, mostrada na Figura 3.3, revela uma grande similaridade entre os nossos resultados e aqueles obtidos anteriormente por PFB02, os quais realizaram simulações 2-D hidrodinâmicas adiabáticas entre frentes de choque estacionárias e nuvens do MIS. Essa similaridade nesses testes adiabáticos, confirma a validade dos códigos numéricos utilizados por ambos, já que em presença de condições iniciais e de contorno similares reproduzem os mesmos resultados.

Analisando a evolução da interação adiabática na Figura 3.3, podemos notar que depois da primeira fase de compressão, a nuvem recomeça a expandir no ambiente onde estava confinada. A expansão vertical e o movimento relativo entre o gás da SSSF e o gás da nuvem geram choques oblíquos e instabilidades Kelvin-Helmholtz precedentemente descritas, os quais são responsáveis por uma mistura entre o gás do MIS (que começa a ocupar uma parte do volume da nuvem) e o gás da nuvem (que expande-se além de suas paredes laterais). Além disso, a frente horizontal cria as condições típicas para o desenvolvimento de instabilidades Rayleigh-Taylor, também precedentemente descritas, permitindo a criação de estruturas filamentosas com a típica forma de um *guarda-chuva* a qual é possível observar-se no painel do lado direito da Figura 3.3. Resumindo, podemos concluir que uma colisão adiabática forte favorece uma mistura eficiente entre o gás da nuvem e o gás do MIS (veja também KMC; PFB02)

### 3.3.2 Crescimentos das instabilidades hidrodinâmicas

Distintamente do caso adiabático, em uma interação radiativa deveremos esperar um atraso na destruição da nuvem e na mistura do gás. Esta consideração, em primeira instância, pode ser feita através de uma comparação dos tempos característicos das instabilidades R-T e K-H com o tempo característico de resfriamento. Em princípio, se este for mais curto que o tempo de crescimento das instabilidades, haverá uma dissipação dos fenômenos de destruição e a nuvem será preservada. Caso contrário, as perdas radiativas não terão um papel importante na evolução do sistema chocado e os resultados serão então parecidos com os resultados adiabáticos.

O crescimento das instabilidades R-T é causado pela aceleração do material denso da nuvem provocada pelo gás mais rarefeito atrás do choque. A aceleração vale  $g \sim v_{sh,n}/t_{cruz} = v_{sh}q^{-0.5}/t_{cruz} = r_n/t_{cruz}^2$  (veja, por exemplo, Fragile et al. 2004), onde  $v_{sh,n}$



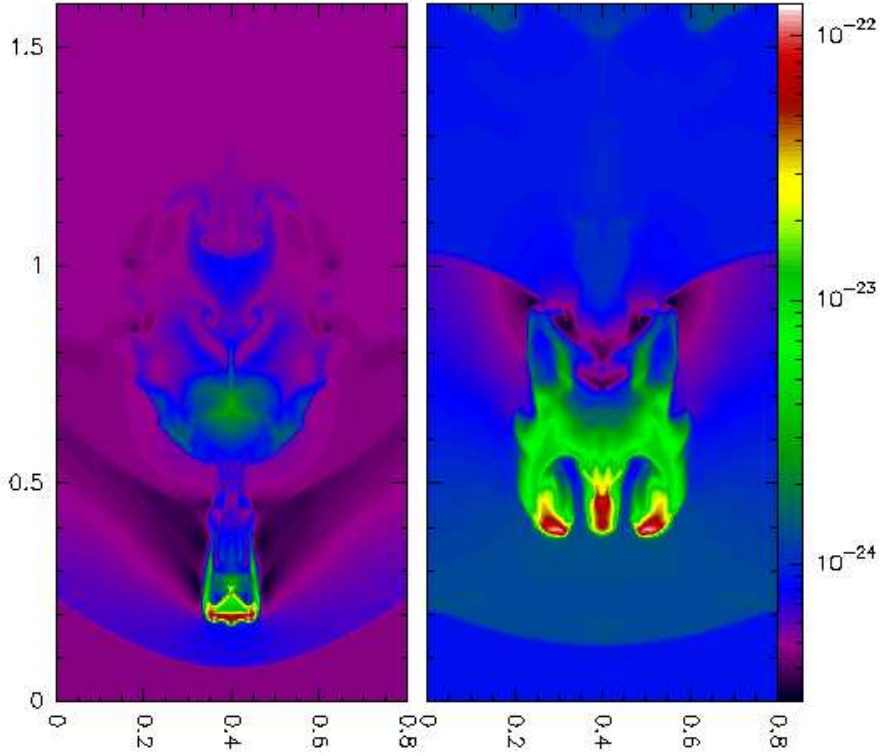


Figura 3.3: Distribuição de densidade, em escala logarítmica, da interação não-radiativa entre 1 nuvem e a SSSF. A nuvem tem massa  $m_n \sim 0.001M_\odot$ , raio  $r_n=0.05$  pc, e densidade  $\rho_n = 1.075 \times 10^{-22} \text{ cm}^{-3}$  (Modelo SA1 da Tabela 3.1). A frente de choque tem densidade  $\rho_{sh} = 8.6 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$  e velocidade  $v_{sh} = 104 \text{ km s}^{-1}$ , e o MIS tem densidade  $\rho_g = 2.15 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$  e temperatura  $T_g = 10^4 \text{ K}$ . O domínio computacional tem dimensões físicas de  $0.8 \text{ pc} \times 0.8 \text{ pc} \times 1.6 \text{ pc}$ , e é coberto por uma grade de  $512 \times 512 \times 1024$  pontos. Os intervalos temporais das imagens são:  $t = 22 t_{SC}$  (painel da esquerda) e  $t = 36 t_{SC}$  (painel da direita). A densidade é expressa em  $\text{g cm}^{-3}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

é a velocidade da onda de choque dentro da nuvem. Sendo assim, e definindo o tempo característico de crescimento das instabilidades R-T como  $\tau_{R-T} = (gk_{rt})^{-0.5}$ , resulta:

$$\tau_{R-T} \sim r_n \frac{q^{0.5}}{(k_{rt}r_n)^{0.5}v_{sh}} \quad (3.12)$$

onde  $k_{rt}$  é o numero de onda do modo instável.

O tempo característico do crescimento das instabilidades K-H,  $\tau_{K-H}$ , pode ser obtido da Expressão geral do crescimento das instabilidades K-H,

$$\partial x = exp \left[ \left( \frac{k_{kh}}{2\pi} \right) |v_n - v_{sh}| \left( \frac{\rho_g \rho_n}{\rho_g + \rho_n} \right) t \right].$$

Assumindo-se  $q \gg 1$  e uma vez que a aceleração da nuvem é desprezível, a velocidade entre a nuvem e a frente de choque é praticamente a mesma da velocidade da frente de choque e então o tempo de crescimento é:

$$\tau_{K-H} \sim \frac{\chi^{0.5}}{k_{kh}v_{sh}} \sim r_n \frac{q^{0.5}}{(k_{kh}r_n)v_{sh}} \quad (3.13)$$

Os comprimentos de onda mais destrutivos são aqueles em que  $kr_n = 1$ , e podemos então concluir que  $2\tau_{R-T} \sim 2\tau_{K-H} \sim t_{SC} q^{0.5} \simeq 1 \times 10^4$  yr, o qual é aproximadamente igual ao tempo de cruzamento,  $t_{cruz}$ .

Após ter estimado o tempo de crescimento das instabilidades, vamos agora calcular o tempo de resfriamento. Quando a SSSF interage com a nuvem, forma-se uma dupla estrutura de choque na superfície de contato. Das relações de conservação de fluxo de momento de Rankine-Hugoniot pode-se demonstrar que o choque que se propaga para diante tem uma velocidade  $v_{s,n} \simeq v_{sh}/q^{0.5}$ , enquanto o choque reverso tem uma velocidade  $v_{s,sh} = v_{sh} - v_{s,n}$ . Se a frente de choque tem uma velocidade inicial  $v_{sh} = 104$  km s<sup>-1</sup> e um contraste de densidade  $q = 125$ , resulta então que  $v_{s,n} \simeq 9.3$  km s<sup>-1</sup> e  $v_{s,sh} \simeq 95$  km s<sup>-1</sup>. O tempo de resfriamento é fortemente dependente da velocidade do choque, por isso teremos dois tempos de resfriamento diferentes, dependendo do choque que queremos considerar. Para choques com velocidades menores do que 80 km s<sup>-1</sup>, vale a relação estimada por Hartigan et al. (1987, veja também Gonzalez 2001):

$$t_{c,c} \sim 15 \times 10^4 \text{ yr} \left( \frac{v_{s,n}}{9.3 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-3.58} \left( \frac{\rho_n}{1.075 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

o qual é maior que o tempo de cruzamento. No caso de velocidades superiores a 80 km s<sup>-1</sup>, o tempo de resfriamento resultante é dado por:

$$t_{c,SSSF} \sim 1.8 \times 10^4 \text{ yr} \left( \frac{v_{s,sh}}{95 \text{ km s}^{-1}} \right)^{1.12} \left( \frac{\rho_{sh}}{8.6 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (3.15)$$

que é da mesma ordem do tempo de cruzamento. Neste caso o resfriamento rápido determina a formação de uma camada, densa e fria em volta da nuvem que a protegerá contra a destruição, minimizando as instabilidades geradas pelo choque. A espessura dessa camada gerada em volta da nuvem vale:

$$d_{c,SSSF} \simeq 0.11r_n \left(\frac{v_{s,sh}}{95 \text{ km s}^{-1}}\right)^{4.73} \left(\frac{\rho_{sh}}{8.6 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}}\right)^{-1}, \quad (3.16)$$

a qual é da mesma ordem da espessura do material frio produzido em volta da nuvem nas simulações que serão apresentadas em seguida (veja a Figura 3.4).

As estimativas dos tempos característicos mostra então que  $t_{c,SSSF} \sim t_{cruz} \sim 2\tau_{R-T} \sim 2\tau_{K-H}$  e que as perdas radiativas têm um papel importante na evolução da nuvem após a interação com a frente de choque. Devido a isso a fragmentação da nuvem e a mistura do gás deverão ser menos eficientes do que aqueles obtidos nos casos adiabáticos e revisados anteriormente na literatura.

As Figuras 3.4, 3.5 e 3.6 ilustram as simulações numéricas radiativas deste trabalho. Como se pode notar, depois da interação a nuvem não é destruída como no caso adiabático, mas convertida em um longo filamento denso e frio que perdeu uma quantidade de massa menor do que aquela que teria perdido em uma interação adiabática. Claramente, como no caso adiabático (SA1), a nuvem sofre também uma compressão e um aquecimento devido à formação da onda de choque principal que começa a cruzá-la depois do impacto, alcançando uma temperatura de cerca  $10^4$  K. Enquanto a frente de choque interna comprime a nuvem, o fluxo de gás da frente de choque externa tira material das suas paredes, favorecendo assim a perda de massa. São dois então, os fenômenos principais que acontecem nesse tipo de interação: de um lado uma perda de massa contínua causada pelo arraste (gerado em consequência da diferença de densidade e velocidade que existe entre a nuvem e o MIS), e do outro lado, uma compressão e uma consequente re-expansão do núcleo da nuvem que modificam a sua estrutura geral.

No Modelo SR1, nas últimas fases da simulação, o núcleo da nuvem atinge uma velocidade normalizada ( $v_{n,N}$ , Eq. (3.5)) de 0.34. Isso significa que a nuvem pode adquirir, no máximo, uma velocidade igual a cerca 1/3 da velocidade da SSSF. Similarmente, nos Modelos SR2 e SR3, depois de  $50 t_{SC}$ , a velocidade normalizada fica igual a 0.4. As velocidades médias, calculadas sobre todo o tempo da interação, desde o momento do impacto até o momento em que a nuvem é destruída, são de  $17.3 \text{ km s}^{-1}$ ,  $20 \text{ km s}^{-1}$  e  $19.5 \text{ km s}^{-1}$  para os três modelos radiativos. Vale a pena ressaltar que estas velocidades, obtidas através de simulações numéricas, aproximam-se bem dos valores das velocidades das nuvens observadas no MIS de galáxias normais (veja por exemplo, Boyce & Cohen 1994). Analisando a evolução da velocidade de cada um dos modelos, mostrada na Figura 3.7, é possível notar que há uma tendência de as nuvens acelerarem-se antes de serem

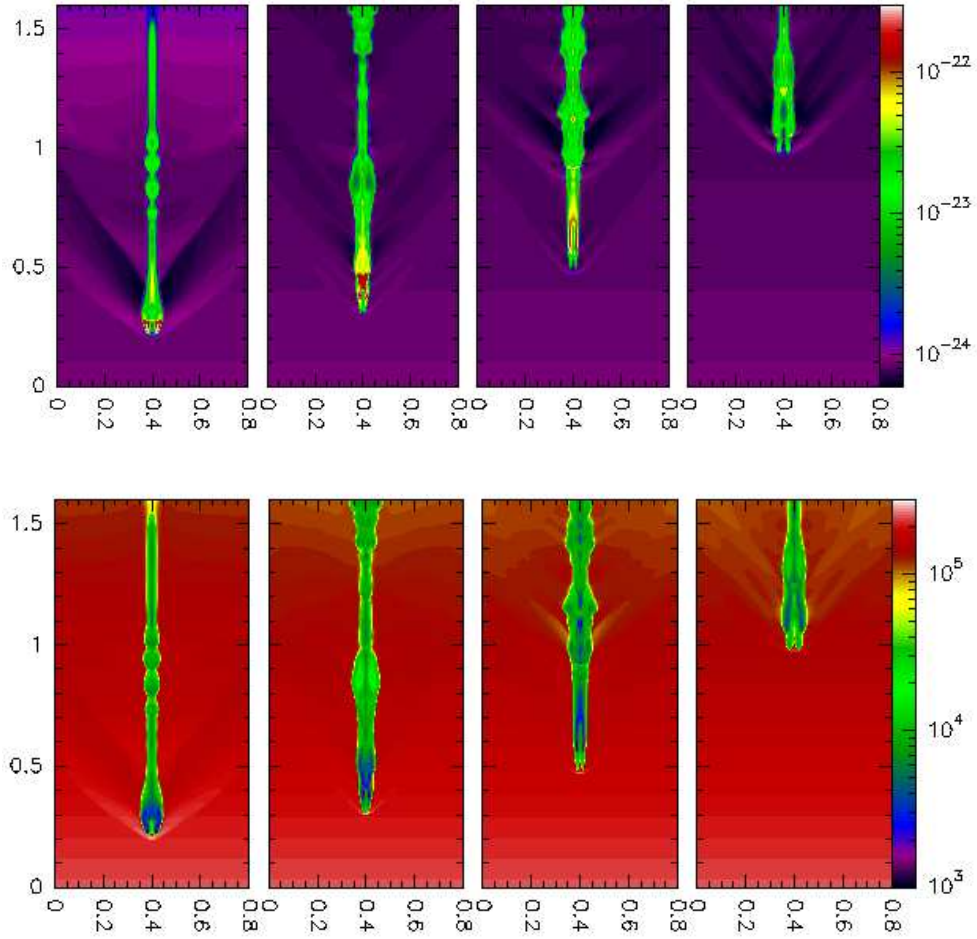


Figura 3.4: Modelo SR1. Distribuição de densidade (painel superior) e temperatura (painel inferior) em escala logarítmica da interação radiativa entre uma SSSF e uma nuvem. As condições iniciais são as mesmas descritas na Figura 3.3. Os intervalos temporais considerados são:  $t = 20 t_{SC}$  (a),  $t = 34 t_{SC}$  (b),  $t = 50 t_{SC}$  (c), e  $t = 74 t_{SC}$  (d) (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

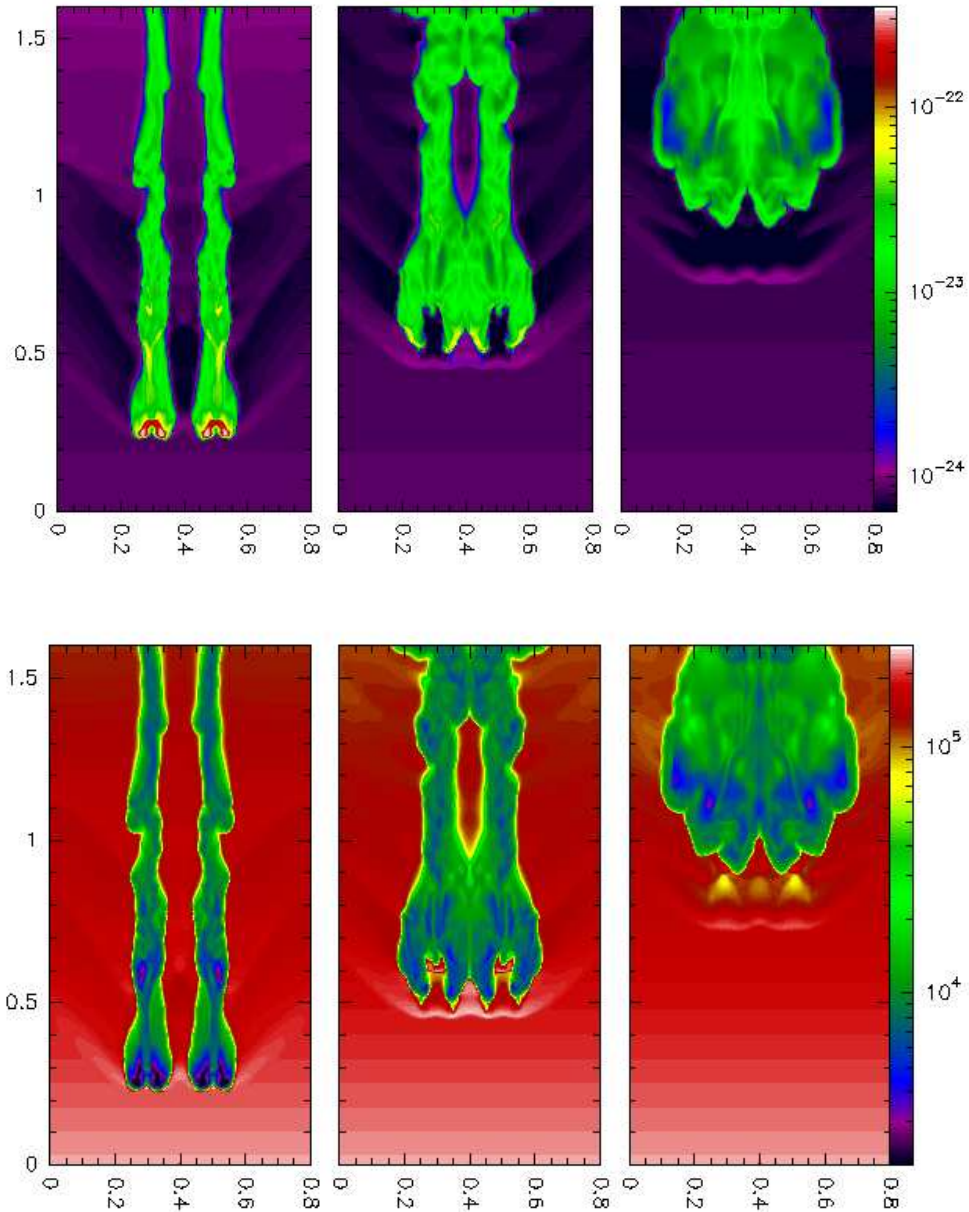


Figura 3.5: Modelo SR2. Mesma situação descrita na Figura 3.4, exceto que neste caso considera-se a interação entre a SSSF e duas nuvens. Os intervalos temporais são:  $t = 22 t_{SC}$  (a),  $t = 36 t_{SC}$  (b), e  $t = 46 t_{SC}$  (c) (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

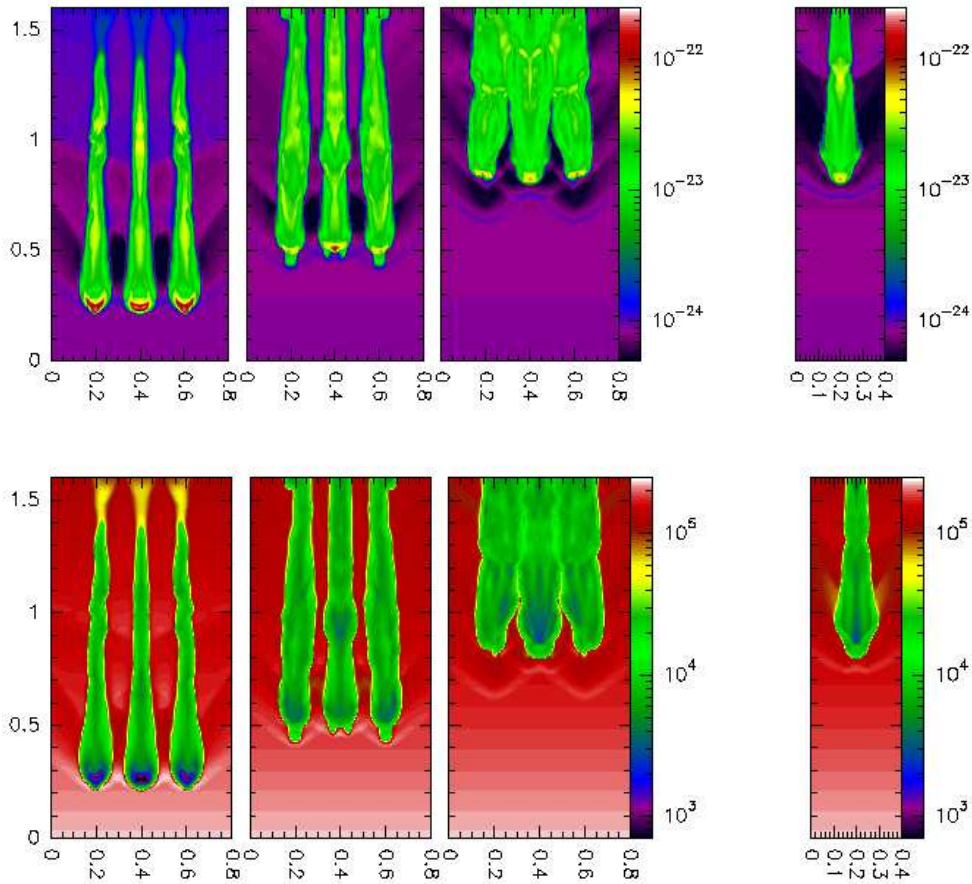


Figura 3.6: Modelo SR3. Mesma situação descrita na Figura 3.4, exceto que neste caso considera-se a interação entre a SSSF e três nuvens. Os intervalos temporais são:  $t = 20 t_{SC}$  (a),  $t = 34 t_{SC}$  (b) e  $t = 44 t_{SC}$  (c). No painel à direita é mostrada também a distribuição de densidade e de temperatura do plano Y-Z (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

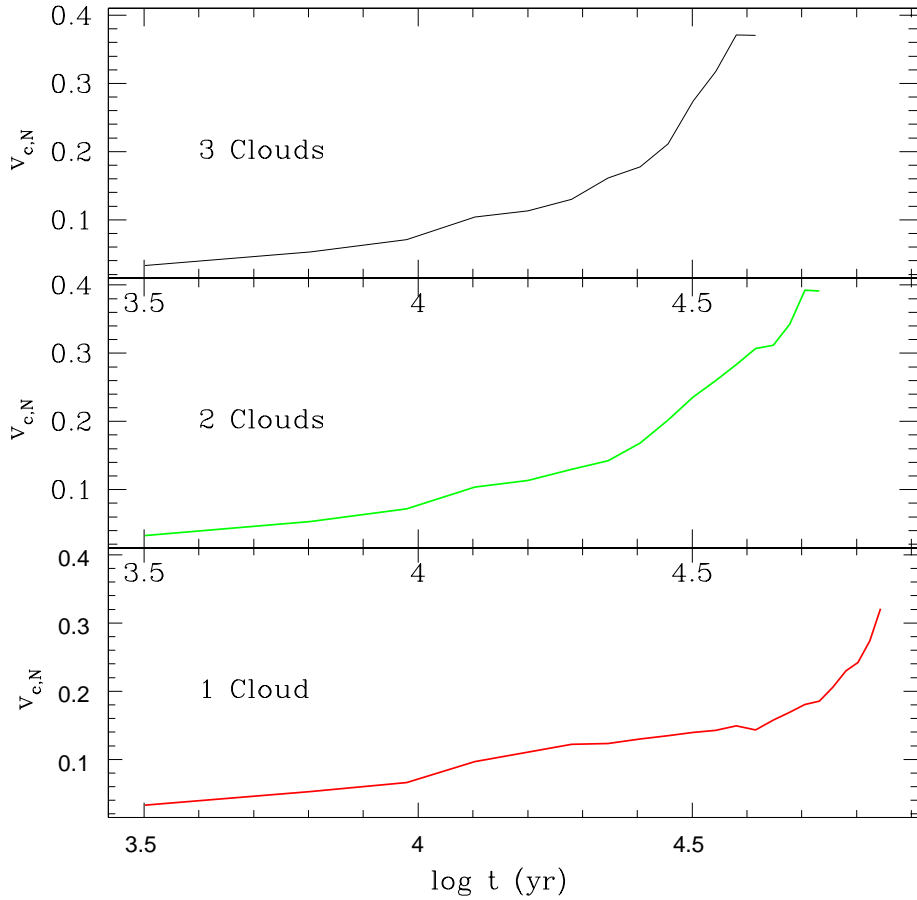


Figura 3.7: Evolução da velocidade das nuvens nos modelos SR1 (embaixo), SR2 (no centro) e SR3 (em cima). A velocidade é normalizada ao valor da velocidade da SSSF ( $v_{sh} = 104 \text{ km s}^{-1}$ ), enquanto o tempo é expresso em escala logarítmica (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

destruídas, em um tempo correspondente a  $\sim 26 t_{SC}$ . Isso pode ser explicado pelo fato de que nessa altura o núcleo já perdeu boa parte da própria massa, tornando mais eficiente o arraste causado pela SSSF sobre a nuvem.

Após haver analisado a evolução da velocidade, vamos agora descrever a evolução da massa. Para fazer isso, utilizaremos a definição de massa normalizada perdida em função do tempo,  $M_{l,n}$ , dada pela Eq. (3.6). No Modelo SR1, no qual se considera uma única nuvem, a destruição completa acontece depois de cerca de  $50 t_{SC}$ . Em  $t = 20 t_{SC}$  temos  $M_{l,n} = 0.1$  (ou seja, a nuvem perdeu apenas 10 % da própria massa), enquanto que em  $t = 34 t_{SC}$  temos  $M_{l,n} = 0.6$ . Somente no final da simulação, em  $t = 50 t_{SC}$ , a análise da densidade e da temperatura mostram que praticamente todo o gás que formava o núcleo da nuvem foi arrastado pela SSSF e disperso em filamentos alongados no MIS.

Em trabalhos anteriores, como o de KMC e de PFB02, nos quais se realizam simulações puramente adiabáticas, mostrou-se que o tempo máximo de destruição é aproximadamente  $t_{d,max} \simeq 3.5(r_n q^{0.5} v_{sh})$ . Utilizando esta expressão para o nosso caso, a nuvem deveria ter sido destruída depois de cerca  $1.8 \times 10^4$  anos, ou  $\sim 19 t_{SC}$ . Evidentemente este não foi o resultado que encontramos. De acordo com nossas simulações a este tempo a nuvem contém ainda a maior parte da sua massa. Isso se deve ao fato de que em interações envolvendo perdas radiativas (as quais descrevem as observações mais realisticamente), o resfriamento do gás chocado no impacto inibe o crescimento das instabilidades destrutivas e portanto, o processo de destruição das nuvens.

O mesmo resultado foi verificado nos outros casos dos modelos com duas (SR2) e três (SR3) nuvens (Figuras 3.5 e 3.6, respectivamente). Na presença de duas nuvens, a massa normalizada perdida após  $23 t_{SC}$  é  $M_{l,n} \sim 0.2$  e depois de  $36 t_{SC}$  é  $M_{l,n} \sim 0.7$ . Com três nuvens, temos  $M_{l,n} \sim 0.1$  após  $20 t_{SC}$ , e  $M_{l,n} \sim 0.8$  depois de  $34 t_{SC}$ .

A análise da evolução das três simulações radiativas acima envolvendo a interação de nuvens com uma frente de choque contínua (similar a um vento supersônico), indica que a nuvem esférica e homogênea no princípio da interação, tende a alongar-se em um filamento com densidade variável, porém sempre mais denso e mais frio que o MIS circundante. Este comportamento faz com que a mistura com o meio não seja muito eficiente: a nuvem termina por ser parcialmente destruída, mas a inibição das instabilidades destrutivas verificadas nos casos adiabáticos impede a completa dispersão do gás pelo MIS. Uma estrutura alongada remanescente de densidade  $\rho \sim 5 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$  e temperatura  $T \sim 5000 \text{ K}$  persiste desacoplada do MIS. Podemos então concluir que uma interação radiativa entre uma frente de choque e as nuvens do MIS é incapaz de destruí-las completamente. Também podemos verificar que o número de estruturas ou filamentos com densidade maior que  $1/e$  em relação à densidade inicial da nuvem, a qual define o fator de fragmentação  $f_{f,t}$  (Eq. 3.7), é o mesmo nas três simulações,  $f_{f,t} = 1$ . Isso significa que as nuvens não chegam a ser fragmentadas, mas simplesmente alongadas até um ponto em que o gás que estava contido no núcleo é quase que completamente perdido para o MIS devido ao arraste através deste.

### 3.3.3 Segundo conjunto de simulações

Depois de haver investigado as interações entre uma frente de choque contínua e uma ou mais nuvens, nesta seção vamos repetir os cálculos do primeiro conjunto levando-se em conta agora a presença de um fluxo ionizante de fótons UV. Especificamente, antes de introduzir a SSSF, o domínio computacional foi preenchido com um fluxo de fótons de intensidade  $S = 2 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ , correspondente à emissão de uma estrela de tipo O ou B, incidente a uma distância de 1 pc da nuvem (ou nuvens), possuindo uma temperatura



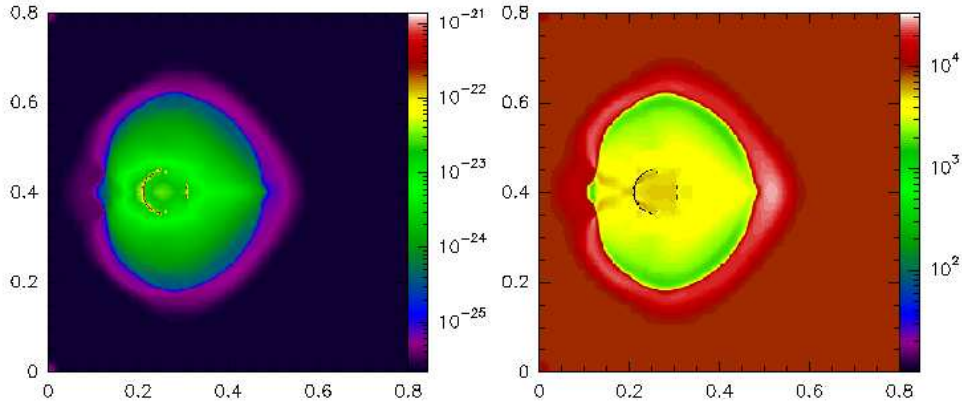


Figura 3.8: Modelo SRP1, antes do impacto com a SSSF. Distribuição de densidade (painel à esquerda) e temperatura (painel à direita) em escala logarítmica de uma nuvem de massa  $m_n \sim 0.001M_\odot$ , raio  $r_n=0.05$  pc e densidade  $\rho_n = 1.075 \times 10^{-22}$  g cm $^{-3}$ , exposta a um fluxo de fótons UV injetado do lado esquerdo do domínio computacional. O fluxo possui intensidade de  $S = 2 \times 10^{48}$  fótons s $^{-1}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

efetiva de  $6 \times 10^4$  K. As nuvens permaneceram imersas neste fluxo por um período de 6000 anos, conforme indica a Figura 3.8. Em seguida, a frente de choque contínua SSSF foi injetada a fim de reproduzir a interação entre uma frente de choque e uma nuvem que está foto-evaporando.

Conforme podemos verificar na Figura 3.8, a nuvem fotoioniza-se quase completamente e o núcleo atinge uma temperatura de  $10^4$  K muito rapidamente. Conseqüentemente, a nuvem torna-se transparente ao fluxo de fótons UV e o processo de fotoevaporação termina, após o qual o único fenômeno responsável pela evolução da nuvem é a expansão térmica do gás aquecido. Quando a SSSF impacta a nuvem nessas condições, produz-se um choque principal com uma velocidade menor que a da SSSF, mas com uma densidade bem maior. Este choque, que se destaca na Figura 3.9, tem uma densidade de  $\sim 6.4 \times 10^{-23}$  g cm $^{-1}$ , o qual é cerca de 75 vezes mais alta que a densidade inicial da SSSF injetada no começo da simulação.

A presença de um fluxo ionizante de fótons torna o problema substancialmente diferente daquele estudado no primeiro conjunto de modelos. A nuvem atingida pelos fótons é completamente diferente de uma nuvem neutra. A maior temperatura favorece a expansão através do MIS, tanto da nuvem quanto das flutuações de densidade e temperatura que ocorrem na superfície chocada da nuvem provocadas pelo desenvolvimento das instabilidades K-H e R-T. Isso reflete-se na evolução da nuvem chocada que, ao invés de fragmentar-se e dispersar-se pelo meio circunstante, ocupa um volume cada vez maior, com menor densidade e sem a formação de um núcleo neutro capaz de opor-se ao arraste pela SSSF.

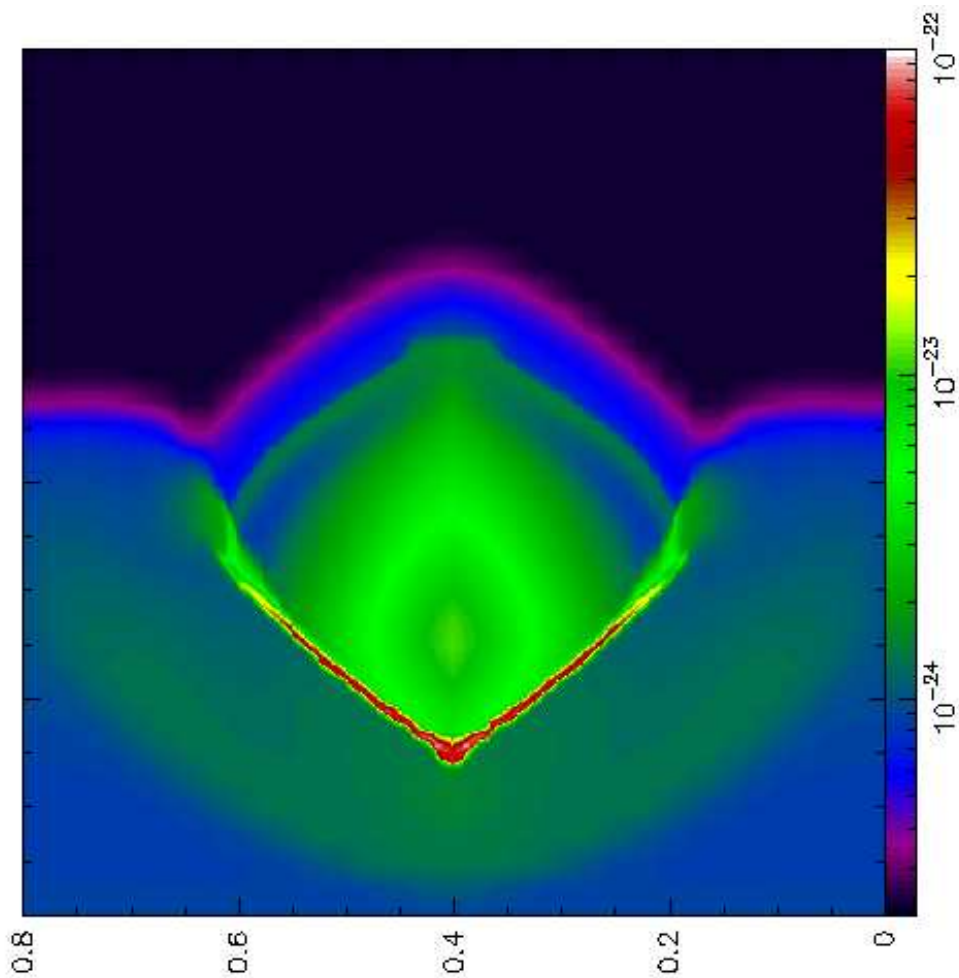


Figura 3.9: Perfil de densidade, em escala logarítmica, do Modelo SRP1 em um tempo  $t = 3.3 t_{SC}$ . As condições iniciais são as mesmas da Figura 3.4, exceto que neste caso a nuvem é também exposta a um fluxo de fótons UV, injetado na parte inferior do domínio computacional. O choque principal é produzido na interação entre a SSSF e o gás da nuvem que está fotoevaporando, e possui uma densidade de  $\sim 6.4 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

A evolução dos modelos com nuvens fotoionizadas SRP1 e SRP2 é mostrada nas Figuras 3.10 e 3.11. Nestas simulações a interação é mais intensa do que aquelas do caso sem a presença do fluxo de radiação UV. De fato, o contraste de densidade entre a nuvem e a frente de choque é somente de 1.7, ou seja 80 vezes menor que nos casos precedentes. Conseqüentemente, as nuvens são arrastadas e destruídas de uma forma bem mais eficiente, apesar da presença do resfriamento radiativo.

Os valores da velocidade relativa à velocidade da SSSF, ao final da simulação, em  $t = 34 t_{SC}$ , valem 0.5 no Modelo SRP1 e 0.57 no Modelo SRP2, maiores portanto, do que aqueles encontrados no primeiro conjunto de modelos sem a foto-evaporação, como podia ser esperado. Na Figura 3.12 pode-se observar a evolução da velocidade para os dois modelos ao longo do tempo. Devido à presença de um choque mais intenso e à menor densidade do núcleo central da nuvem, a velocidade média tem um valor também alto,  $36.7 \text{ km s}^{-1}$  para o Modelo SRP1 e  $44.5 \text{ km s}^{-1}$  para o Modelo SRP2.

É importante ressaltar que quando a SSSF é injetada no MIS, a densidade máxima da nuvem é de  $\sim 2.15 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ , o qual corresponde a somente 1/5 da densidade inicial da nuvem, em conseqüência do processo de ionização e expansão. Considerando este valor,  $\rho_{n, fot}$ , como o valor inicial da densidade da nuvem chocada, encontra-se que a massa de gás com densidade maior de  $\rho_{n, fot}/e$  corresponde somente ao 35% da massa inicial da nuvem. O restante 65% do gás já dispersou-se no MIS, ocupando um volume seis vezes maior do que o volume inicial. Mesmo assim, novamente não observamos uma mistura eficiente com o MIS. A nuvem chocada move-se com a SSSF, expande através do MIS, mas não é fragmentada, conservando ao final a forma de um filamento, mais expandido e rarefeito que os filamentos dos casos dos modelos do primeiro conjunto, e não completamente misturado com o MIS.

### 3.3.4 Terceiro conjunto de simulações

Neste conjunto, substituímos a frente de choque estacionária (SSSF) pela superfície de um remanescente de SN. Novamente, consideramos interações com uma ou duas nuvens sem a presença do fluxo de fótons UV (Modelos SNS1 e SNS2) e com uma ou duas nuvens com a presença do fluxo de fótons UV (Modelos SNP1 e SNRP2). Os resultados são mostrados nas Figuras 3.16, 3.17, 3.18 e 3.19.

Para estes modelos consideramos como condições iniciais aquelas típicas de um sistema com surto de formação estelar, como as galáxias de SB. Em virtude da alta taxa de explosões de SNs, o MIS deve possuir uma baixa densidade e uma alta temperatura e, conseqüentemente, as frentes de choque geradas nas explosões devem varrer uma massa de gás menor do que aquela que é observada no MIS de galáxias normais onde a densidade do meio difuso é  $n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ . Por essa razão, a frente de choque do RSN no

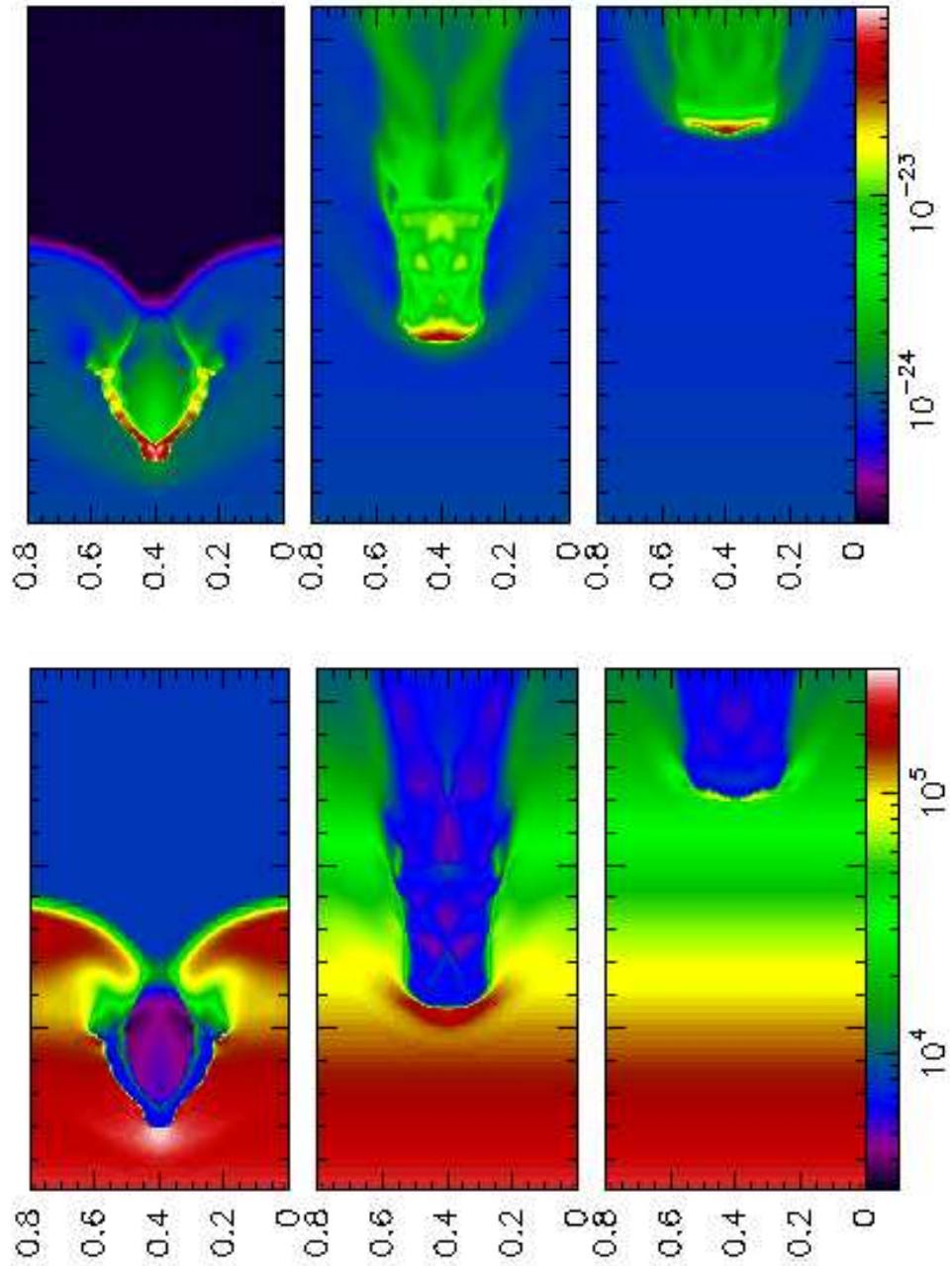


Figura 3.10: Modelo SRP1. Distribuição de densidade (painel superior) e temperatura (painel inferior), em escala logarítmica, da interação radiativa da SSSF com uma nuvem que está fotoevaporando. As condições físicas são as mesmas da Figura 3.9. Os intervalos temporais são:  $t = 6.8 t_{SC}$  (esquerda),  $t = 20.3 t_{SC}$  (centro), e  $t = 33.7 t_{SC}$  (direita) (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

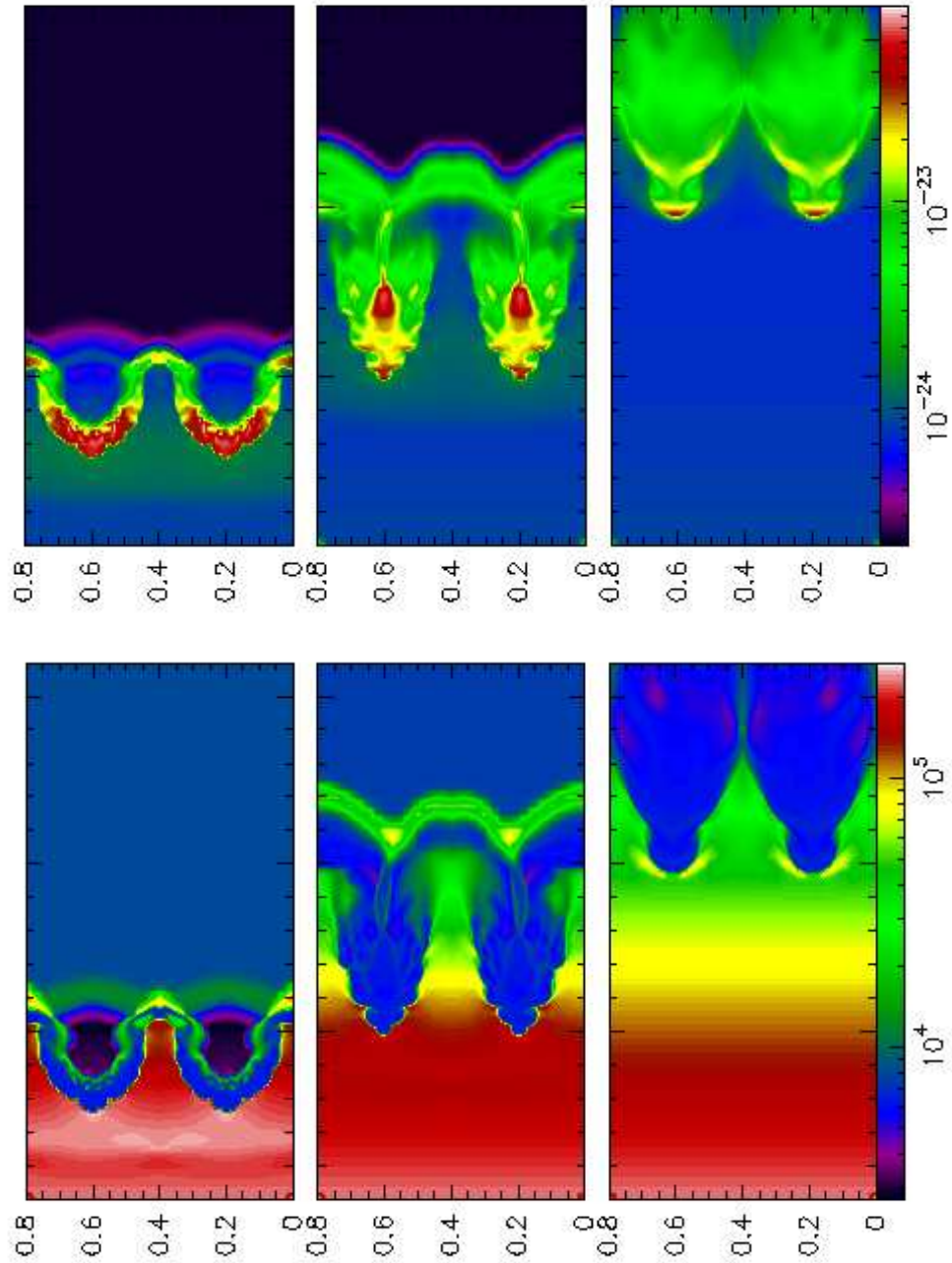


Figura 3.11: Modelo SRP2. O mesmo que na Figura 3.9, exceto que neste caso a interação da SSSF é com duas nuvens em fotoevaporação. Os passos temporais são:  $t = 6.8 t_{SC}$  (esquerda),  $t = 14 t_{SC}$  (centro), e  $t = 23 t_{SC}$  (direita) (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005)

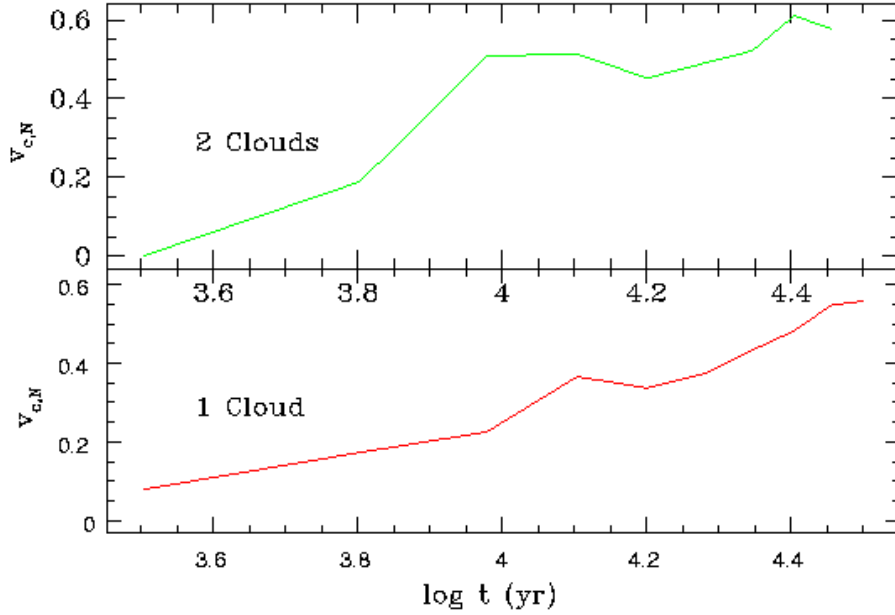


Figura 3.12: Evolução da velocidade das nuvens fotoionizadas dos Modelos SRP1 (painel inferior) e SRP2 (painel superior). A velocidade é normalizada ao valor da velocidade da SSSF e é expressa em escala logarítmica (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

conjunto de modelos desta seção possui uma densidade menor que a SSSF dos conjuntos de modelos 1 e 2. As nuvens, podem ter densidades diferentes dependendo do ambiente considerado. Caso as nuvens estejam em um ambiente sem radiação UV fotoionizante, a densidade adotada para a nuvem é  $\rho_n = 2.15 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ , enquanto que se o ambiente é completamente fotoionizado, a densidade adotada é  $\rho_n = 1.075 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$ . Em presença da radiação UV tomamos uma densidade,  $\rho_n$ , 500 vezes maior em virtude da maior pressão gerada pelos fótons no MIS onde as nuvens estão imersas e também devido à compressão que o fluxo de fótons acarreta quando atinge a superfície das nuvens (Bertoldi & McKee, 1990). A superfície do RSN tem uma espessura de 1 pc, uma velocidade de  $250 \text{ km s}^{-1}$ , uma densidade  $\rho_{sh} = 8.6 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$  ( $n_{sh} = 0.04 \text{ cm}^{-3}$ ) e uma temperatura  $T_{sh} = 8.2 \times 10^5 \text{ K}$ , escolhendo um RSN em uma fase adiabática e utilizando as relações obtidas no Capítulo 2 (veja-se também, por exemplo, os parâmetros típicos para um RSN apresentados por McCray 1992). Neste conjunto de simulações, ao contrário dos modelos estudados nas seções precedentes, as nuvens não podem ser consideradas *pequenas*. De fato, de acordo com a definição dada por KMC, uma nuvem pode ser considerada pequena em relação à dimensão da superfície do RSN quando seu raio satisfizer à condição:

$$r_n \ll \frac{h_{sh}}{q^{0.5}} \quad (3.17)$$



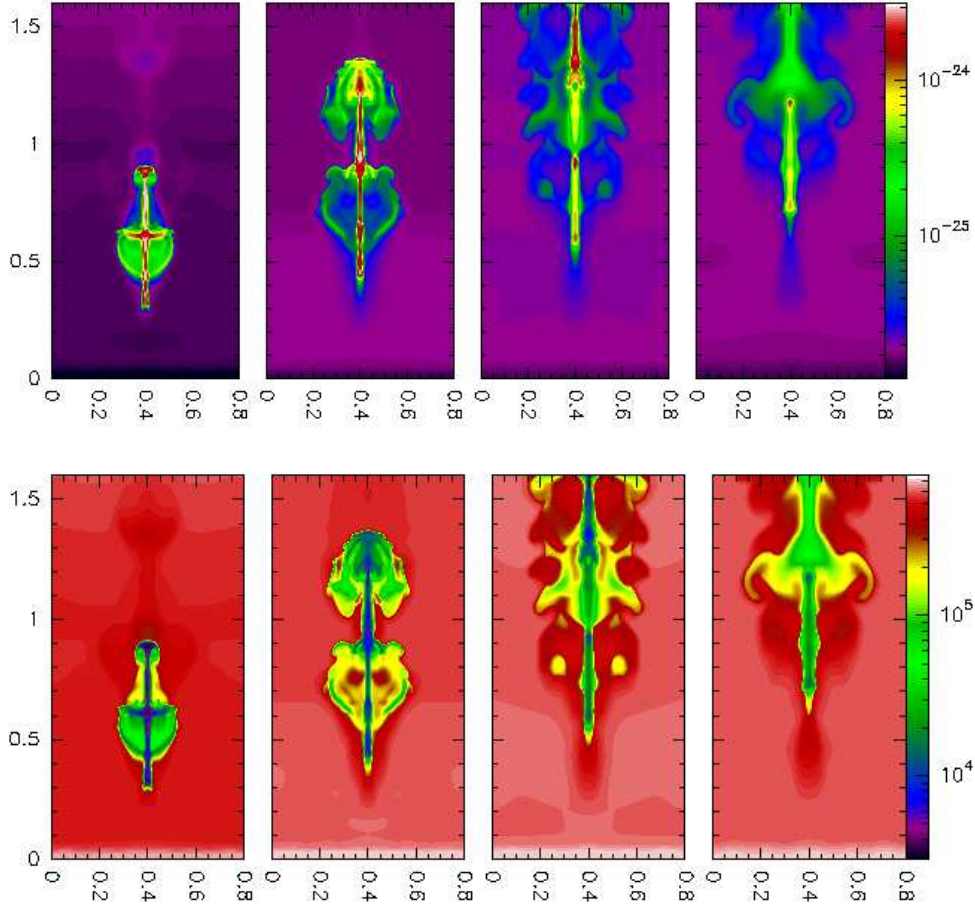


Figura 3.13: Modelo SNS1. Distribuição de densidade (painel superior) e de temperatura (painel inferior) em escala logarítmica da interação entre um RSN e uma nuvem. A nuvem tem uma densidade  $\rho_n = 2.15 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ , uma temperatura  $T_n = 100 \text{ K}$  e um raio inicial  $r_n = 0.05 \text{ pc}$ , e está imersa em um meio com densidade  $\rho_g = 2.15 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$  e temperatura  $T_g = 10^4 \text{ K}$ . O RSN é injetado na parte inferior do domínio computacional e propaga para cima em direção a nuvem com uma velocidade de  $250 \text{ km s}^{-1}$ , possui uma densidade  $\rho_{sh} = 8.6 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$  e uma temperatura  $T = 8.2 \times 10^5 \text{ K}$ . Os passos temporais correspondem a (da esquerda para a direita)  $t = 48 t_{SC}$ ,  $t = 81 t_{SC}$ ,  $t = 121 t_{SC}$ , e  $t = 162 t_{SC}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

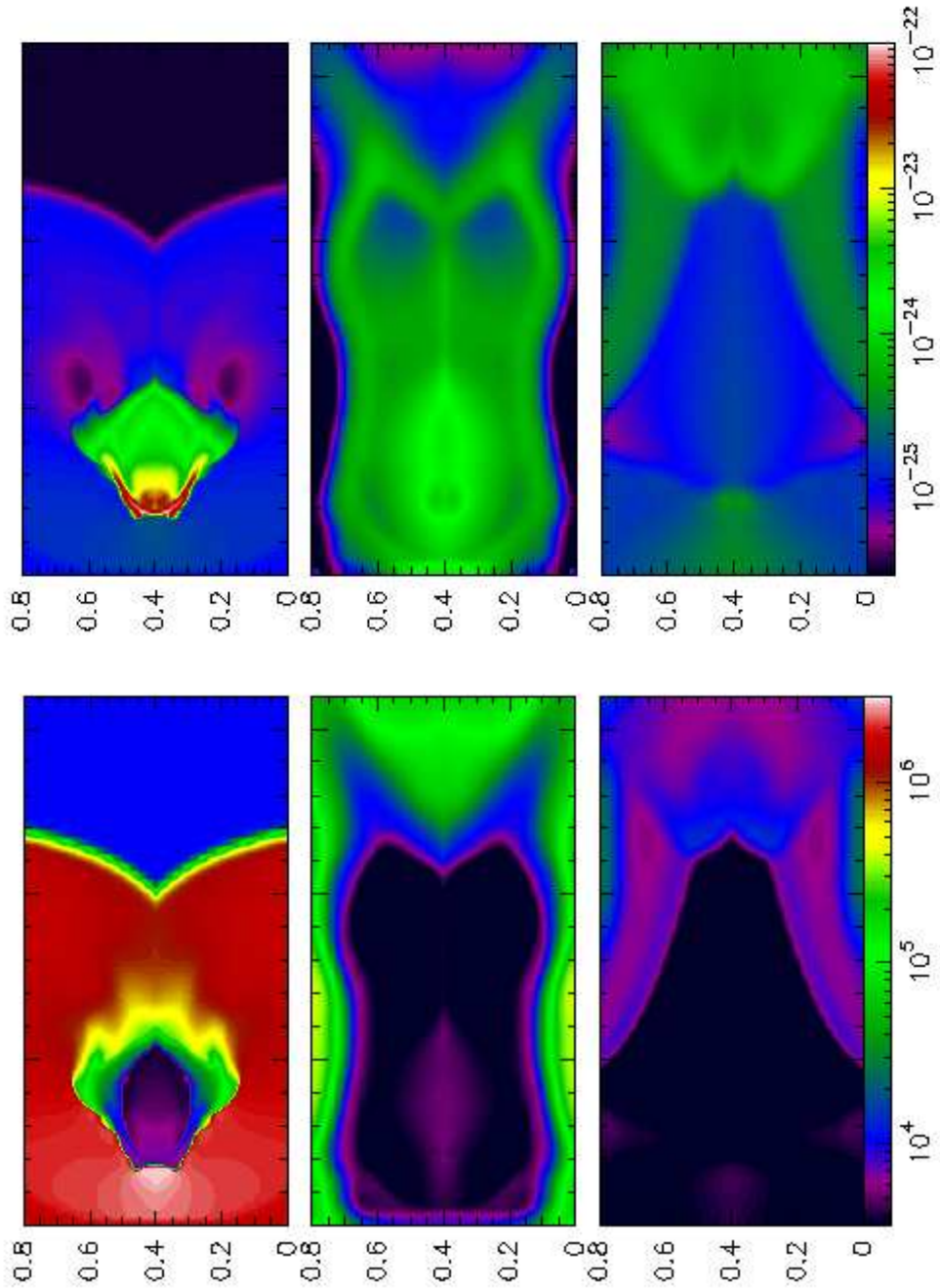


Figura 3.14: Modelo SNSP1. Distribuição de densidade (painel superior) e de temperatura (painel inferior) em escala logarítmica da interação entre um RSN e uma nuvem fotoionizada. A nuvem tem uma densidade  $\rho_n = 1.075 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$ , uma temperatura  $T_n = 100 \text{ K}$  e um raio inicial  $r_n = 0.05 \text{ pc}$ , e está imersa em um meio com densidade  $\rho_g = 2.15 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$  e temperatura  $T = 10^4 \text{ K}$ . O RSN é injetado na parte inferior do domínio computacional com uma velocidade de  $250 \text{ km s}^{-1}$ , uma densidade  $\rho_{sh} = 8.6 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$  e uma temperatura  $T = 8.2 \times 10^5 \text{ K}$ . Os passos temporais correspondem a (da esquerda para a direita)  $t = 8.1 \times 10^3 \text{ yr}$ ,  $t = 48.7 t_{SC}$ , e  $t = 129 t_{SC}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).



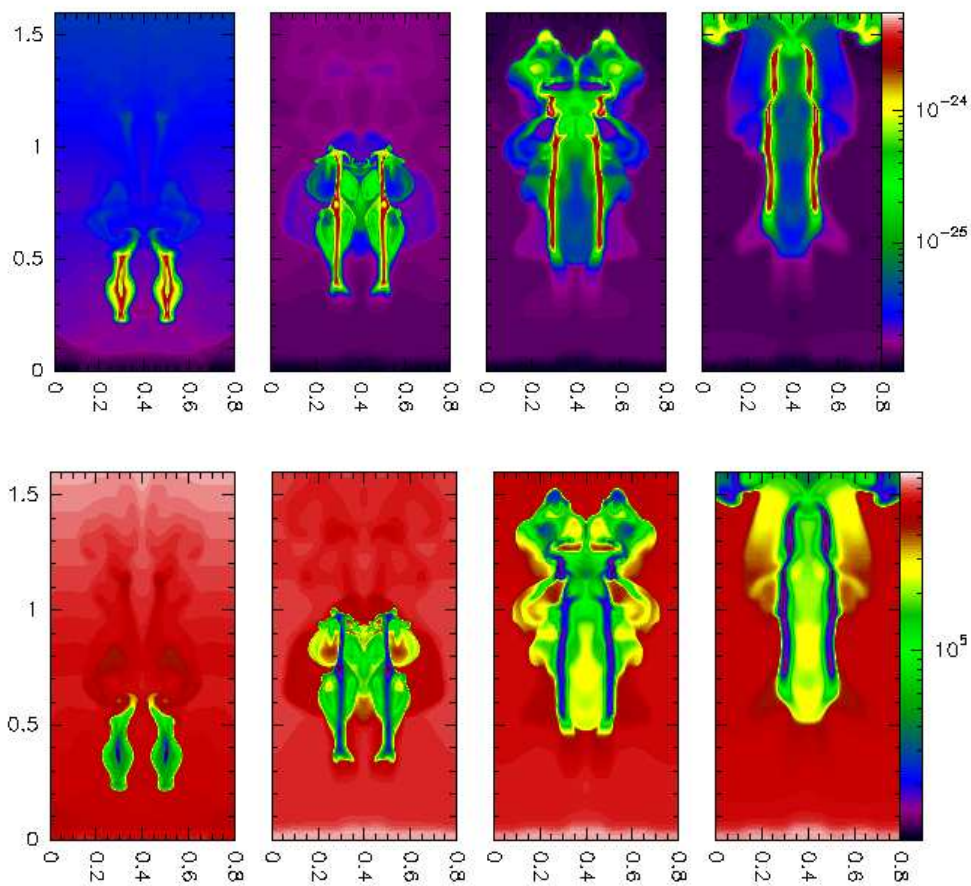


Figura 3.15: Modelo SNS2. Mesma situação que da Figura 3.13, exceto que neste caso a interação acontece entre um RSN e duas nuvens. Os passos temporais correspondem a (da esquerda para a direita)  $t = 48 t_{SC}$ ,  $t = 89 t_{SC}$ ,  $t = 129 t_{SC}$  e  $t = 162 t_{SC}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

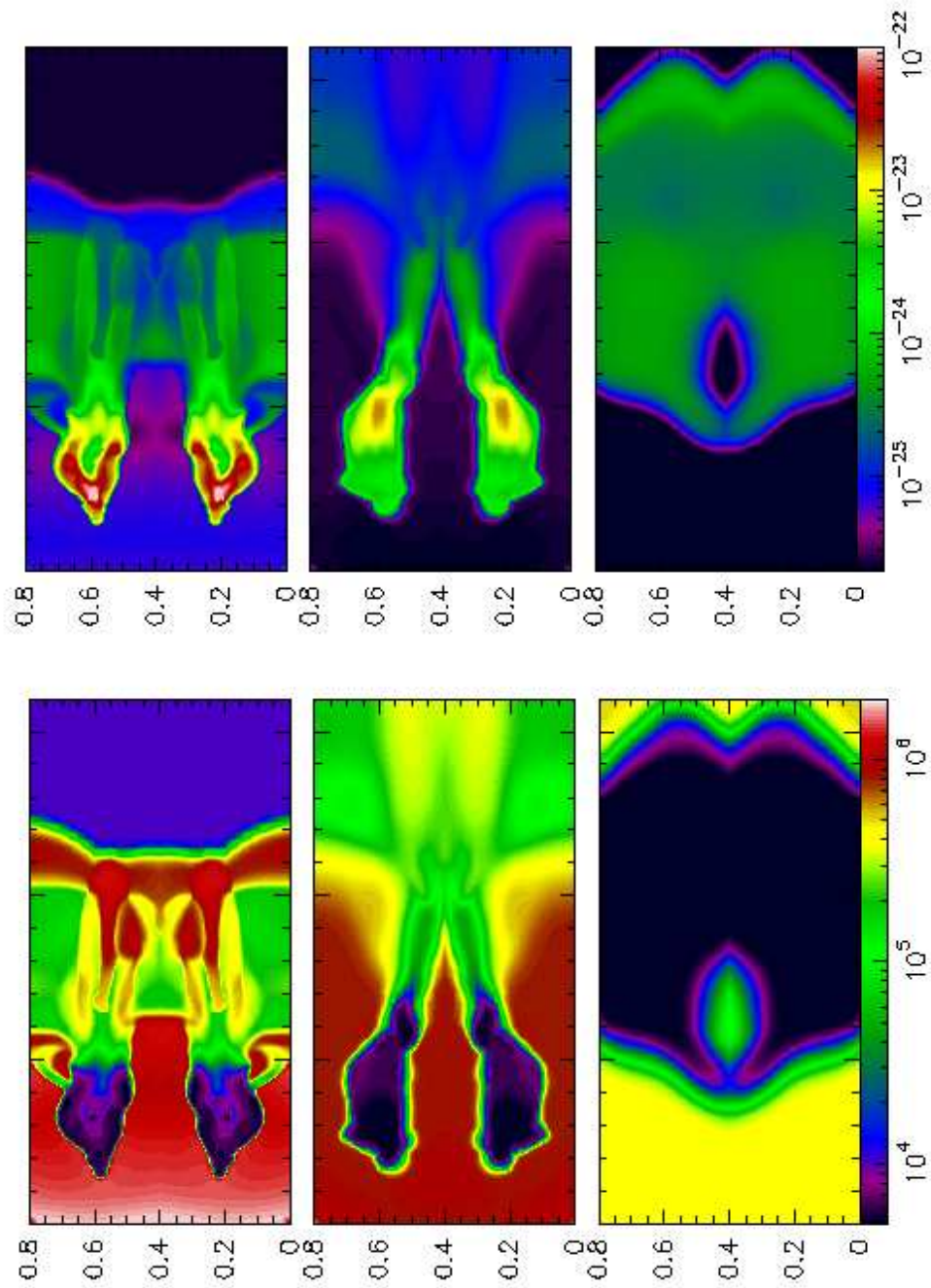


Figura 3.16: Modelo SNSP2. Mesma situação que da Figura 3.14, exceto que neste caso a interação acontece entre um RSN e duas nuvens foto-ionizadas. Os passos temporais correspondem a (da esquerda para a direita)  $t = 13 t_{SC}$ ,  $t = 27.6 t_{SC}$  e  $t = 97.4 t_{SC}$  (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

onde  $h_{sh}$  é a espessura da superfície e  $q$  o contraste de densidade entre esta e a nuvem. No presente estudo, tomamos o raio da nuvem da mesma ordem da razão dada pela Eq. (3.17), e por este motivo podemos esperar que a interação seja menos eficiente para causar a destruição da nuvem e favorecer a mistura do gás com o meio. Nos casos sem foto-evaporação das Figuras 3.13 e 3.15, podemos notar que a formação de filamentos e dispersão do gás é menos eficiente do que aquela produzida nas simulações numéricas precedentes.

Como nos outros casos, neste também temos que avaliar o tempo de resfriamento atrás do choque para ver se o caso radiativo pode levar a resultados diferentes do caso adiabático. Com um contraste de densidade  $q = 25$ , o choque principal mexe-se dentro da nuvem com uma velocidade  $v_{s,n} \sim 50 \text{ km s}^{-1}$ , enquanto o choque reverso que se propaga através da superfície do RSN tem uma velocidade  $v_{s,RSN} \sim 200 \text{ km s}^{-1}$ . Conhecendo-se os valores das velocidades, o tempo de resfriamento do choque reverso, como vimos na Secção 3.3.2, resulta ser:

$$t_{c,RSN} \sim 4.1 \times 10^5 \text{ yr} \left( \frac{v_{s,RSN}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{1.12} \left( \frac{\rho_{RSN}}{8.6 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (3.18)$$

maior que o tempo de cruzamento,  $t_{cruz} \sim t_{SC} q^{0.5} \sim 1.9 \times 10^3 \text{ yr}$ . O tempo de resfriamento, neste caso é muito grande e isso deve-se á baixa densidade da superfície do RSN. O tempo de resfriamento do gás do MIS chocado é também longo ( $\sim 10^6 \text{ yr}$ ), já que a densidade é ainda menor. Por outro lado, o tempo de resfriamento do gás chocado dentro da nuvem é bem menor:

$$t_{c,c} \sim 1.8 \times 10^4 \text{ yr} \left( \frac{v_{s,n}}{50 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-3.58} \left( \frac{\rho_n}{2.15 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (3.19)$$

correspondendo a  $9t_{cruz} \sim 47 t_{SC}$ . Mesmo sendo maior que o tempo de cruzamento, o tempo de resfriamento do gás chocado dentro da nuvem é pequeno o bastante para exercer um papel importante na evolução da interação, permitindo a criação de uma camada mais fria e densa ao redor da nuvem, blindando-a parcialmente do impacto do RSN. A espessura dessa camada fria em volta da nuvem vale, para velocidades menores de  $80 \text{ km s}^{-1}$  (Secção 3.3.2; Hartigan et al. 1987):

$$d_{c,n} \sim 0.3r_n \left( \frac{v_{s,n}}{50 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-4.51} \left( \frac{\rho_n}{2.15 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (3.20)$$

o qual é compatível com o valor obtido nas simulações numéricas (ver e.g., Figura 3.13).

As nuvens dos Modelos SNS1 e SNS2 são aceleradas com uma eficiência menor do que aquela obtida nas interações com uma SSSF, e formam filamentos com uma temperatura de  $\sim 5 \times 10^3 \text{ K}$  e uma densidade de  $\sim 2.15 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-24}$  que se alongam cada vez mais

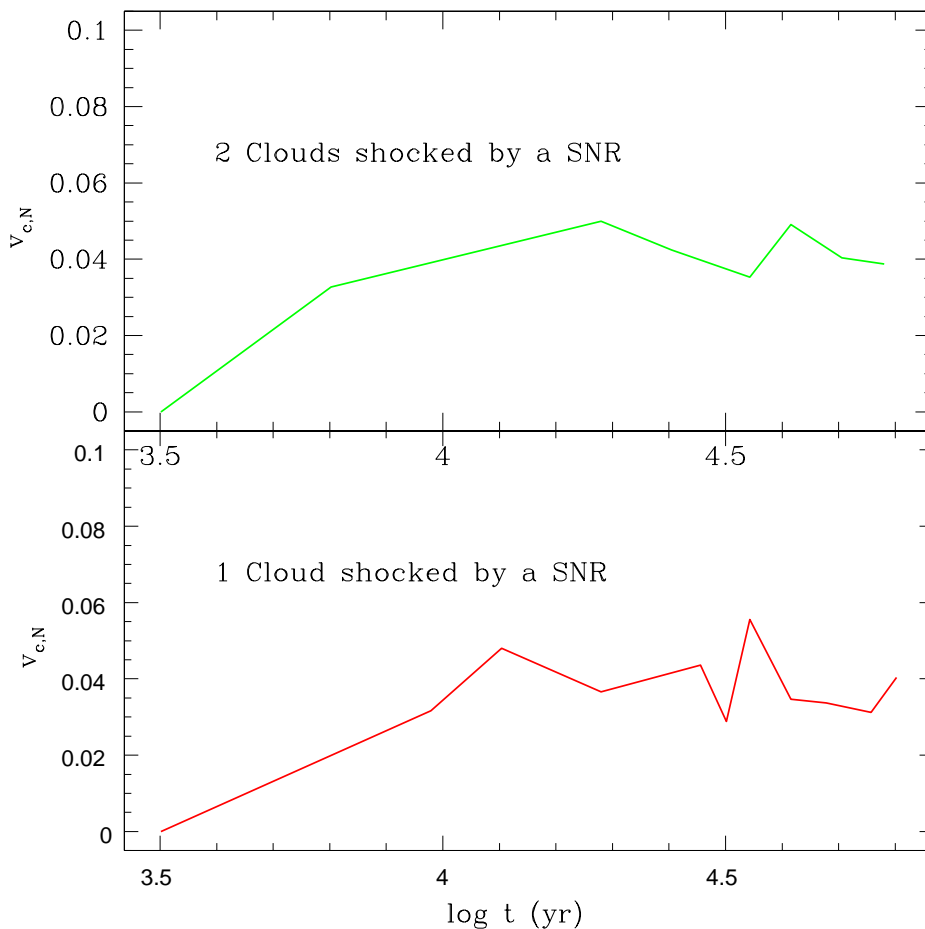


Figura 3.17: Evolução da velocidade para os Modelos SNS1 (embaixo) e SNS2 (em cima). O valor da velocidade é normalizado ao valor da velocidade do RSN e é expresso em escala logarítmica (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

com o passar do tempo. A velocidade dos filamentos, normalizada à velocidade do RSN, após um tempo de  $129 t_{SC}$  é somente 0.04, tanto para a interação com uma nuvem, como para a interação com duas nuvens. A evolução da velocidade, ao longo de todo o tempo das simulações, é mostrada na Figura 3.17.

Depois de  $162 t_{SC}$ , o qual corresponde ao tempo total da simulação, a nuvem do Modelo SNS1 tem uma perda de massa, relativa à sua massa inicial,  $M_{l,n} = 0.5$ , o que significa que metade da massa da nuvem está ainda sob forma de nuvem filamentar, e não misturou-se ao MIS. Praticamente a mesma coisa acontece para o Modelo SNS2. Depois de  $56 t_{SC}$  resulta  $M_{l,n} = 0.2$ , e depois de  $162 t_{SC}$  resulta  $M_{l,n} = 0.8$ . Além de perder a própria massa com uma baixa eficiência, as nuvens quase não são fragmentadas e a nuvem filamentar sobrevive ao longo de toda a simulação. Tais filamentos possuem uma largura de cerca 0.03 pc, a qual corresponde a 1/3 da largura da nuvem inicial. As

instabilidades K-H tem um comprimento de onda característico (veja-se a Eq. 3.9) tal que  $(2\pi/\lambda_{kh})r_n \sim 1$ . Se no lugar de  $r_n$  substituimos a semi-largura do filamento, obtemos que o comprimento de onda  $\lambda_{kh}$  mais destrutivo é de  $\sim 0.1$  pc, o qual corresponde a 64 pontos de grade nas nossas simulações. Isso mostra que a ausência do desenvolvimento de instabilidades destrutivas e a conseqüente sobrevivência dos filamentos não é causada por baixa resolução numérica, mas deve-se às perdas radiativas, conforme já discutido nas seções precedentes.

Quando consideramos o fluxo de fótons UV ionizantes, os resultados mudam completamente (como pode ser visto nas Figuras 3.14 e 3.16). A fotoevaporação inicial permite a expansão e a perda de massa da nuvem ainda antes da incidência do RSN no domínio computacional, e o choque principal que se forma nessa situação destrói a nuvem de uma forma muito mais eficaz. A nuvem é acelerada a uma velocidade máxima que corresponde a 8% da velocidade da frente de choque do RSN ( $v_{n,N} = 0.08$ ), e por causa da alta temperatura (maior que 5000 K) garantida pelo fluxo de fótons UV, o gás chocado da nuvem expande-se mais rapidamente do que nas simulações dos conjuntos 1 e 2, ocupando o volume circundante à região da interação. Não se observa nenhum tipo de fragmentação e o núcleo da nuvem desaparece rapidamente, como indicam as Figuras 3.14 e 3.16. Nessa situação a mistura é altamente eficiente e após  $129 t_{SC}$ , a densidade do MIS aumenta até um valor de  $2.15 - 6.4 \times 10^{-25}$  g cm $^{-3}$ , o qual é cerca dez vezes superior à densidade inicial.

## 3.4 Discussão dos resultados

### 3.4.1 Velocidade das nuvens

Em primeira aproximação, a equação que descreve a velocidade de uma nuvem chocada por uma onda de choque, é:

$$m_n \frac{dv_n}{dt} \sim v_{sh}^2 \Sigma_n \rho_{sh} \quad (3.21)$$

onde  $\Sigma_n$  é a seção de choque da nuvem,  $m_n$  a sua massa e  $\rho_{sh}$  a densidade da frente de choque que a impacta. Com a ajuda da Eq. (3.5), resulta então que a velocidade, normalizada à velocidade do choque, vale:

$$v_{n,N} \sim \frac{v_{sh} \Sigma_n \rho_{sh} t}{m_n} \quad (3.22)$$

onde consideramos a massa da nuvem, a sua seção de choque e a densidade da frente de choque constantes no tempo. Substituindo a velocidade do choque adotada nas nossas simulações, resulta que a velocidade normalizada dos conjuntos 1 e 2 é  $v_{n,N} \sim 10^{-5}t$ , e a

velocidade normalizada do terceiro conjunto é  $v_{n,N} \sim 1.5 \times 10^{-4}t$ , onde o tempo é expresso em anos.

Comparando o valor da velocidade estimado analiticamente com o valor obtido das simulações numéricas podemos concluir que os resultados dos modelos do primeiro e do segundo conjunto estão em concordância com os resultados teóricos, enquanto que os resultados do terceiro conjunto diferenciam-se de cerca um fator 100 do resultado previsto pela Eq. (3.22). De fato, após  $5 \times 10^4$  anos, as nuvens dos conjuntos de modelos 1 e 2 deveriam apresentar (de acordo com a Eq. 3.22)  $v_{n,N} \sim 0.5$ , enquanto que as nuvens do terceiro conjunto deveriam apresentar  $v_{n,N} \sim 5$ . Esta diferença deve-se ao fato de que no terceiro conjunto de modelos, as nuvens não são atingidas por uma frente de choque contínua estacionária, mas por uma estreita superfície descontínua (RSN) a qual interage ativamente com a nuvem por um menor tempo, de cerca 4000 anos, correspondente a  $\sim 1/10$  do tempo da simulação completa. Além disso, embora cause um efeito menor, é preciso lembrar que a Eq. (3.22) considera nuvens com massa e secção de choque constantes, o que não é uma aproximação muito precisa, ainda mais nos casos em que a nuvem adquire uma morfologia filamentar.

A evolução da velocidade da nuvem depende da sua densidade, massa, geometria, e também da densidade e velocidade da frente de choque incidente (SSSF ou RSN). Quando se consideram as perdas radiativas, a destruição e a fragmentação da nuvem são retardadas, como vimos anteriormente, e por isso podemos esperar que uma nuvem chocada por uma frente de choque onde as perdas radiativas são importantes, desloque-se sobre distâncias maiores que uma nuvem onde estas não são relevantes. Utilizando a Eq. (3.22) podemos avaliar o caminho máximo ( $L_M$ ) que uma nuvem pode se deslocar após ser chocada e antes de ser destruída:

$$L_M \sim 2\psi v_{c,N} r_n(\text{pc}) \quad (3.23)$$

onde  $\psi$  é:

$$\psi = \frac{t_{\text{des}}}{t_{SC}} \quad (3.24)$$

$t_{\text{des}}$  é o tempo de destruição da nuvem e onde o deslocamento é expresso em unidades de raios da nuvem. Com um valor para  $\psi$  maior de 100 (inferido nas simulações), resulta que a nuvem pode ser deslocada por uma distância de até 30 vezes o próprio raio, o qual é um valor dez vezes mais alto do que aquele obtido em simulações adiabáticas (KMC).

### 3.4.2 Perda de massa

Depois da fase de compressão, causada pela interação com uma SSSF ou um RSN descrita ao longo deste Capítulo, verificamos que o gás da nuvem começa a expandir-se no MIS e

uma parte dele é também arrastada pela passagem da frente de choque. Estes fenômenos causam um aumento do volume ocupado pela nuvem e por uma diminuição global de sua densidade interna e, em princípio, poderiam acarretar uma mistura entre o gás da nuvem e do MIS e levar a um aumento geral da densidade ambiental. Porém, mostramos em quase todas as simulações precedentes que a passagem da frente de choque não tem a eficiência necessária para destruir a nuvem e determinar a mistura com o MIS esperada. O único caso onde isso acontece é quando se leva em conta a presença da radiação ionizante UV em um ambiente de SB. Nesse caso observa-se aumento da densidade do MIS e mistura de gás. É preciso ressaltar, porém, que nesse caso o principal responsável pela destruição da nuvem não é a passagem da frente de choque, mas sim a fotoevaporação. Considerando-se a perda de massa aproximada obtida das simulações numéricas do terceiro conjunto de modelos que apresentam a fotoevaporação, o tempo de destruição é de cerca 20000 anos, e a correspondente taxa de perda de massa é  $\dot{m}_n \sim 5 \times 10^{-5} m_n M_\odot \text{ yr}^{-1}$ .

Quando se considera o caso da interação do RSN sem foto evaporação, porém, os resultados são muito diferentes. A formação de uma camada fria e densa em volta da nuvem como resultado do resfriamento do material chocado, protege-a diminuindo a eficiência com a qual o gás é misturado ao meio difuso. Como conseqüência formam-se filamentos com densidades até 100 vezes maior que a densidade do MIS e temperaturas 50 vezes menores. Estes conservam-se como fase distinta do MIS por um período maior que o tempo de destruição da nuvem inferido nos estudos adiabáticos (KMC; PFB02). Tais estruturas são realmente observadas em ambientes SBs e em ventos galácticos (veja, por exemplo, Cecil et al. 2001) e nesses casos não devem contribuir para o aumento da densidade do MIS. Esse resultado será fundamental para a evolução do gás energizado por SNs em ambientes de SB, como veremos no próximo Capítulo.

### 3.4.3 Fragmentação e destruição das nuvens

Como foi mostrado nas simulações, em nenhuma das interações observa-se uma fragmentação significativa das nuvens. Além disso, a mistura do gás da nuvem com o meio resulta ser desprezível quando comparado a mistura obtida nos casos adiabáticos, e a perda de massa é causada principalmente pelo arraste do gás que a passagem da frente de choque (SSSF ou RSN) produz na superfície da nuvem e bem menos pelo desenvolvimento da onda de choque interna responsável pela compressão e conseqüente re-expansão do gás. Antes de terminar este estudo, precisamos então entender porque a nuvem não se fragmenta e não se destrói tão eficientemente como nos casos adiabáticos.

Fundamentalmente podemos distinguir dois pontos principais. O primeiro é que a massa e a morfologia das nuvens mudam com o passar do tempo. Depois do impacto com a frente de choque, e devido ao arrasto de gás causado por ela, a nuvem esférica torna-se

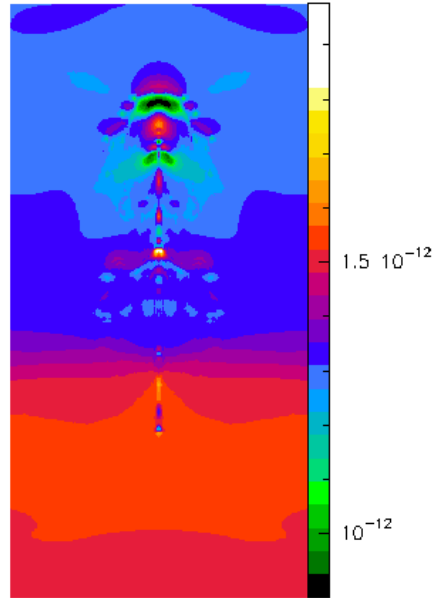


Figura 3.18: Modelo SSN1: distribuição da pressão, em escala logarítmica, em um tempo  $t = 81t_{SC}$ . O valor da pressão máxima é cerca de duas vezes o valor da pressão mínima, confirmando assim um baixo gradiente sobre o inteiro domínio computacional (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).

um filamento mais denso e mais frio que o MIS, com uma secção de choque menor que a secção de choque original da nuvem. Esta mudança de geometria acaba reduzindo a eficiência do impacto com a SSSF ou com o RSN e faz com que a onda de choque interna nunca consiga cruzar completamente o filamento gerado. Este ponto é crucial: a onda de choque interna torna-se importante no processo de destruição da nuvem depois de cruzá-la completamente, mas isso dificilmente acontece quando a nuvem muda a própria geometria esférica para uma geometria fortemente alongada na direção de propagação da onda.

O segundo ponto importante é que as instabilidades destrutivas são dissipadas mais rapidamente em um gás sujeito a resfriamento radiativo do que em um gás adiabático. Este fato favorece a sobrevivência dos filamentos, pois inibe a evolução das instabilidades K-H e R-T e preserva sua estrutura mais compacta e separada do gás do MIS. O filamento gerado tem densidade e temperatura diferentes daquelas do MIS, mas tem praticamente a mesma pressão, como pode ser observado na Figura 3.18. O baixo gradiente de pressão é também uma consequência das perdas radiativas, as quais contribuem para abaixar a temperatura das regiões mais densas sem influenciar muito a temperatura das regiões mais rarefeitas, favorecendo assim um equilíbrio geral da pressão no ambiente considerado.



### 3.5 Conclusões

As interações entre uma (ou mais) nuvem(s) e uma frente de choque produzem dois efeitos principais: uma perda de massa provocada pelo arraste (*drag*) que a passagem da onda produz sobre o gás da nuvem, e uma compressão e re-expansão das nuvens provocados pela formação da onda de choque principal no interior da nuvem. Se tomamos a taxa típica de perda de massa avaliada em interações adiabáticas (KMC), as nuvens consideradas neste estudo deveriam ser destruídas dentro de um tempo de 18000 anos aproximadamente. Porém, nas nossas simulações radiativas elas conseguem sobreviver por um tempo de  $\sim 36000$  anos. Esta diferença reflete-se concretamente na evolução do MIS e, em geral, dos ambientes galácticos onde há uma presença de ondas de choques.

A primeira consequência é o baixo aumento na densidade ambiental que poderia ser gerado nesse tipo de fenômeno. O gás da nuvem não só é perdido com menor eficiência, mas também não se mistura muito com o gás do MIS. O segundo aspecto importante é a formação de filamentos mais densos e mais frios que o MIS, que não se fragmentam em tempos curtos e preservam a sua estrutura mesmo depois da passagem da frente de choque. Este resultado é mais evidente quando a interação acontece com uma única nuvem; em presença de duas ou três nuvem a dispersão e a perda de massa torna-se um pouco maior, devido a uma interação entre as próprias nuvens e a um aumento da turbulência lateral, mas mesmo assim menos importante que nos casos adiabáticos (PFB02). As nuvens são então mais aceleradas, parcialmente fragmentadas e o gás é minimamente espalhado no MIS. Somente em presença de um fluxo de fótons UV a dispersão do gás da nuvem seguida do aumento de densidade ambiental torna-se significativo devido principalmente ao efeito de foto evaporação.

Vale a pena lembrar que nesta primeira etapa do estudo estamos focalizando a nossa atenção sobre escalas pequenas, da ordem de alguns pc. O objetivo era entender como o gás evolui em presença de ondas de choque geradas por diferentes fenômenos energéticos do MIS. Os mesmos fenômenos devem ocorrer também em nuvens e estruturas maiores, e nesse caso as consequências podem ser muito diferentes, como mostraremos mais para frente nesta tese, no Capítulo 5. As interações terão implicações importantes para a evolução do MIS das galáxias e também poderão gerar condições favoráveis para se ter formação estelar.

Os resultados deste capítulo foram publicados em artigo na A&A (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005, Apêndice E).

# Capítulo 4

## Energização de regiões com intensa formação estelar

Após havermos investigado as interações entre RSN e nuvens do MIS, as quais se tornam importantes em regiões de dimensões de alguns parsecs, neste capítulo vamos examinar os processos energéticos que ocorrem em uma região de intensa formação estelar. Essas regiões possuem em geral dimensões de centenas de parsecs e, graças à intensa formação estelar possuem, como vimos no Capítulo 2, altas taxas de explosões de SNs, as quais deverão determinar um eficiente aquecimento do MIS. Neste capítulo, examinaremos em detalhe a eficiência desse aquecimento e veremos como este afeta a evolução global do MIS e também a formação de ventos galácticos.

### 4.1 Introdução

O gás aquecido pelas SNs pode adquirir uma velocidade de expansão maior que a velocidade de escape e deixar a galáxia hospedeira sob forma de um vento supersônico. Ventos galácticos são realmente observados em muitas galáxias de SB (Lehnert & Heckman, 1986). A matéria ejetada pelas SNs pode então ser transportada para fora da galáxia por estes ventos, afetando a evolução química do MIS. A eficiência desse processo depende, entre outros fatores, da eficiência de aquecimento pelas SNs (EA), a qual corresponde a fração de energia produzida pelas SN ( $E_{SN}$ ) que não é irradiada, mas sim armazenada no gás sob forma de energia interna e mecânica,  $EA = E_g/E_{SN}$ , onde  $E_g$  representa genericamente a energia total do gás.

Uma região de SB (como vimos no Capítulo 2) é caracterizada por uma alta taxa de explosões de SN, as quais ocorrem em um volume relativamente pequeno ( $\sim 100^3$  pcs<sup>3</sup>); nessa situação os RSN podem interagir uns com os outros, gerando bolhas ou super-bolhas de gás a alta temperatura e baixa densidade, como discutido no Capítulo 2. Larson (1974), em um importante trabalho sobre a formação monolítica das galáxias, compara o tempo

de resfriamento,  $t_c$ , o qual define como a escala de tempo que o RSN leva para emitir 50% da sua própria energia, com o tempo de interação dos RSNs,  $t_{int}$ , definido como o tempo necessário para que os remanescentes ocupem 60% do volume da região de SB. As perdas radiativas do sistema são importantes se  $t_c \leq t_{int}$ . Na sua avaliação, Larson estimou que a energia transmitida pelos RSN ao gás corresponde a cerca o 10% da energia injetada. Este valor foi usado em vários estudos sobre SBs (Babul & Rees 1992; Murakami & Babul 1999). Considerando a energia dos RSN que já alcançaram a fase radiativa, outros autores (Bradamante et. al. 1998; Ferrara & Tolstoy 2000; Recchi et al. 2001) encontraram e utilizaram um valor para EA ainda menor, da ordem de  $\sim 3\%$ , principalmente no caso de galáxias anãs.

Valores tão baixos para EA foram questionados por muitos autores. Quando a taxa de explosão de SNs é muito alta, poder-se-ia esperar o aquecimento e expansão eficientes do meio. Devido à baixa densidade ambiental, o resfriamento do gás, que é proporcional ao quadrado da densidade, seria então baixo o suficiente para se assumir um valor de EA muito próximo a 1 (ou seja, a energia injetada pelas SNs seria praticamente toda convertida em energia mecânica e interna do gás, ao invés de irradiada). Dekel e Silk (1986), por exemplo, encontraram que se os remanescentes interagem antes de entrar na fase radiativa, quando ainda a quase totalidade de suas energia está armazenada na casca do RSN, então nesse caso a energia deve ser transmitida completamente para o MIS a uma eficiência, EA, próxima de um. Resumindo, podemos esperar que em períodos de interação entre os RSNs muito curtos, EA deve ficar muito próxima de 1. Alguns autores (Strickland & Stevens 2000; Chevalier & Clegg 1985) mostraram inclusive que uma EA muito baixa impediria a geração dos ventos observados em algumas galáxias de SB, como por exemplo o de M82, a galáxia de SB mais estudada.

Em virtude da escassez e incerteza de dados observacionais (Della Ceca et al. 1999; Cappi et al. 1999), a maioria dos estudos terminou por considerar o valor de EA próximo de 1 como o mais provável para permitir a geração de ventos galáctico. Por isso, a maioria das simulações numéricas de ventos galácticos encontrada na literatura assume um valor de EA de 100% (Suchkov et al. 1994; Silich & Tenorio Tagle 1998; DErcole & Brighenti 1999; MacLow & Ferrara 1999, de Gouveia Dal Pino & Medina Tanco 1999; Strickland & Stevens 2000). Entretanto, estes modelos não conseguem reproduzir com precisão os tamanhos das regiões ativas, que parecem ser maiores do que aquelas observadas (Tenorio Tagle 1998). Além disso, com eficiências tão altas, fica difícil conseguir reproduzir as abundâncias observadas em várias galáxias anãs. Por exemplo, em modelos com EA = 1, o gás da galáxia SB Izw18 deveria ser completamente removido e com ele os elementos químicos que, ao contrário, são observados naquele sistema (Recchi et al. 2001; Tosi 2003).

Em virtude das controvérsias acima apontadas existentes na literatura, decidimos efetuar um estudo detalhado de como se dá o real acoplamento entre RSNs e MIS em galáxias de SB, a fim de examinar em que condições EA pode manter níveis baixos ou altos, e de que modo esse parâmetro é afetado pelas condições iniciais do SB. Para fazer isso, construímos um modelo no qual buscamos incluir todos os fenômenos físicos relevantes em ambientes de SB, como veremos a seguir.

## 4.2 O modelo

### 4.2.1 Hipóteses iniciais

Os eventos que acontecem em uma região de SB são bastante complexos. Os RSN expandem através do meio difuso no qual estão também imersas nuvens mais densas. Essas estruturas mais densas perdem massa devido a vários fenômenos, este é, devido à evaporação térmica, à fotoevaporação, e ao arraste causado pelo movimento relativo entre as nuvens e o gás difuso, e devem assim aumentar a densidade do MIS. Vimos no capítulo anterior que a interação das nuvens com ondas de choque de RSN em geral não levam a uma perda de massa eficaz das mesmas, mas sim a uma fragmentação e formação de filamentos densos e frios, e por isso este fenômeno não foi considerado relevante na evolução de densidade do meio ambiente de nosso modelo. O gás é aquecido pelas SNs, e resfria por causa das perdas radiativas. Estas perdas dependem do quadrado da densidade do meio difuso. Temos então efeitos que competem entre si: de um lado a densidade ambiental aumenta devido à injeção de massa proveniente da destruição das nuvens pelos mecanismos acima, de outro lado a densidade decresce por causa da passagem das frentes de choque geradas pelas explosões de SNs, que tendem a aquecer e fazer expandir o gás tornando-o muito mais rarefeito. A importância das perdas radiativas fica então ligada a estes dois processos: se o mecanismo de perda de massa das nuvens for mais eficiente que o processo de rarefação do gás devido à passagem dos SNRs, teremos um resfriamento eficiente. Caso ocorra o contrário, o resfriamento não será relevante, e a quase totalidade da energia injetada pelas SNs permanecerá no MIS sob forma de energia interna e mecânica.

Descrever este cenário através simulações numéricas, levando-se em conta todos os fenômenos físicos relevantes, é muito complicado. Primeiro porque o problema envolve escalas muito distintas, variando desde as frações de parsec das nuvens até as centenas de parsecs de todo o sistema de SB (Meurer et al. 1995; Planesas et al. 1997). Segundo, porque seria difícil simular tal sistema integralmente levando-se em conta todos os fenômenos relevantes como condução térmica, os fótons ionizantes e as perdas radiativas. Por isso, achamos mais adequado neste nível do estudo, desenvolver um modelo semi-analítico que, ainda que de modo simplificado, pode incluir todos os efeitos considerados

Tabela 4.1: Valores dos parâmetros característicos do ambiente de SB considerado.

Modelo	$R_{SB}$ (pc)	$M_b$ ( $M_\odot$ )	$M_g$ ( $M_\odot$ )	$\mathcal{N}_{SN}$	$\mathcal{R}$ (ano $^{-1}$ )	$t_b$ (Myr)
Esférico	100-700	$10^5 - 10^7$	$10^6 - 10^8$	$10^3 - 10^5$	$3 \times 10^{-5} - 3 \times 10^{-3}$	30

importantes. Até então, a maioria dos trabalhos existentes na literatura que lidam com a evolução do MIS, concentraram-se em escalas ou regiões muito distintas daquelas consideradas neste estudo (Bertoldi & McKee 1990; Rosen & Bregman 1995; Vázquez-Semadeni et al. 1995, Shore & Ferrini 1995; Wada & Norman 1999, Wada & Norman 2001). Neste sentido, o modelo que descreveremos abaixo é inédito.

O nosso modelo considera um surto instantâneo de formação estelar em uma região esférica de raio  $R_{SB}$ . Assumindo uma distribuição inicial de massa de Salpeter, pode-se mostrar que o número de estrelas  $\mathcal{N}_{SN}$  com massa maior que  $8 M_\odot$  (o qual corresponde ao número de SNs) será  $\mathcal{N}_{SN} \sim 0.01(M_b/M_\odot)$ , onde  $M_b$  é a massa total de estrelas dentro da região de SB. As SNs de tipo II são ativas por um tempo  $t_b \sim 3 \times 10^7$  yr, o qual corresponde ao tempo de vida de uma estrela de  $8 M_\odot$ . A taxa de explosão de SNs pode então ser considerada constante ao longo de 30 Myr e o seu valor será simplesmente  $\mathcal{R} \sim \mathcal{N}_{SN}/t_b$ , o qual está em bom acordo com avaliações mais precisas e detalhadas (Leitherer et al. 1999). As taxas de massa e de energia injetadas pelas SNs vão ser então, respectivamente,  $\dot{M}_{SN} = 10\mathcal{R} M_\odot \text{ ano}^{-1}$  e  $\dot{E}_{SN} = 10^{51}\mathcal{R} \text{ erg ano}^{-1}$  (ver o Capítulo 2).

Várias observações do MIS da nossa Galáxia mostram que cerca de 80% do gás está sob a forma de glóbulos compactos. Assumindo para galáxias de SB uma eficiência de formação estelar de  $\sim 10\%$  (Capítulo 2; Colina et al. 1991), obtemos que a massa total das nuvens em galáxias de SB é  $M_g \sim 8M_b$ .

O gás é considerado opticamente fino, e as perdas radiativas podem então ser calculadas através de uma função de resfriamento  $\Lambda(T)$  que, dependendo da temperatura, vale (McKee & Begelman 1990; Mathews & Bregman 1978):

$$\Lambda(T) = 1.6 \times 10^{-19} \beta T^{-0.5} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad 10^5 \text{K} \leq T \leq 10^{7.5} \text{K} \quad (4.1)$$

$$\Lambda(T) = 5.35 \times 10^{-27} T^{-0.5} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad 10^4 \text{K} \leq T \leq 10^5 \text{K} \quad (4.2)$$

onde o fator  $\beta$  é igual a 1 quando o gás está em equilíbrio de ionização e pode crescer até um valor  $\beta \sim 10$  em presença de não-equilíbrio de ionização (Borkowski et al. 1990; McKee & Ostriker 1977).

Uma outra simplificação do nosso modelo é assumir que todas as quantidades estão uniformemente distribuídas dentro do volume esférico, além de considerar a velocidade do gás igual à velocidade do som (Chevalier & Clegg 1985).

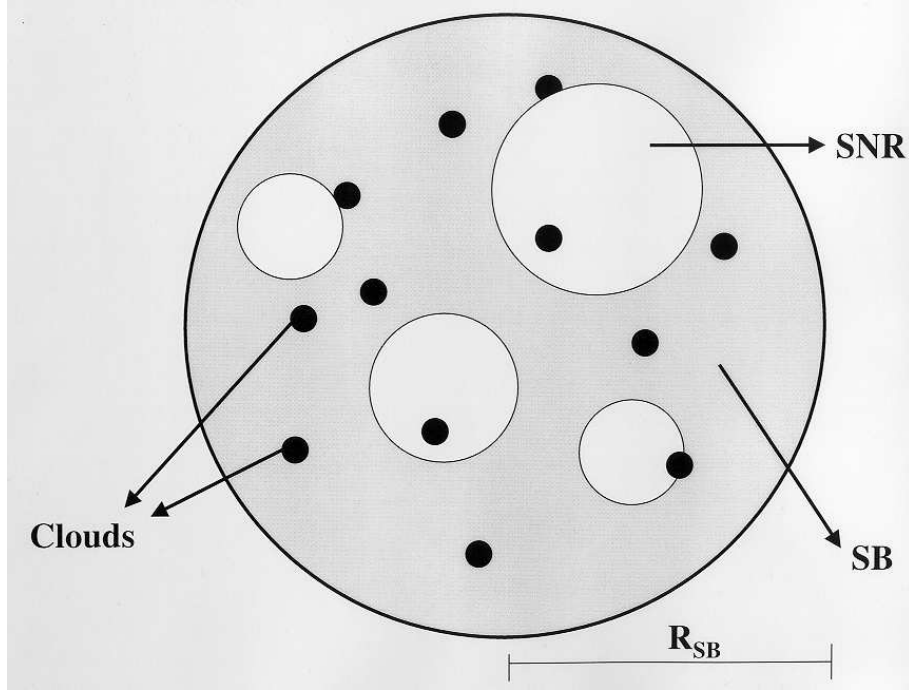


Figura 4.1: Imagem esquemática do modelo: em uma região de SB esférica de raio  $R_{SB}$  consideram-se RSNs em expansão e nuvens densas e frias e/ou ionizadas (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

Para uma melhor compreensão, um esquema do modelo é apresentado na Figura 4.1, e os valores iniciais adotados são resumidos na Tabela 1.

#### 4.2.2 Soluções estacionárias

Como primeiro passo, é importante procurar soluções estacionárias para entender o comportamento do modelo em função dos vários parâmetros, colocando em evidência principalmente o papel exercido pela troca de massa entre as nuvens e o MIS. Para fazer isso, primeiramente não nos preocuparemos com os mecanismos físicos que descrevem a expansão dos RSNs e a perda de massa das nuvens, mas simplesmente os introduziremos nas equações de evolução do sistema através de termos fontes. Assumindo que o gás se desloca com a velocidade do som, as equações de conservação de massa e de energia são dados por:

$$\frac{d\rho_g}{dt} + \frac{3}{R_{SB}}\rho_g C_s = \dot{\rho}_{SN} + \dot{\rho}_{cl} \quad (4.3)$$

$$2\frac{dp_g}{dt} + \frac{9}{R_{SB}}p_g C_s = -\frac{\rho_g^2}{(\mu m_H)^2}\Lambda(T) + \frac{1}{2}(\dot{\rho}_{cl})v_n^2 + \dot{\epsilon}_{SN} \quad (4.4)$$

onde  $\rho_g$  e  $p_g$  são a densidade e a temperatura do MIS,  $\dot{\rho}_{\text{SN}}$  representa a injeção de massa pelas SNs,  $\dot{\rho}_{\text{cl}}$  a massa média perdida pelas nuvens,  $m_H$  a massa do próton e  $\mu = 0.63$  é o peso molecular médio do gás ionizado, assumindo uma composição de 90% de hidrogênio e 10% de hélio. A velocidade isotérmica do som é  $C_s = (2.1k/\mu m_H)^{1/2} T_g^{1/2}$ ,  $R_{SB}$  é o raio da região SB em parsec,  $\dot{\epsilon}_{\text{SN}}$  é a taxa de injeção de energia gerada nas explosões de SNs, e  $v_n$  é a velocidade das nuvens, que consideraremos ser  $v_n \sim 10^6$  cm s<sup>-1</sup>. Para obter possíveis soluções estacionárias a partir das equações 4.3 e 4.4, eliminamos a dependência temporal e, após algumas passagens algébricas, obtemos as seguintes expressões:

$$3(1 + \xi)C_s^2 + \frac{R_{SB}^2}{9}\dot{\rho}_{\text{SN}}(1 + \xi)^2 L(C_s) = \frac{1}{2}\xi v_n^2 + \frac{\dot{\epsilon}_{\text{SN}}}{\dot{\rho}_{\text{SN}}} \quad (4.5)$$

onde  $\xi = \dot{\rho}_{\text{cl}}/\dot{\rho}_{\text{SN}}$ ,  $k$  é a constante de Boltzman, e

$$L(C_s) = \begin{cases} \mathcal{K}\hat{C}_s^{-3} & \text{se } T \leq 10^5 \text{ K} \\ \mathcal{K}C_s^{-3} & \text{se } T > 10^5 \text{ K} \end{cases} \quad (4.6)$$

onde  $\mathcal{K} = 1.6 \times 10^{-19} (2.1k)^{1/2} (\mu m_H)^{-5/2}$  cm<sup>6</sup> s<sup>-4</sup> g<sup>-1</sup> e  $\hat{C}_s$  é a velocidade do som para uma temperatura  $T = 10^5$  K.

Os termos do lado esquerdo da equação 4.5 descrevem o resfriamento. Especificamente, o primeiro termo representa o resfriamento devido à expansão adiabática, enquanto que o segundo representa as perdas radiativas. Os termos do lado direito representam as fontes de aquecimento. O primeiro descreve a contribuição à energia do sistema dada pela energia cinética do gás removido das nuvens; o segundo considera o aquecimento provocado pela energia injetada pelas SNs. Como se pode ver, este termo não depende de nenhuma hipótese sobre o tipo de SB considerado. Quando a taxa de resfriamento for maior que a taxa de aquecimento, podemos dizer que a energia não pode ser armazenada no gás, e EA será  $\sim 0$ . Quando, ao invés, a taxa de resfriamento for menor que a taxa de aquecimento, o gás pode aumentar a própria energia interna e mecânica, e EA será  $\sim 1$ . Tanto o comportamento do lado esquerdo como o do lado direito da equação 4.5 são representados na Figura 4.2, como funções da temperatura  $T_g$  do gás, para uma região SB de raio  $R_B = 100$  pc e massa  $M_b = 10^6 M_\odot$ .

As três linhas contínuas representam os termos do lado esquerdo, ou seja os termos de resfriamento, para três diferentes valores de  $\xi$  e para  $\beta = 1$ ; as três linhas tracejadas descrevem a mesma situação, mas para  $\beta = 10$ . A linha horizontal descreve o lado direito da equação 4.5, i.e., os termos de aquecimento, os quais são praticamente independentes do valor de  $\xi$ . Verifica-se que para altas temperaturas as perdas radiativas são desprezíveis, e o resfriamento é causado somente pela expansão adiabática. Já para temperaturas intermediárias, entre  $10^5$  K e  $10^6$  K, o resfriamento é quase inteiramente devido às perdas radiativas, as quais são tão mais importantes quanto mais baixa a temperatura. Abaixo

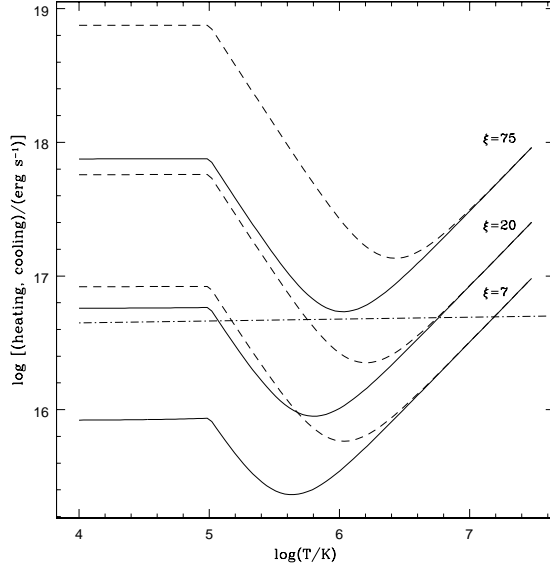


Figura 4.2: Linha contínua: curva de resfriamento para  $\beta = 1$  e três diferentes valores de  $\xi$ . Linha tracejada: igual ao acima, mas para  $\beta = 10$ . O termo de aquecimento é representado pela linha horizontal, a qual não depende de  $\beta$ , e nem de  $\xi$  (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

de uma temperatura de  $10^5$  K o resfriamento passa a ser constante e independente da temperatura.

Na Figura 4.2 podemos considerar três casos diferentes. Para  $\xi \leq \xi_h$  existe apenas uma solução estacionária, a qual é dada pela única intersecção entre a curva de resfriamento e a linha de aquecimento, a altas temperaturas. Chamaremos esta solução de solução *quente*, pois o gás terá sempre uma alta temperatura e uma  $EA \sim 0$ . Para  $\xi_w \leq \xi \leq \xi_h$  existem duas soluções: a solução quente, e uma solução que chamaremos de *morna*. A solução morna ( $T_g \sim 10^5$  K) permite baixos valores para EA (como a solução quente), mas é termicamente instável. Isso pode ser verificado integrando-se numericamente as Eqs. (4.3) e (4.4), e notando que a temperatura do sistema tende a ajustar-se ou em altas, ou em baixas temperaturas, dependendo do valor de  $\xi$ . Para  $\xi \geq \xi_w$ , não existem soluções estacionárias, o resfriamento será sempre mais eficiente que o aquecimento, e o sistema ajuntar-se-á a baixas temperaturas e conseqüentemente terá baixos valores para EA. Em uma região de SB com condições iniciais como as de Figura 4.2, temos  $\xi_h = 17.5$  e  $\xi_w = 70.5$ . Como a taxa de explosões de SNs é  $\mathcal{R} 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$  e a taxa de matéria injetada por elas vale  $\dot{M}_{SN} = 10^{-2} M_\odot$ , baixos valores para EA serão possíveis somente se a taxa de perda de massa das nuvens for maior de  $\sim 0.7 M_\odot$ . Se a taxa de massa transferida das nuvens ao MIS ficar entre 0.7 e  $0.17 M_\odot$ , a solução é instável e poderemos ter uma EA alta ou baixa. Se a taxa de perda de massa das nuvens for menor que  $0.17 M_\odot$ , EA será



sempre alta, e o resfriamento não será competitivo com o processo de aquecimento.

Esta simples solução analítica mostra como o processo de energização do MIS é fortemente dependente dos fenômenos físicos que o dominam. Se, por exemplo, consideramos o caso de M82, a qual é caracterizada por uma taxa de explosão de SNs de  $\sim 1 M_{\odot}$  ano $^{-1}$ , obtemos que  $\xi_w \sim 14$ , e para poder-se obter soluções com uma baixa eficiência de aquecimento, as nuvens deveriam perder massa pelo menos a uma taxa de  $14 M_{\odot}$  yr $^{-1}$ , o que poderia ser possível somente para tempos muito curtos. Por isso, como já comentado na secção precedente, SBs de grande massa devem ser provavelmente caracterizadas por um valor de EA próximo a 1. Mas o mesmo não pode ser afirmado para todas as galáxias como, por exemplo, as galáxias anãs.

Para poder ter um modelo válido aplicável as diferentes tipos de galáxias SBs hoje conhecidas, é necessário o estudo detalhado dos mecanismos físicos que descrevem com exatidão a troca de massa e de energia entre as nuvens e o MIS. Isso significa estudar também as interações entre RSNs, além de entender-se os processos de fotoevaporação, arraste devido ao movimento relativo das nuvens e do MIS acarretando o desenvolvimento da instabilidade Kelvin-Helmholtz, e de evaporação térmica. Somente após o estudo desses mecanismos estaremos prontos para escrever as equações do sistema de forma mais geral e integrá-las para obter a correta evolução do sistema em função do tempo.

## 4.3 Processos físicos em um ambiente de SB

### 4.3.1 Formação de nuvens

Como já vimos, em todas as galáxias, e também em galáxias de SB, é possível observar uma série de estruturas não-homogêneas no MIS, que são chamadas, de forma geral, de nuvens ou glóbulos (Kerp et al. 1993; Cecil et al. 2001; Pietsch et al. 2001). Observações rádio em galáxias de SB indicam a presença de nuvens com massa entre  $10^2$  e  $5 \times 10^3 M_{\odot}$ , raios entre 0.5 e 1 pc, e temperaturas entre 50 K e 200 K (Cesaroni et al. 1991; Carral et al. 1994; Paglione et al. 1995; Garay & Lizano 1999). Além disso, é razoável esperar-se a presença de nuvens de massas e raios ainda menores, que evidentemente não são possíveis de se detectar, devido a limites observacionais. Na nossa Galáxia, por exemplo, onde as observações podem ser feitas com maior precisão, são detectadas nuvens em um intervalo de massa entre 1 e  $10^6 M_{\odot}$ , distribuídas em lei de potência com um índice  $\alpha = 1.4-1.9$  (Kramer et al. 1998; Blitz 1993).

Em galáxias de SB, onde os fenômenos energéticos são mais intensos do que aqueles característicos das galáxias normais, é possível imaginar que tanto os processos de destruição, quanto os processos de formação de nuvens sejam mais eficientes. Isso significa que de um lado as nuvens são mais fragmentadas, e então com massas menores que  $10^6$

$M_{\odot}$ , e do outro lado, uma mesma massa total pode estar distribuída sobre um número maior de nuvens menores. Os fenômenos de destruição serão estudados em detalhe nos próximos parágrafos; aqui tentaremos descrever os fenômenos de formação, bem como as equações que os descrevem.

Novas nuvens podem se formar em presença de um alto número de RSNs. Trabalhos anteriores (Cioffi & Shull 1991; Scalo & Chappell 1999) evidenciaram, através de simulações numéricas, a possibilidade de que pequenas nuvens possam ser geradas em regiões HII. A ação combinada de ventos estelares e sobretudo de explosões de SNs e seus RSNs, produz frentes de choque. A passagem destas pelo MIS, a interação entre RSNs distintos e o resfriamento do gás chocado nas superfícies de descontinuidade deve acarretar a formação de filamentos densos e frios que permanecerão imersos no MIS. Acredita-se que a fragmentação de tais filamentos pode ser o principal fenômeno de formação de nuvens.

A fim de verificar a possibilidade de formar nuvens a partir da interação entre RSNs e poder então levar em conta este fenômeno nas equações de nosso modelo, nós também realizamos simulações numéricas hidrodinâmicas em 3D, utilizando o código YGUAZU (Raga et al. 2000; Raga et al. 2002; Masciadri et al. 2002) descrito no Apêndice A. O domínio computacional considerado abrangeu um volume de  $25 \times 3.125 \times 25$  pc, correspondendo a  $256 \times 32 \times 256$  pontos de grade, e foi preenchido com um gás homogêneo com uma pressão característica  $p_g \sim 1.3 \times 10^{-12}$  erg cm<sup>-3</sup>. Neste ambiente explodimos 5 diferentes SNs com energia (em unidade de  $10^{51}$  erg)  $6.3 \times 10^{-2}$ ,  $1.6 \times 10^{-1}$ ,  $4.2 \times 10^{-2}$ ,  $1.3 \times 10^{-2}$  e  $1.3 \times 10^{-1}$ , respectivamente. Os cálculos foram rodados em uma grade de quatro níveis com resolução máxima de 0.1 pc, simulando a evolução do sistema sobre um tempo total de  $10^5$  anos. Os resultados obtidos, alguns dos quais são mostrados na Figura 4.3, mostraram a formação de estruturas filamentosas com densidades até 1000 vezes mais altas que a densidade do MIS, e superfícies com densidades típicas aproximadamente 100 vezes mais altas que o MIS, em tempos menores que  $5 \times 10^4$  anos, quando os RSNs estão ainda em uma fase adiabática. Após isso, as instabilidades Rayleigh-Taylor (R-T) e Kelvin-Helmholtz (K-H), já descritas no Capítulo 3, podem favorecer a fragmentação destas estruturas densas, garantindo assim a formação de novas nuvens, em um processo que continua ao longo de todo o tempo de atividade da região de SB.

Podemos assumir que a taxa de formação das nuvens depende da massa de gás do MIS da região considerada. De fato, é esta massa que é varrida, acumulada em filamentos e superfícies mais densas e, em seguida, fragmentada sob forma de nuvens. Podemos então expressar de modo simplificado a taxa de variação do número total de nuvens formadas pelas interações entre RSNs,  $N_{n,int}$ , como:

$$\frac{\partial N_{n,int}}{\partial t} = \frac{\delta M_{g,h}}{m_n t_{int}} \quad (4.7)$$

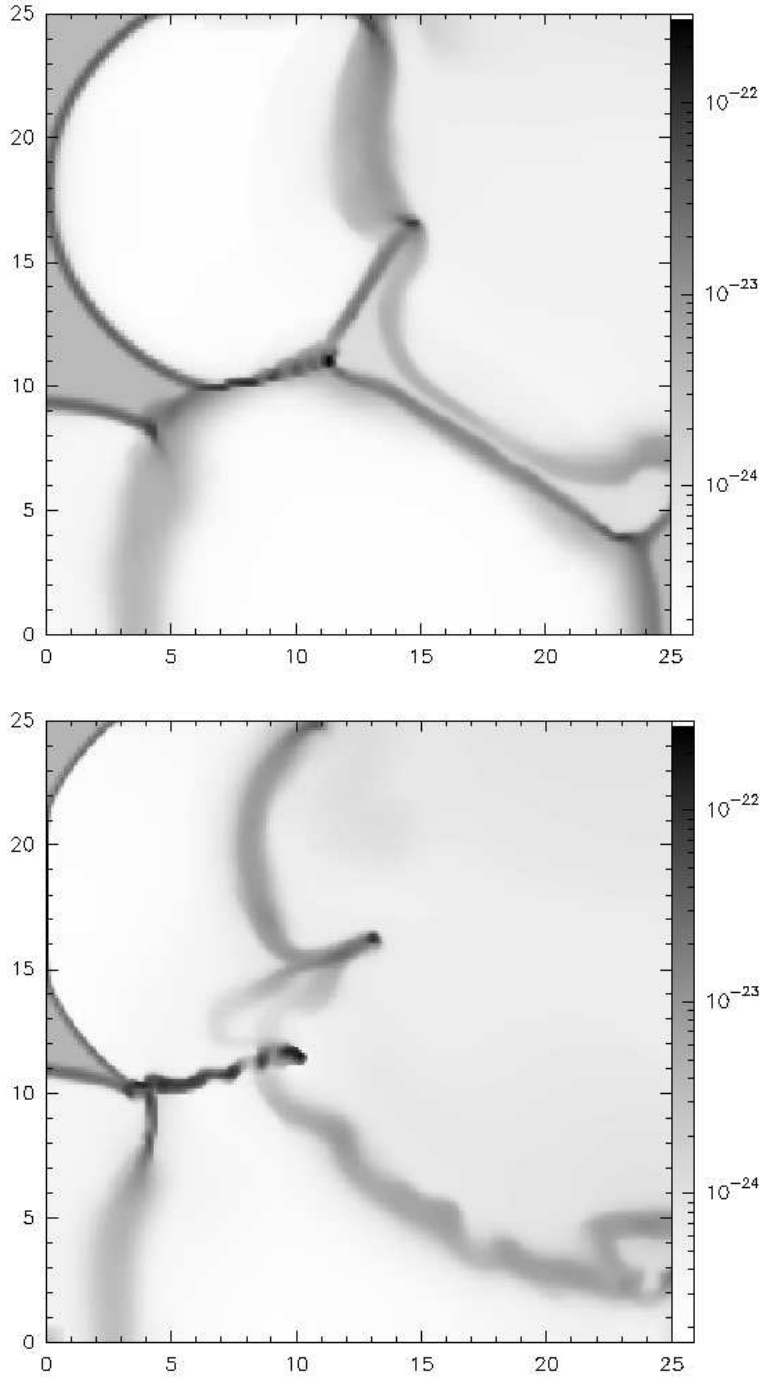


Figura 4.3: Mapa em escala de cinzas da distribuição de densidade obtida para a interação de 5 RSNs em um domínio computacional tridimensional de dimensões de  $25 \text{ pc} \times 3.125 \text{ pc} \times 25 \text{ pc}$ , correspondente a  $256 \times 32 \times 256$  pontos de grade na máxima resolução. As duas faces que delimitam a parte inferior e o lado esquerdo tem fronteiras reflexivas, enquanto que as outras duas faces possuem fronteiras contínuas. O MIS tem densidade  $n_g=1 \text{ cm}^{-3}$  e temperatura  $T_g = 10^4 \text{ K}$ . A energia da explosão das SNs é:  $E_0 = 6.3 \times 10^{49} \text{ erg}$ ,  $1.6 \times 10^{50} \text{ erg}$ ,  $4.2 \times 10^{49} \text{ erg}$ ,  $3.8 \times 10^{49} \text{ erg}$ , e  $1.3 \times 10^{50} \text{ erg}$ . Os painéis correspondem a duas diferentes épocas do estado evolutivo do sistema:  $t = 2.5 \times 10^4 \text{ yr}$  (painel superior) e  $4.5 \times 10^4 \text{ yrs}$  (painel inferior) (extraído de Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

onde  $M_{g,h}$  é a massa total do MIS na região SB,  $m_n$  é a massa típica de uma nuvem (o qual é um parâmetro livre),  $t_{int}$  é o tempo típico de interação entre os RSNs (como veremos também no parágrafo 4.3.4) e  $\delta$  é a fração de gás do MIS que se deposita na superfície do RSN. Modelos semi-analíticos que descrevem a evolução de um RSN (veja, por exemplo, Chevalier 1974) mostram que a espessura da superfície de um RSN resulta ser  $h_{sh} \sim (1/12)R_{RSN}$ , o que significa que  $\delta$  varia entre 0.9 e 0.99 (para  $h_{sh} = R_{RSN}$ , a massa contida na superfície do RSN seria exatamente igual à massa de gás da região de SB, resultando  $\delta = 1$ ).

### 4.3.2 Foto-evaporação

Uma região de SB é preenchida por uma grande quantidade de fótons ionizantes, os quais são produzidos pelas estrelas de alta massa de tipo O e B. O número de fótons depende basicamente do número de estrelas O e B, das suas emissões energéticas e da fração de energia com respeito à emissão total, correspondente à energia típica dos fótons UV. Estas três condições são levadas em conta, juntamente a outros parâmetros de menor importância, em um código numérico (Leitherer et al. 1999, disponível no endereço: [www.stsci.edu/science/starburst99/mappings](http://www.stsci.edu/science/starburst99/mappings)), que utilizamos para determinar o número de fótons ionizantes para uma dada região de SB. Usando condições iniciais apropriadas à região de SB que queremos considerar no nosso modelo, encontramos que a fase de explosão de SNs começa após  $3.61 \times 10^6$  anos da formação da região SB, que no caso representa o tempo zero do modelo, e que nesse instante a taxa de emissão de fótons ionizantes é  $S = 2.25 \times 10^{52} \text{ s}^{-1}$ , número que decresce proporcionalmente com  $t^{-4}$ .

Uma nuvem atingida por um fluxo de fótons suficientemente intenso, expande-se muito rapidamente, enquanto que uma frente de ionização começa a se propagar em direção ao centro da própria nuvem. Este processo de um lado determina a expulsão das camadas mais externas da nuvem, e do outro provoca a sua compressão, favorecendo a formação de um núcleo de maior densidade e neutro (Bertoldi 1989). O núcleo central que sobrevive a este primeiro efeito provocado pelos fótons UV, começa então a fotoevaporar, em um processo que termina por destruir completamente a nuvem, devolvendo o seu gás inteiramente para o MIS (Bertoldi & McKee 1990). Este fenômeno foi verificado e estudado numericamente também através das simulações que apresentamos no Capítulo 3 e, como vimos, é responsável por um aumento da densidade no ambiente de SB.

A taxa de evaporação de uma nuvem pode ser inibida pela presença de um campo magnético. De fato, na nossa Galáxia o balanceamento entre a pressão das nuvens e a do MIS quente é, muitas vezes, dominado pela pressão magnética mais do que pela pressão térmica (veja, por exemplo, Cox 1995; Bower et al. 1995). Se a nuvem possui um campo magnético, pode-se demonstrar que quando a pressão exercida pela frente ionizante

balanceia a pressão total da nuvem, vale a relação (Bertoldi & McKee 1990):

$$\frac{p_n}{k} = 2.75 \times 10^8 \left( \frac{n_n}{1000} \right)^{1/21} \frac{1}{b^{2/7}} \mathcal{F}^{4/7} m_n^{-4/21} \text{ cm}^{-3} \text{ K}, \quad (4.8)$$

onde  $m_n$  é como sempre a massa da nuvem em  $M_\odot$ ,  $n_n$  é a sua densidade inicial,  $b$  é um parâmetro que descreve a intensidade do campo magnético inicial  $B_0 = b n_n^{1/2} \mu \text{ G}$ , e  $\mathcal{F} = S_{49}/R_{SB}^2$  com  $S_{49} = S/10^{49} \text{ s}^{-1}$ , sendo  $S$  o fluxo de fótons UV. Em uma nuvem dominada pelo campo magnético  $b \geq 0.3$ , e a taxa de fotoevaporação pode ser escrita em função da sua massa, como:

$$\dot{M}_{UV} = -1.79 \times 10^{-5} \psi \mathcal{F}^{2/7} m_n^{4/7} M_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (4.9)$$

onde  $\psi$  é uma fator adimensional:

$$\psi \sim \frac{2.7 b^{6/7}}{n_n^{1/7}}$$

e onde  $n_n$  é dado em  $\text{cm}^{-3}$ . Nesse estudo, em presença de fotoevaporação, temos  $n_n \sim 10^4 - 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , e para  $b \sim 1$  resulta  $\psi \sim 0.4 - 0.9$ . Também, pode-se mostrar que o raio da nuvem, uma vez que esta alcança o equilíbrio de pressão com a frente de ionização, vale:

$$r_n = 2.6 \times 10^{-2} \mathcal{F}^{-1/7} m_n^{8/21} \text{ pc}. \quad (4.10)$$

Antes de considerarmos os outros fenômenos de destruição das nuvens, é importante lembrar dois aspectos importantes a respeito da fotoevaporação. O primeiro é que somente nuvens neutras são sensíveis à fotoevaporação. Caso as nuvens estejam a uma temperatura de  $10^4 \text{ K}$  ou mais, o gás fica transparente aos fótons UV, e não há perda de massa da nuvem devido à fotoevaporação. A segunda é que o processo de foto-evaporação acontece somente para nuvens situadas a distâncias das estrelas O e B inferiores ao raio de Strömgren, que vale:

$$R_s = 66.9 \left( \frac{S_{49}}{n_g^2} \right)^{1/3} \text{ pc}. \quad (4.11)$$

Assumindo que o número de estrelas O e B seja cerca de 1/3 do número total de estrelas que explodem como SN, o fator de preenchimento de uma região de SB por esferas fotoionizadas será:

$$f f_s = 3 \times 10^5 \frac{\mathcal{N}_{SN}}{3R_{SB}^3} \left( \frac{S_{49}}{n_g^2} \right). \quad (4.12)$$

que torna-se igual a um para  $\mathcal{N}_{SN} \geq 10$  (assumindo  $n_n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ , justificando a distribuição de fótons aproximadamente homogênea sobre o ambiente inteiro de SB assumido no modelo.

### 4.3.3 Arraste

A velocidade relativa existente entre as nuvens e o MIS induz o desenvolvimento da instabilidade K-H na interface entre os dois meios. Esta, por sua vez, acarreta a perda de massa da nuvem (veja, por exemplo, Lin & Murry 2000). O contraste de densidade  $\chi \equiv \rho_n/\rho_g$ , definido no Capítulo 3 como a razão entre a densidade da nuvem e a densidade do MIS, permite expressar o tempo característico de crescimento da instabilidade K-H, que é  $\tau_{KH} \sim r_n \chi^{1/2}/v_n$ , como já vimos no Capítulo 3. Podemos então expressar a taxa de perda de massa por arraste,  $\dot{M}_d \sim m_n/\tau_{KH}$ , como:

$$\dot{M}_d \sim 1.3 \times 10^{-6} n_g \chi^{1/2} r_n^2 v_{n,6} M_\odot \text{ ano}^{-1}, \quad (4.13)$$

onde  $v_{n,6}$  é a velocidade das nuvens em unidades de  $10^6 \text{ cm s}^{-1}$  e  $r_n$  é expresso em parsec. Utilizando a equação (4.10) podemos também escrever a taxa de perda de massa em função da massa da nuvem,  $m_n$ , e da intensidade do fluxo de fótons ionizantes,  $\mathcal{F}$ :

$$\dot{M}_d \sim 8.8 \times 10^{-10} n_g \chi^{1/2} v_{n,6} \mathcal{F}^{-2/7} m_n^{16/21} M_\odot \text{ ano}^{-1}. \quad (4.14)$$

onde o contraste de densidade  $\chi$  é calculado considerando-se para a camada mais externa da nuvem uma temperatura de  $\sim 10^4 \text{ K}$ .

### 4.3.4 Evaporação térmica

Uma nuvem densa e fria imersa em um meio rarefeito e quente pode perder massa através de um processo de evaporação térmica. A evaporação é *clássica* quando o caminho livre médio dos elétrons,  $\lambda_e \sim 10^4 T^2/n \text{ cm}$ , é pequeno comparado com o comprimento característico sobre o qual varia a temperatura do sistema,  $L_T = T/|\nabla T|$  (Cowie & McKee 1977). Quando o caminho livre médio dos elétrons torna-se comparável ou maior que  $L_T$ , o fluxo de energia não é mais igual a  $-k\nabla T$ , e seu valor máximo é dado pelo produto entre a energia de um elétron, o número de elétrons e a sua velocidade característica. Neste caso a evaporação chama-se de *saturada*. O grau de saturação de um plasma mede-se através do parâmetro  $\sigma_t$ , que expressa a razão entre o fluxo clássico e o fluxo saturado:

$$\sigma_t = \left( \frac{T_g}{1.54 \times 10^7 \text{ K}} \right)^2 \frac{1}{n_g r_n \phi} \quad (4.15)$$

Caso o tempo característico de resfriamento do gás do meio ambiente seja menor que o tempo característico de evaporação, ao invés de a nuvem evaporar, será o gás quente circundante do MIS que irá condensar, aumentando a massa da nuvem (McKee & Cowie 1977; McKee & Begelman 1990). Isso acontece quando  $\sigma_t < \sigma_{\text{cr}}$ , onde  $\sigma_{\text{cr}} = 0.028$ .

Levando-se em conta os aspectos acima, a taxa de perda de massa por condução térmica vale (Cowie et al. 1981):

$$\dot{M}_{ev} (\text{M}_\odot \text{ ano}^{-1}) = \begin{cases} -4.34 \times 10^{-7} \phi T_6^{5/2} r_n & \text{se } \sigma_t < 1 \\ -5.92 \times 10^{-7} \phi T_6^{5/2} r_n \sigma_t^{-5/8} & \text{se } \sigma_t > 1 \\ 1.3 \times 10^{-8} T_6^{5/2} r_n \sigma_t^{-1} & \text{se } \sigma_t < \sigma_{cr} \end{cases} \quad (4.16)$$

onde  $r_n$  é dado em pc,  $T_6 = T_g/10^6$  K, e o fator  $\Phi \leq 1$  considera uma redução da taxa de perda de massa devido à presença de campos magnéticos e turbulências. Também nesse caso é possível escrever a taxa de perda de massa em função da massa da nuvem, utilizando a equação (4.10). Adotando um valor canônico para  $\sigma_t < 1$ , o qual representa um limite superior para a perda de massa, resulta:

$$\dot{M}_{ev} = -6.94 \times 10^{-9} \phi T_6^{5/2} \mathcal{F}^{-1/7} m_n^{8/21} \text{ M}_\odot \text{ ano}^{-1}. \quad (4.17)$$

## 4.4 Tempos característicos

Conforme discutido na introdução deste Capítulo, a energia injetada pelas SNs e a conseqüente evolução do MIS dependem principalmente do tempo de interação entre os RSNs,  $t_{int}$ .

Um RSN forma-se depois que a frente de choque gerada pela SN entra na fase de Sedov-Taylor. Como já vimos no Capítulo 2, isso acontece em um tempo  $t_{sh}$  (veja, por exemplo, McCray 1985):

$$t_0 = \frac{200}{n_g^{1/3}} \left( \frac{M_{ej}}{M_\odot} \right)^{1/3} \text{ yr} \quad (4.18)$$

Claramente, o nosso modelo tem validade somente para os casos onde o tempo de interação entre os remanescentes é maior que o tempo de formação do RSN.

Para poder avaliar o tempo de interação temos que introduzir o conceito de porosidade, o qual descreve a razão entre o volume dos RSNs e o volume da região de SB onde as SNs explodem. Este parâmetro é muito importante para entender até que ponto os RSNs conseguem produzir e manter um MIS a baixa densidade e alta temperatura (Cox & Smith 1974). No nosso estudo, de acordo com os trabalhos de Cox & Smith (1974) e de McKee (1992), assumimos que o tempo de interação é o tempo no qual o parâmetro de porosidade  $Q$  vale:

$$Q = \frac{\mathcal{R}_{SN} V_{SN} t_{int}}{V_{SB}} \sim 1 \quad (4.19)$$

onde  $V_{SN}$  é o volume do RSN no instante  $t_{int}$ , e  $V_{SB}$  é o volume do ambiente de SB. O parâmetro  $Q$  mede, aproximadamente, o fator de preenchimento do gás quente em função do volume e do tempo de vida da região de SB. Quando  $Q$  aproxima-se de 1, significa que quase todo o ambiente está preenchido com o gás quente dos RSNs. Nesse caso teremos a

formação de uma super-bolha que, dependendo das características do MIS (veja Capítulo 2) pode até provocar o escape do gás para fora da galáxia sob a forma de vento (Capítulo 6).

As interações das superfícies dos RSNs podem acontecer antes ou depois de o RSN entrar na fase radiativa. Dependendo disso, temos duas possíveis expressões para o tempo de interação. Caso os RSNs interajam quando ainda estão em uma fase adiabática, resulta:

$$t_{int-sedov} = 9 \times 10^4 \left( \frac{100 \text{ pc}}{R_{SB}} \right)^{15/11} \times \left( \frac{3.3 \times 10^{-4} \text{ anos}^{-1}}{R_{RSN}} \right)^{5/11} \left( \frac{n_g}{E_{51}} \right)^{3/11} \text{ yr} \quad (4.20)$$

enquanto que, se as interações acontecem quando os RSNs já estão em uma fase radiativa, temos:

$$t_{int-rad} = 7.5 \times 10^4 \left( \frac{100 \text{ pc}}{R_{SB}} \right)^{21/13} \times \left( \frac{3.3 \times 10^{-4} \text{ anos}^{-1}}{R_{RSN}} \right)^{7/13} n_g^{0.42} \frac{\beta^{0.06}}{E_{51}^{0.37}} \text{ yr} \quad (4.21)$$

onde  $\beta$  é o parâmetro definido no Parágrafo 4.3.3.

Na Figura 4.4 comparamos os tempos de interação descritos pelas equações (4.20) e (4.21) em função da densidade ambiental, com o tempo característico de formação da superfície do RSN e com o tempo característico de resfriamento, dado pela equação (Capítulo 2):

$$t_c = 1.49 \times 10^4 \beta^{-5/14} n_g^{-4/7} \quad (4.22)$$

Observando-se a Figura 4.5, fica evidente que em presença de densidades ambientais menores que  $0.1 \text{ cm}^{-3}$  o tempo de interação é  $t_{int} = t_{int-sedov}$ , sendo  $t_{int-sedov} \leq t_c$  neste intervalo. Para  $t \geq t_c$ , os RSN entram em uma fase radiativa e temos então que considerar o tempo de interação  $t_{int} = t_{int-rad}$ .

Usando as equações (4.9), (4.14) e (4.17), e definindo o tempo característico de aumento de densidade ambiental como o tempo que cada processo de perda de massa (foto-evaporação, evaporação térmica, ou arraste) leva para aumentar a densidade do MIS de  $1 \text{ cm}^{-3}$ , obtemos as seguintes expressões:

$$t_{UV} = 837 \left( \frac{R_{SB}}{100 \text{ pc}} \right)^3 \left( \frac{8 \times 10^6 M_\odot}{M_g} \right) \frac{m_n^{3/7}}{\psi \mathcal{F}^{2/7}} \text{ anos} \quad (4.23)$$

$$t_{ev} = 1.9 \times 10^4 \left( \frac{R_{SB}}{100 \text{ pc}} \right)^3 \left( \frac{8 \times 10^6 M_\odot}{M_g} \right) \frac{m_n^{2/3} n_n^{1/3}}{T_6^{5/2}} \text{ anos} \quad (4.24)$$

$$t_d = 2.9 \times 10^3 \left( \frac{R_{SB}}{100 \text{ pc}} \right)^3 \left( \frac{8 \times 10^6 M_\odot}{M_g} \right) \frac{n_n^{2/3} m_n^{1/3}}{v_{n,6} n_g \chi^{1/2}} \text{ anos} \quad (4.25)$$



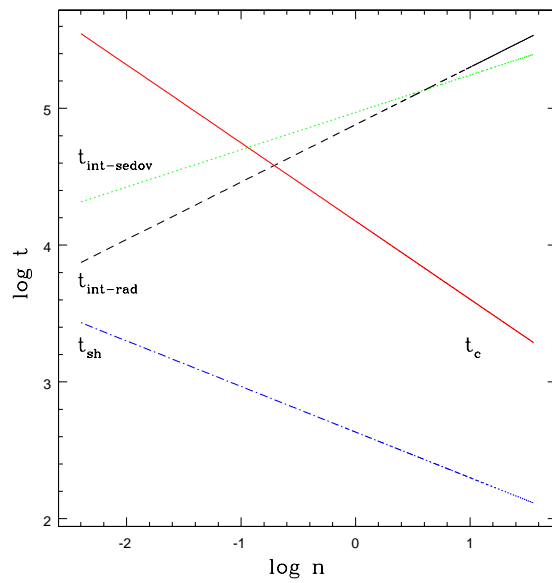


Figura 4.4: Tempos característicos em função da densidade ambiental para um RSN que evolui em uma região de SB esférica de raio  $R_{SB}=100$  pc. O tempo de interação para um RSN em fase adiabática é representado pela linha pontilhada, o tempo de interação para um RSN em fase radiativa pela linha tracejada, o tempo característico de resfriamento pela linha contínua e o tempo característico de formação da casca do RSN pela linha pontilhada-tracejada (Melioli & de Gouveia Dal Pino).

para os tempos característicos de aumento de densidade devido à fotoevaporação (Eq. 4.23), a evaporação térmica (Eq. 4.24), e ao arraste (Eq. 4.25), respectivamente. Dependendo de como estes tempos característicos relacionam-se uns com os outros, podemos ter um cenário que privilegia a formação de uma super-bolha quente, ou um que favorece uma mistura completa do gás com o meio. Quando  $t_{int}$  for maior que um dos tempos característicos considerados acima, o gás perdido das nuvens mistura-se com o gás do MIS antes da formação de uma região com alta pressão (a super-bolha). Neste caso o gás das nuvens contribui para aumentar a densidade ambiental, aumentando também as perdas radiativas e ajudando então a manter baixo o valor de EA. Do contrário, se  $t_{int}$  for menor que o tempo de destruição das nuvens, a formação de uma bolha com baixa densidade e alta temperatura será favorecida, e conseqüentemente o valor da EA será próximo de 1.

Na Figura 4.5, comparamos os valores dos tempos característicos para uma região de SB como aquela descrita na Tabela 4.1. Os tempos são calculados em função da massa das nuvens. Independentemente da densidade e da temperatura ambiental onde as SNs explodem (aqui consideramos dois casos extremos), podemos ver que a presença de nuvens com massa menor que  $\sim 100 M_\odot$  permite que  $t_{int}$  seja maior que os outros tempos de destruição, favorecendo assim um cenário de mistura e atrasando a formação da super-bolha.

## 4.5 O modelo evolutivo da EA

### 4.5.1 As equações

Depois de haver considerado os processos físicos mais relevantes em um ambiente caracterizado por uma alta taxa de formação estelar, podemos escrever as equações que descrevem o modelo apresentado no parágrafo 4.2. Nosso objetivo é conhecer a evolução da densidade ambiental,  $n_g$ , da pressão,  $p_g$ , do número de nuvens,  $N_n$ , e da massa de nuvens,  $m_n$ . O sistema de equações que precisamos resolver é dado por:

$$\frac{dM_{loss}}{dt} = \dot{M}_{UV} + \dot{M}_{ev} + \dot{M}_d \quad (M_\odot \text{ ano}^{-1}) \quad (4.26)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = C_1 \frac{n_g}{t_{int}} - N_n \frac{\dot{M}_{loss}}{m_n} - C_2 N_n v_n - C_3 \dot{N}_n \frac{m_n}{t_{coll}} \quad (\text{ano}^{-1}) \quad (4.27)$$

$$\frac{dn_g}{dt} = C_4 N_n \dot{M}_{loss} - C_5 \frac{n_g}{t_{int}} - C_2 n_g M C_s + C_6 \left( \frac{M_b}{10^6} \right) \quad (\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (4.28)$$

$$\frac{dp_g}{dt} = C_7 \mathcal{R}_{SN} E_{SN} + C_8 N_n \dot{M}_{loss} v_n^2 - C_9 n_g^2 \Lambda(T_g) - C_{10} p_g M C_s \quad (\text{erg s}^{-1}) \quad (4.29)$$

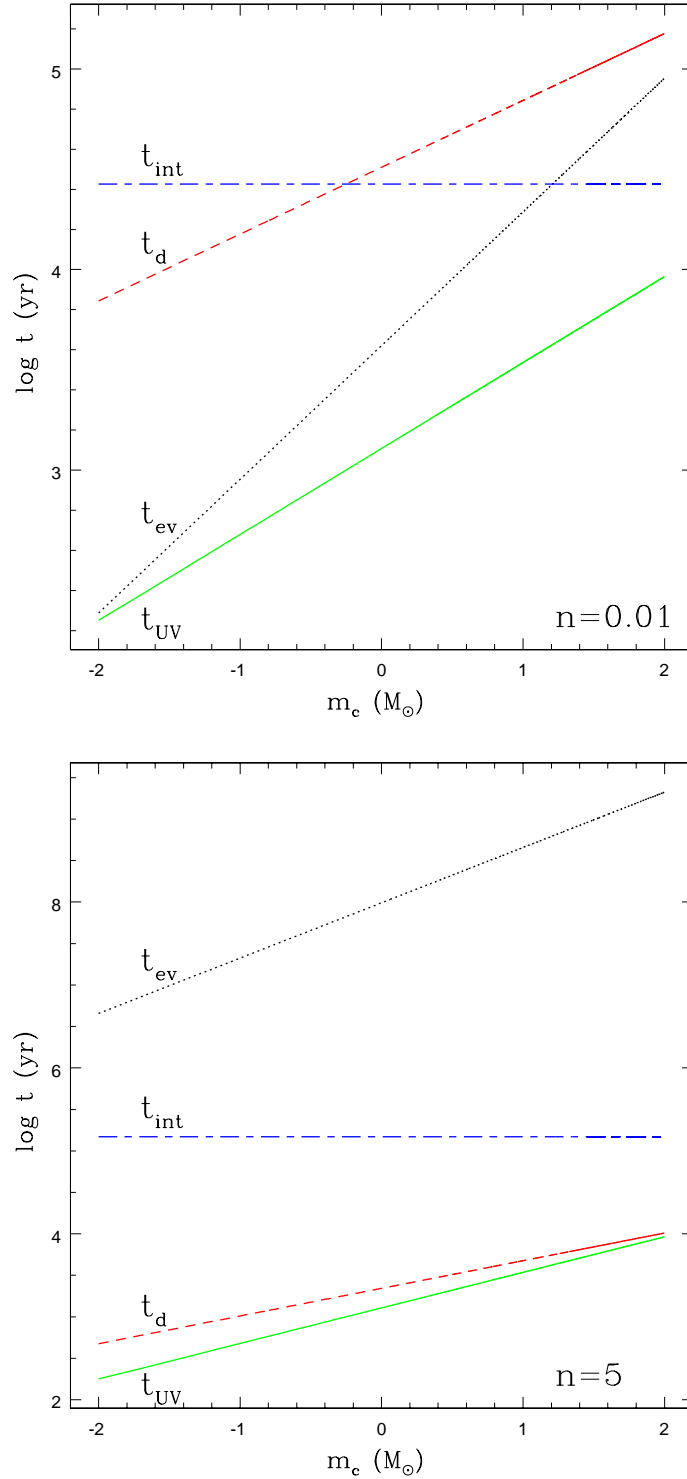


Figura 4.5: Tempos característicos em função da massa das nuvens para uma região de SB esférica com  $R_{SB}=100$  pc,  $\mathcal{F}=0.225$ ,  $M_g = 8 \times 10^6 M_\odot$ ,  $\psi = 1$ . O tempo de interação é representado pela linha pontilhada-tracejada, os tempos característicos de aumento de densidade devidos à fotoevaporação, evaporação térmica e arraste são representados, respectivamente, pelas linhas contínua, pontilhada e tracejada. No painel superior, temos  $n_g=0.01 \text{ cm}^{-3}$  e  $T_g = 2 \times 10^6$  K, enquanto que no painel inferior  $n_g=5 \text{ cm}^{-3}$  e  $T_g = 5 \times 10^4$  K (Melioli & de Gouveia Dal Pino).

onde:

$$C_1 = \frac{4.64 \times 10^{14} V_{SB} m_H \mu}{m_n} \quad (4.30)$$

$$C_2 = \frac{\delta}{3.15 \times 10^7} \quad (4.31)$$

$$C_3 = \frac{1}{3.15 \times 10^7 m_n} \quad (4.32)$$

$$C_4 = \frac{1}{4.6 \times 10^{29} V_{SB}} \quad (4.33)$$

$$C_5 = \frac{S_{SB}}{V_{SB} (3.08 \times 10^{18})} \quad (4.34)$$

$$C_6 = \frac{1.1 \times 10^{-24}}{V_{SB} m_H \mu} \quad (4.35)$$

$$C_7 = \frac{7.24 \times 10^{-64}}{V_{SB}} \quad (4.36)$$

$$C_8 = \frac{4.56 \times 10^{-23}}{V_{SB}} \quad (4.37)$$

$$C_9 = \frac{2}{3} \quad (4.38)$$

$$C_{10} = \frac{2S_{SB}}{V_{SB}} \quad (4.39)$$

e onde  $S_{SB}$  é a superfície da região de SB.

A equação (4.26) descreve a evolução da massa de uma nuvem, a equação (4.27) descreve a evolução do número total de nuvens e as equações (4.28) e (4.29) descrevem a conservação de massa e de energia do sistema de SB considerado. Os termos  $C_n$  (com  $n = 1, 10$ ) são as constantes do modelo.

Na equação (4.26) utilizamos os termos de perda de massa (4.9), (4.14) e (4.17) descritos em detalhe nas seções 4.3.2, 4.3.3 e 4.3.4.

Na equação (4.27), os primeiros dois termos descrevem a diferença entre os processos de formação e de destruição das nuvens, o terceiro termo considera a fração de nuvens que são ejetadas para fora da região considerada, e o quarto termo leva em conta o processo de colisão entre as nuvens, onde assumimos um tempo característico de colisão  $t_{coll} = 1/(N_n 4\pi r_n^2 v_n)$ . Vale lembrar que estamos assumindo a massa de cada nuvem,  $m_n$ , como constante. Isso equivale a adotar uma distribuição de massa constante no tempo (caracterizada por uma massa média constante) onde os fenômenos de destruição e de formação de nuvens não afetam a sua característica intrínseca, mas somente o número total das nuvens.

Na equação (4.28) o primeiro termo descreve o aumento da densidade ambiental,  $n_n$ , causado pela perda de massa das nuvens; o segundo expressa a transferência de massa do MIS para as camadas dos RSNs, o que determina a diminuição da densidade ambiental; o terceiro termo descreve a perda de massa devido ao escape do gás através das fronteiras da região de SB; e o quarto termo leva em conta a injeção de massa causada pelas SNs e pelos ventos estelares que ocorrem ao longo da vida do SB (Leitherer & Heckman 1995).

Na equação (4.29), que descreve a energia do sistema, o primeiro termo representa a taxa de injeção de energia das SNs, o segundo leva em conta a energia cinética do gás perdido pelas nuvens, o terceiro expressa as perdas radiativas do gás (considerado opticamente fino), e por fim, como nas outras equações, o último termo descreve a perda de energia causada pelo escape do gás.

Estas equações são integradas no tempo com a ajuda do método de Runge-Kutta de quarta ordem, a fim de determinar a evolução do sistema e da eficiência de aquecimento pelas SNs, EA (veja também a introdução 4.1):

$$EA = 4\pi R_{SB}^2 \frac{(\frac{1}{2}\rho_g v_n^2 + \frac{5}{2}p_g)}{\mathcal{R}E_{SN}} MC_s. \quad (4.40)$$

## 4.5.2 Resultados

Nos parágrafos 4.2 e 4.3 estudamos os processos físicos que dirigem a perda de massa das nuvens e comparamos estes processos com os processos de formação das super-bolhas. Os primeiros resultados mostraram que quando o tempo característico de aumento de densidade, definido como  $t_{mx} = \min(t_{UV}, t_{ev}, t_d)$ , for menor que tempo característico de formação da super-bolha,  $t_{int}$ , o valor de EA fica desprezível. Quando, ao contrário,  $t_{int} \leq t_{mx}$ , o valor de EA pode ser da ordem de 1. Se estes resultados forem corretos, o que se espera é que o aumento da EA aconteça juntamente com uma forte diminuição das perdas radiativas, as quais são proporcionais ao quadrado da densidade ambiental.

Na Figura 4.6 podemos examinar os resultados para um modelo de referência, o qual indicamos como Modelo 1. Neste modelo consideramos nuvens inicialmente neutras ( $T_n = 100$  K) e em equilíbrio de pressão com o meio ambiente e com o fluxo de fótons ionizantes. As condições iniciais do SB estão dentro dos limites descritos na Tabela 4.1, e as demais características são sumarizados na Tabela 4.2.

Verifica-se que EA alcança o valor 1 após 16 Myr. Antes desse tempo a energia armazenada no gás representa uma fração desprezível da energia total injetada pelas SNs. A maior parte dela é irradiada por causa da ação combinada do eficiente aquecimento e da alta densidade do gás do MIS. A grande quantidade de energia injetada aumenta a taxa de destruição das nuvens o que, por sua vez, aumenta a densidade ambiental e portanto a emissividade do gás. De certa maneira podemos dizer que até certo ponto, quanto maior

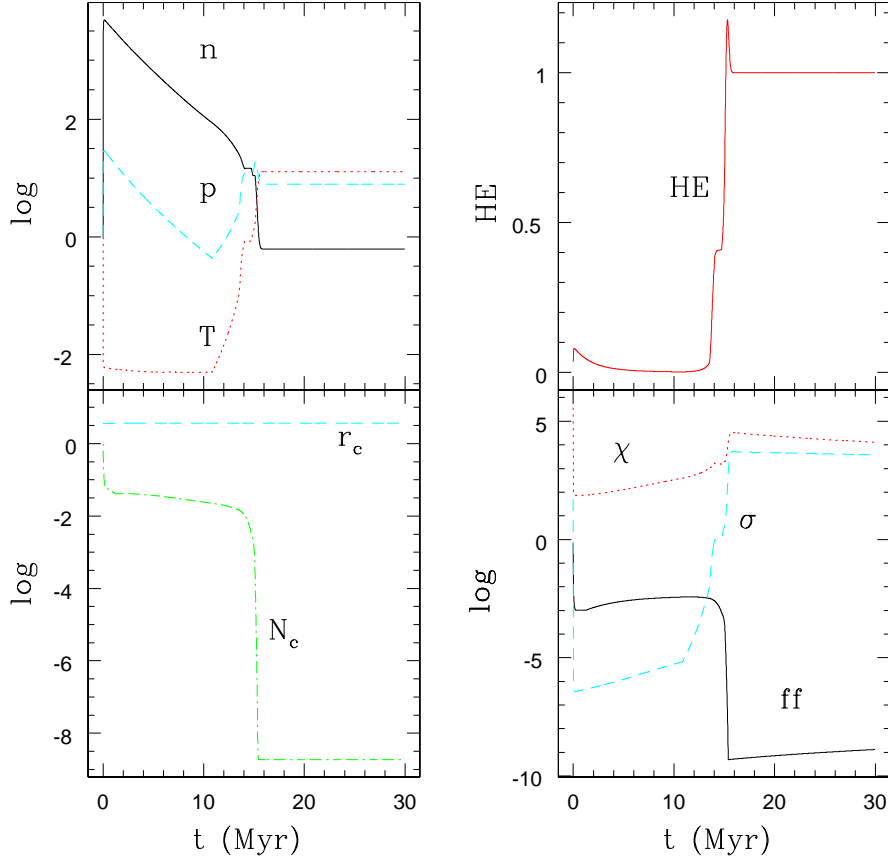


Figura 4.6: Modelo 1: no primeiro painel (superior esquerdo) é representada a evolução da densidade ambiental ( $n$ ), da temperatura ( $T$ ) e da pressão ( $p$ ) de um ambiente SB esférico com massa estelar  $M_b = 10^6 M_\odot$ , raio  $R_{SB}=100$  pc, densidade do MIS  $n_g = 0.01 \text{ cm}^{-3}$ , temperatura  $T_g = 2 \times 10^6$  K, pressão  $p_g = 6.35 \times 10^{-12} \text{ dy cm}^{-2}$  e massa total do gás  $M_g = 8 \times 10^6 M_\odot$ . No segundo painel (inferior esquerdo): evolução do número ( $N_c$ ) e do raio ( $r_c$ ) das nuvens. No terceiro painel (superior direito): evolução de EA das SNs. No quarto painel (inferior direito): fator de preenchimento das nuvens,  $ff = N_c \mathcal{V}_c / V_{SB}$ , onde  $\mathcal{V}_c$  é o volume de uma nuvem; parâmetro de saturação  $\sigma$ , Eq. (4.15), e contraste de densidade entre as nuvens e o MIS,  $\chi = \rho_n / \rho_g$ . O valor da densidade ambiental, da temperatura e da pressão do MIS, e o número e o raio das nuvens são normalizados ao valor inicial, e representados em escala logarítmica. Os valores iniciais do raio, da temperatura, e da densidade das nuvens são:  $r_c = 6.5 \times 10^{-3}$  pc,  $T_c = 100$  K, e  $n_c = 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

Tabela 4.2: Características dos modelos considerados neste estudo.

Modelo	$n_g$ (cm <sup>-3</sup> )	$T_g$ (K)	Massa das nuvens (M <sub>⊙</sub> )	Perda de massa	$M_g$ (M <sub>⊙</sub> )	$M_b$ (M <sub>⊙</sub> )
1	0.01	$2 \times 10^6$	0.015	$\dot{M}_{UV}, \dot{M}_{ev}, \dot{M}_d$	$8 \times 10^6$	$10^6$
2	5	$5 \times 10^4$	0.015	$\dot{M}_{UV}, \dot{M}_{ev}, \dot{M}_d$	$8 \times 10^6$	$10^6$
3	0.01	$2 \times 10^6$	0.015	$\dot{M}_{UV}, \dot{M}_{ev}, \dot{M}_d$	$8 \times 10^7$	$10^7$
4	0.01	$2 \times 10^6$	0.015	$\dot{M}_{ev}, \dot{M}_d$	$8 \times 10^6$	$10^6$
5	0.01	$2 \times 10^6$	$\langle m \rangle = 0.3$	$\dot{M}_{UV}, \dot{M}_{ev}, \dot{M}_d$	$8 \times 10^6$	$10^6$
6	0.01	$2 \times 10^6$	0.015, sem formação	$\dot{M}_{UV}, \dot{M}_{ev}, \dot{M}_d$	$8 \times 10^6$	$10^6$

for a energia injetada, maior será o aumento na densidade e na emissividade do meio, e portanto, menor será o valor de EA. Este processo depende fortemente da taxa de perda de massa sofrida pelas nuvens, mostrada na Figura 4.7. Dos três processos analisados, i.e., fotoionização, evaporação térmica e arraste, a fotoionização domina durante os primeiros 16 Myr. Este deve destruir completamente as nuvens inicialmente presentes na região de SB (como se pode verificar através da evolução do número de nuvens no painel inferior esquerdo da Figura 4.6).

Depois que todas as nuvens são destruídas e a taxa de formação de novas nuvens torna-se desprezível, os vários fenômenos de perda de massa ficam sem nenhuma influência no processo evolutivo da região de SB e as perdas radiativas deixam de ser suficientemente eficientes para poder manter baixo o valor de EA.<sup>1</sup>

O grande aumento de densidade observado no começo da evolução da região de SB na Figura 4.6, superior a quatro ordens de magnitude, não deve parecer irreal ou exagerado. Este comportamento depende fortemente das condições iniciais adotadas. De fato, o Modelo 1 começou a ser evoluído em um ambiente caracterizado por uma baixa densidade e uma alta temperatura ( $n_g = 0.01$  cm<sup>-3</sup>,  $T_g = 2 \times 10^6$  K) típicos de uma super-bolha, mas com condições tais que  $t_{mx} \leq t_{int}$ . Isso significa que o ambiente naquele instante ainda não se encontrava em uma configuração ideal para poder manter a existência da bolha. Por isso observamos o súbito aumento em densidade: as condições iniciais adotadas eram instáveis e o sistema rapidamente ajustou-se para adquirir condições estáveis, mesmo antes de começar a expulsar de forma eficiente o próprio gás. Esta conclusão pode ser confirmada observando-se a evolução do Modelo 2.

O Modelo 2 (Figura 4.8) possui as mesmas condições iniciais do Modelo 1. A única diferença (veja a Tabela 4.2) é que nesse caso o MIS tem uma densidade inicial muito mais alta,  $n_g = 5$  cm<sup>-3</sup>, e uma temperatura menor,  $T_g = 5 \times 10^4$  K, aproximando-se mais

<sup>1</sup>Vale também ressaltar que durante a primeira fase de vida da região de SB as nuvens sofrem um processo de condensação no lugar de um processo de evaporação (sendo que  $\sigma < \sigma_c = 0.03$ ), mas isso não tem influência significativa na evolução do sistema considerado.

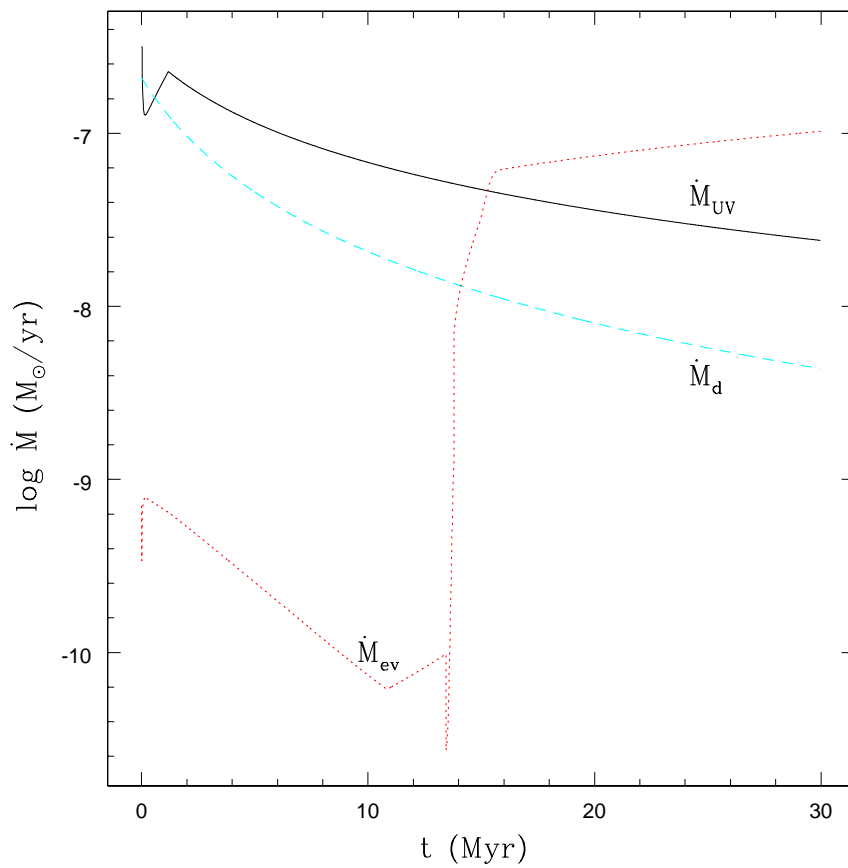


Figura 4.7: Modelo 1. Taxa de perda de massa das nuvens com  $m_n = 0.015 M_{\odot}$  devido à fotoevaporação,  $\dot{M}_{UV}$  (linha contínua), evaporação térmica,  $\dot{M}_{ev}$  (linha pontilhada), e arraste,  $\dot{M}_d$  (linha tracejada) (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).



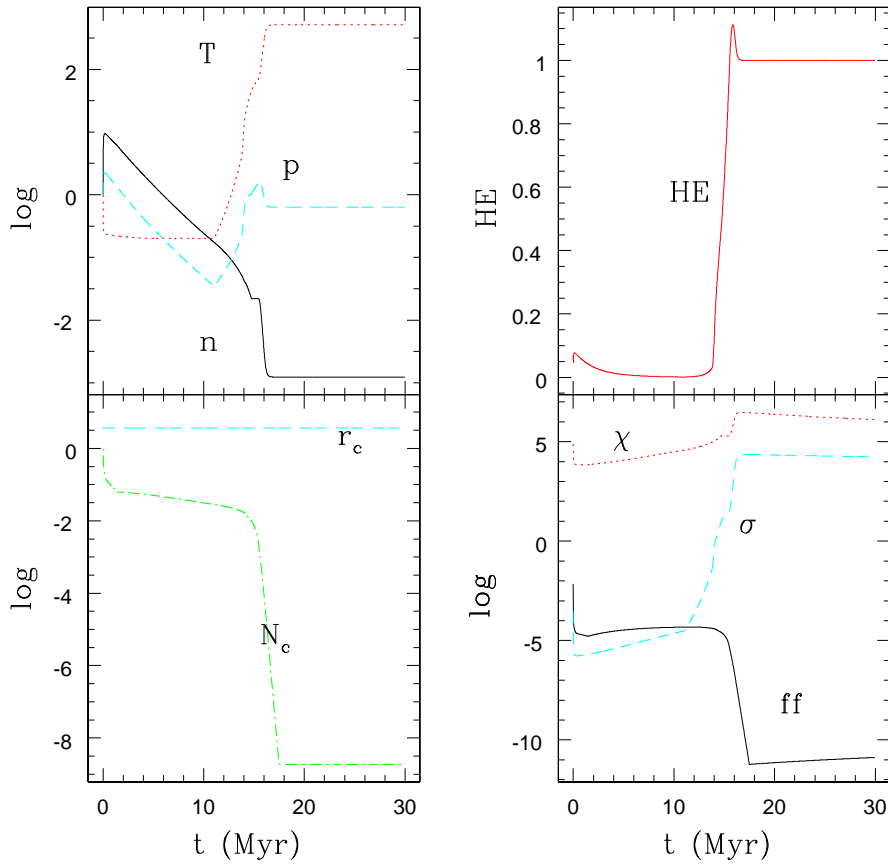


Figura 4.8: Modelo 2. Mesmos parâmetros e condições iniciais do Modelo 1 da Figura 4.6, com a exceção de que neste caso a densidade e a temperatura iniciais do MIS são:  $n_g=5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_g = 5 \times 10^4 \text{ K}$  ( $p_g = 3.45 \times 10^{-11} \text{ dy cm}^{-2}$ ) (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

das condições típicas de uma região de SB onde ainda não se desenvolveu nenhuma bolha e nenhum vento.

Comparando as Figuras 4.6 e 4.8, podemos notar que a evolução posterior dos vários parâmetros são praticamente idênticas, com a única diferença que o Modelo 2 não apresenta o crescimento inicial em densidade de quatro ordens de magnitude observado no Modelo 1. Neste caso o crescimento inicial de densidade é de uma ordem de magnitude. Isso confirma a auto-consistência das equações empregadas. Independentemente das condições iniciais do MIS, a região de SB evolui da mesma maneira. Nos primeiros 16 Myr, a densidade ambiental alcança o valor  $n_g \sim 50 \text{ cm}^{-3}$ , a temperatura é  $T_g = 10^4 \text{ K}$  e EA permanece desprezível. Depois de 16 Myr, as nuvens cessam de existir e a energia injetada pelas SNs não pode mais ser irradiada de forma eficiente. Conseqüentemente, a pressão do MIS consegue alcançar um valor dez vezes mais alto do que seu valor inicial, mesmo em um ambiente que já reduziu a sua densidade por causa do escape do gás através

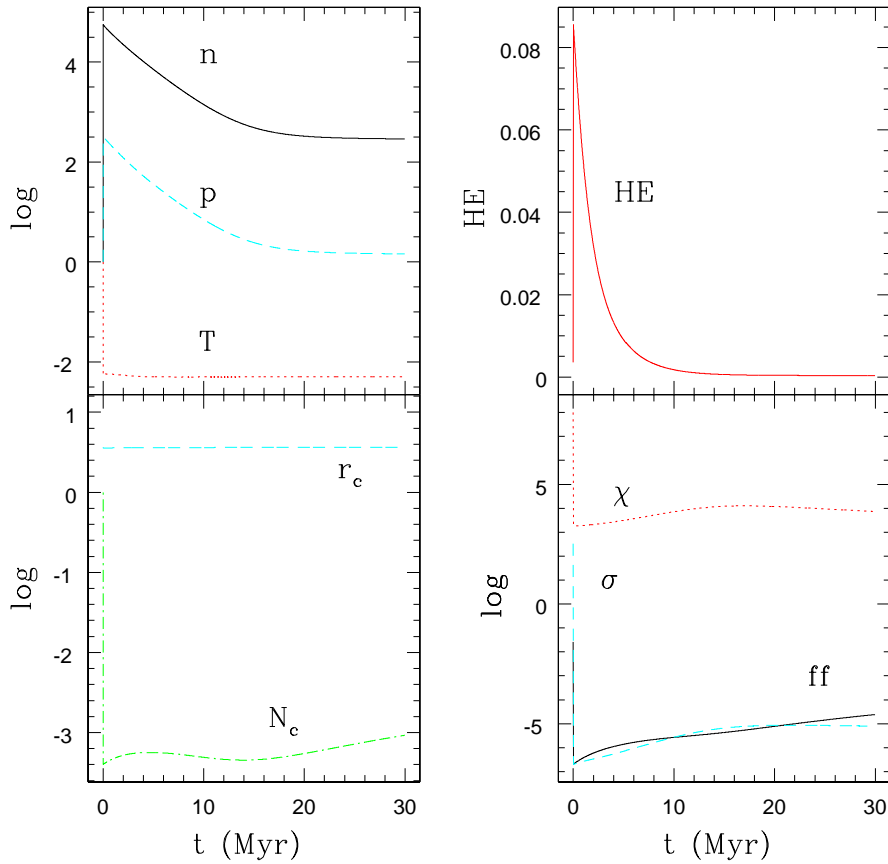


Figura 4.9: Modelo 3. Mesmos parâmetros e condições iniciais do Modelo 1 da Figura 4.6, com a exceção de que neste caso a massa estelar é  $M_b = 10^7 M_\odot$  e a massa do gás é  $M_g = 8 \times 10^7 M_\odot$  (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

das suas fronteiras, e EA sobe para 1, como no modelo de referência da Figura 4.6.

Na Figura 4.9 são mostrados os resultados do Modelo 3 que possui as mesmas condições iniciais do Modelo 1, mas com uma massa, tanto das estrelas como do gás contido nas nuvens, dez vezes maior. Isso significa que a taxa de explosão de SNs e o número de nuvens, também é 10 vezes mais alto. Com estas condições iniciais, EA nunca consegue alcançar valores significativos dentro do período de vida da região de SB, da ordem de 30 Myr. Este comportamento é causado principalmente por dois efeitos combinados: o alto número de SNs que explodem no MIS consegue destruir com maior eficiência as nuvens, e a alta massa de gás permite que o MIS mantenha uma densidade alta ( $5-10 \text{ cm}^{-3}$ ) e quase constante durante os 30 Myr, favorecendo assim uma alta taxa de resfriamento ( $\propto n_g^2$ ).

Na Figura 4.10 são mostrados os resultados do Modelo 4 (veja os parâmetros indicados na Tabela 4.2), onde consideramos nuvens completamente ionizadas com uma temperatura

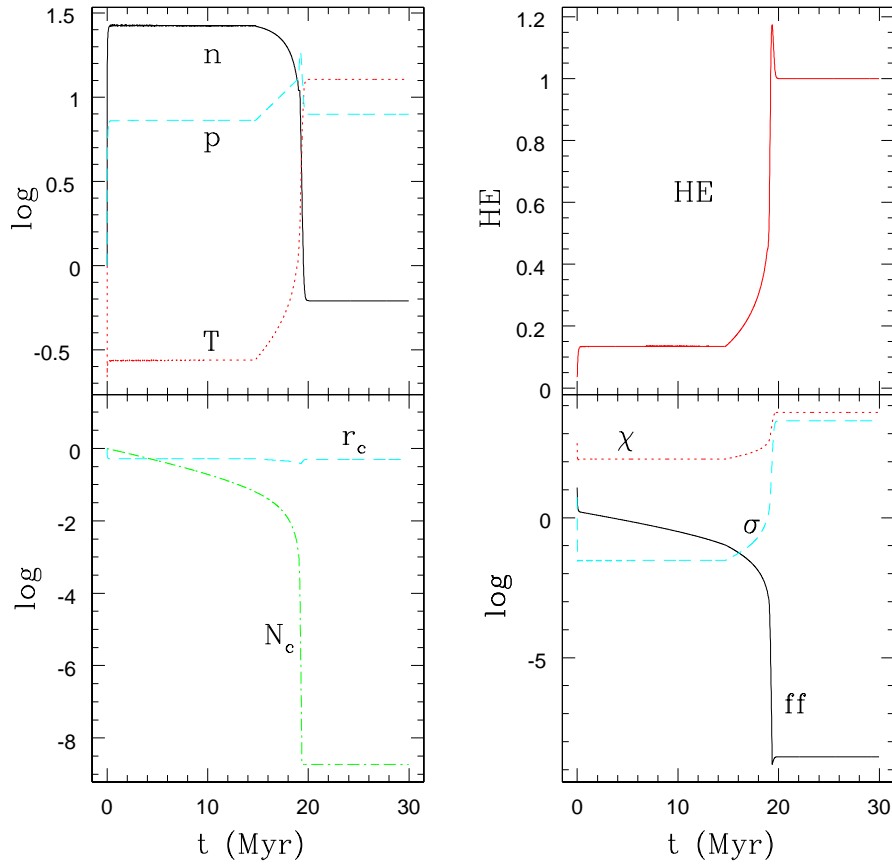


Figura 4.10: Modelo 4. Mesmos parâmetros e condições iniciais do Modelo 1 da Figura 4.6, exceto de que neste caso as nuvens são completamente ionizadas ( $T_n = 10^4$  K,  $r_n=1.7$  pc, e  $n_n=2$  cm<sup>-3</sup>), e o fenômeno de fotoevaporação não é levado em conta na equação (4.26) (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

constante  $T_n = 10^4$  K. Nessas condições, a foto-evaporação (como vimos, o mais eficiente dos mecanismos de perda de massa) não é levada em conta porque o gás ionizado é transparente aos fótons UV. A ausência de um fenômeno tão eficiente de destruição das nuvens faz com que estas sobrevivam por um tempo mais longo, permitindo que também a densidade do MIS mantenha-se constante por um tempo maior. O resultado, que pode ser visto na Figura 4.10 (painel superior direito), é que EA sobe para 1 após 20 Myr. Ou seja, a falta de um fenômeno eficiente de destruição das nuvens não altera muito a evolução do gás da região de SB, mostrando mais uma vez que as condições iniciais não alterem de forma significativa o resultado final.

A análise desses resultados evidencia a importância que as nuvens tem no controle da evolução da densidade do MIS e, conseqüentemente, em influenciar todo o processo evolutivo da região de SB considerada. Elas comportam-se como válvulas, capazes ao mesmo tempo de deter ou ceder gás ao meio ambiente. Por um lado, o gás concentrado

nas nuvens não é carregado pelas cascas dos RSNs, o que evita que seja ejetado para fora da região de SB, e por outro lado, o gás que é perdido das nuvens ajuda a manter a densidade ambiental suficientemente alta, permitindo que as perdas radiativas sejam eficientes e EA baixa.

Como as nuvens desenvolvem um papel fundamental no processo evolutivo de todo o SB, é importante ver como os resultados se alteram ao considerar-se uma distribuição de nuvens que siga uma lei de potencia ( $\propto m_n^\alpha$ ), no lugar de uma população de massa fixa. De fato, como apontado por muitas observações (Kramer et al. 1988) e também discutido na Seção 4.3.1, a massa das nuvens parece variar entre um mínimo de  $10^{-4} M_\odot$  a um máximo de  $10^3 M_\odot$ . Por isso no Modelo 5 consideramos uma distribuição de nuvens  $N(m_n) \propto m_n^{-\alpha}$ , com  $\alpha = 1.5$  e uma massa média  $\langle m \rangle \simeq 0.3 M_\odot$ , situação que se diferencia daquelas estudadas nos modelos de 1 a 4, onde escolhemos nuvens com uma massa fixa  $m_n = 0.015 M_\odot$ . Surpreendentemente, os resultados, mostrados na Figura 4.11, não diferem muito dos outros apresentados nas figuras precedentes.

Neste caso a densidade cresce inicialmente de 3 ordens de magnitude e o número de nuvens evolui mais suavemente do que nos outros casos. Assim, mesmo assumindo uma distribuição de nuvens, o que realmente determina e orienta a evolução do sistema é o valor total da massa de gás contido nas nuvens. Como este valor foi mantido igual também neste modelo, observa-se um comportamento de EA análogo aos outros já estudados. EA sobe para 1 depois de um período de 16-19 Myr. Isso indica também que EA é independente da massa média das nuvens, a qual foi tomada neste modelo como sendo 10 vezes mais alta que nos outros modelos.

Todos os modelos estudados até o momento consideraram uma formação contínua de nuvens, determinada principalmente pela interação e fragmentação das cascas dos RSNs. Caso este fenômeno não aconteça, ou seja, caso as nuvens sejam somente aquelas da configuração inicial, sem nenhum fenômeno de formação durante a evolução, verificamos que o sistema evolui de uma forma bem diversa. Neste caso (Modelo 6, Figura 4.12) a primeira e única geração de nuvens é rapidamente destruída e nenhum mecanismo é então capaz de manter alta a densidade do MIS. EA sobe então para 1 logo após 2 Myr e a ejeção de gás para fora do SB torna-se altamente eficiente. Esta situação equivale a assumir que todas as cascas dos RSNs estão completamente ionizadas e as perdas radiativas são desprezíveis. Sendo assim, mesmo interagindo entre si, os RSNs não conseguem formar estruturas mais densas, e o gás carregado por eles mistura-se ao MIS e é ejetado rapidamente fora do SB.

De uma forma mais realista podemos pensar que dentro da região de SB algumas interações de RSNs possam dar origem a nuvens, enquanto outras não. Sendo assim, podemos dizer que o limite de 2 Myr encontrado no modelo 6 é um limite inferior, enquanto

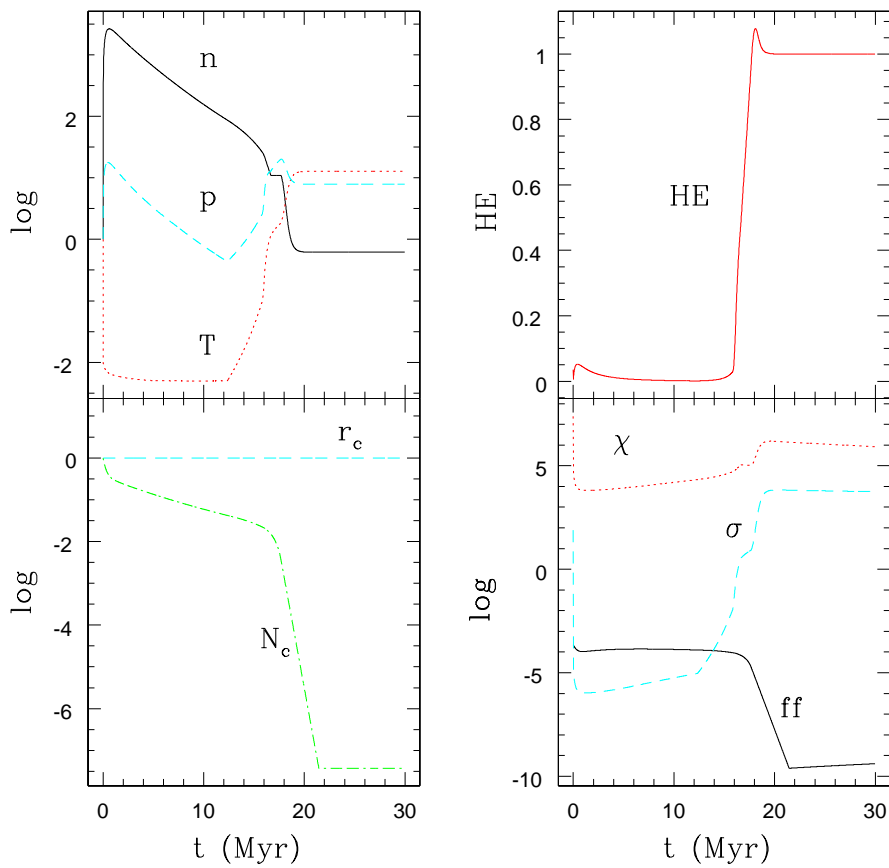


Figura 4.11: Modelo 5. Mesmos parâmetros e condições iniciais do Modelo 1 da Figura 4.6, com a exceção de que a massa inicial das nuvens foi substituída por uma função de distribuição de massa com índice espectral  $\alpha = 1.5$  (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

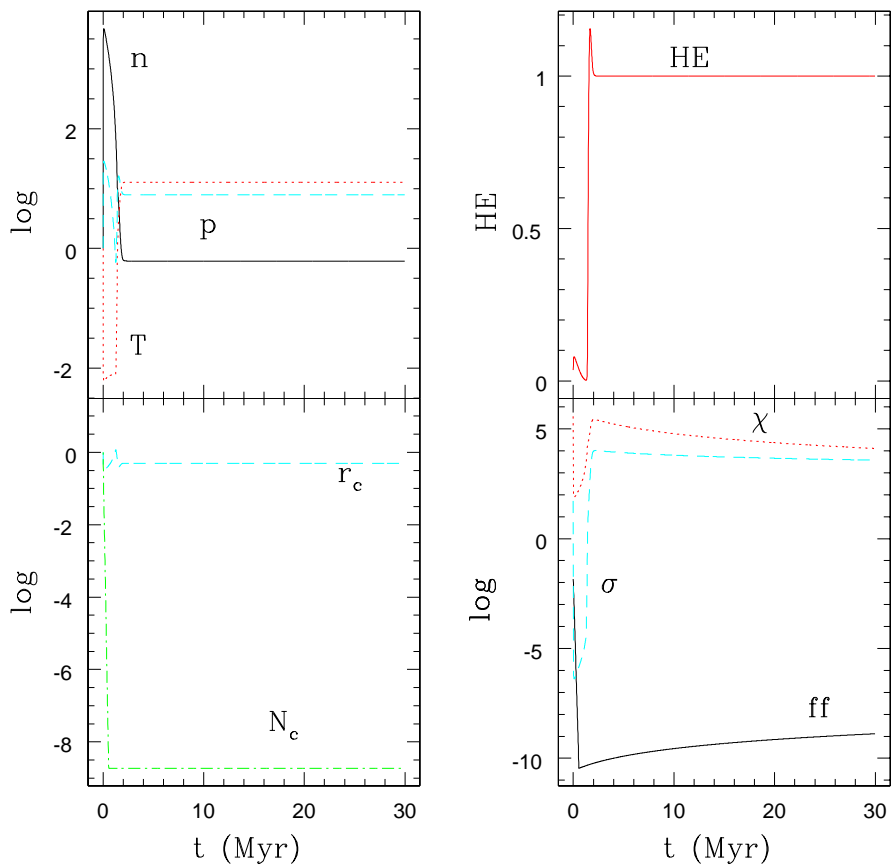


Figura 4.12: Modelo 6. Mesmos parâmetros e condições iniciais do Modelo 1 da Figura 4.6, com a exceção de que neste caso nenhum mecanismo de formação de nuvens ao longo da vida da região SB é levado em conta (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

que o limite de 19 Myr, encontrado no Modelo 4, é um limite superior. Se, por exemplo, todo o ambiente for completamente ionizado, o fenômeno de fotoevaporação não deveria ser levado em conta, pois o gás torna-se completamente transparente aos fótons UV. Considerando um modelo onde não há formação de nuvens e onde não se leva em conta a foto-evaporação das nuvens, EA sobe para 1 depois de 8 Myr, ou seja, em um tempo intermediário entre os dois limites encontrados neste estudo.

Resumindo, podemos dizer então que os ambientes de SB caracterizados por uma alta taxa de formação de nuvens apresentam, por um certo tempo de vida, uma baixa EA e uma alta retenção de gás. A presença de fenômenos turbulentos de várias origens, mantidos principalmente pelas explosões de SNs, é o ingrediente mais importante no processo de formação de nuvens e por isso podemos imaginar que este fenômeno seja de fundamental importância tanto para governar a formação estelar, quanto para controlar a ejeção de gás, ajudando possivelmente futuros ciclos de formação estelar.

## 4.6 Discussão dos resultados

Os resultados analisados neste Capítulo indicam que realmente, em um ambiente de SB, não é possível assumir *a priori* um valor fixo para EA. Este valor, de fundamental importância para poder compreender-se todo o processo energético do MIS e sua evolução, depende de algumas características iniciais fundamentais, e evolui no tempo de acordo com a evolução do gás. Em todos os modelos que testamos, o comportamento que mais fica evidente é que a EA de uma região de SB pode assumir dois valores extremos, 0 ou 1, ocupando valores intermediários por um tempo desprezível. As duas soluções estáveis caracterizam-se ou por uma completa radiação da energia, caso onde  $EA \sim 0$ , ou por densidades baixas o suficiente para que as perdas radiativas sejam desprezíveis, caso onde  $EA = 1$ . Como mostrado tanto através da resolução analítica das equações que descrevem a evolução energética de uma região de SB, quanto na integração temporal do sistema não-linear (Eqs. 4.26, 4.27, 4.28 e 4.29), os principais responsáveis pela evolução de EA são as nuvens e os seus mecanismos de perda de massa.

De fato, a grande quantidade de energia injetada no MIS pelas explosões de SNs, a presença de fótons ionizantes UV, o movimento relativo existente entre as nuvens e o MIS, provocam uma contínua destruição das nuvens. O gás quente e rarefeito que preenche a região de SB por causa da passagem das frentes de choques geradas pelas explosões das SNs, mistura-se então continuamente com o gás proveniente das nuvens, aumenta a própria densidade, e resfria com uma maior eficiência através das emissões radiativas ( $\propto n_g^2$ ). Ao mesmo tempo, a maior densidade ambiente permite aos RSNs acumular uma grande quantidade de massa nas suas superfícies externas durante a expansão. A interação

destas superfícies gera filamentos e regiões mais densas que podem ser consideradas como os precursores de novas nuvens, as quais novamente perdem massa para o MIS, em um ciclo contínuo. Como vimos, este processo mantém-se em equilíbrio somente por um certo tempo que depende principalmente da massa total de gás presente na região de SB, e que na maioria das vezes vale  $\sim 16$  Myr.

Uma baixa EA faz com que o gás não abandone a SB em tempos muito curtos, podendo favorecer assim novos surtos de formação estelar. O aumento tão repentino da EA de 0 para 1, favorece do outro lado uma expulsão quase instantânea do gás, criando as condições de uma possível dispersão estelar e uma conseqüente morte prematura dos aglomerados estelares. Tanto o processo de formação estelar favorecido pelas explosões de SNs, quanto a dispersão estelar provocada da rápida expulsão de gás, serão estudadas em detalhe no próximo Capítulo 5.

Os resultados deste capítulo foram publicados em artigo na A&A (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004, Apêndice D).



# Capítulo 5

## Conseqüências da energização por supernovas: dispersão e formação estelar

Neste Capítulo serão estudados os principais fenômenos provocados pela injeção de altas quantidades de energia produzidas pelas explosões de SNs no MIS em regiões com intensa formação estelar. Tais regiões, com tamanhos que variam entre 10 pc e 100 pc, são os chamados *aglomerados estelares jovens*, cujo evolução faz parte de um processo hierárquico que começa nas pequenas escalas, da ordem de alguns pc, até chegar a escalas galácticas, que serão estudadas no próximo Capítulo. Mais detalhadamente, neste Capítulo de um lado focalizaremos a nossa atenção sobre a possível dispersão do gás dos aglomerados estelares provocada por uma alta energização do MIS, enquanto que do outro lado veremos como a energização, através das ondas de choque produzidas nas largas escalas pelos RSNs, pode favorecer a formação de novas estrelas. A evolução do MIS em função da energia e do gás que suas próprias estrelas injetam é um clássico exemplo de como o processo de re-alimentação (*feedback*) é capaz de influenciar o processo evolutivo de uma determinada região galáctica ou da própria galáxia como um todo.

### 5.1 Introdução: aglomerados estelares

A grande maioria das estrelas das galáxias é produzida em regiões dinâmica e gravitacionalmente ligadas e caracterizadas, em uma certa época, por uma intensa atividade de formação estelar (Lada & Lada 2003). Tais regiões, denominadas de aglomerados estelares, formaram-se por causa do colapso e da fragmentação de nuvens moleculares gigantes (NMG) em um processo que converte cerca de 30-60 % do gás do MIS em estrelas. Pode-se dizer então que um aglomerado estelar é uma região não muito extensa onde gás e estrelas coexistem.

O estudo dos aglomerados estelares é de importância fundamental no contexto astrofísico. A grande variedade de estrelas com diferentes massas e a quase simultaneidade do processo de formação desses grupos, por exemplo, permitem testar as teorias de evolução estelar através da análise dos diagramas cor-magnitude. Além disso, os aglomerados estelares oferecem a menor escala física sobre a qual é possível avaliar com grande precisão a distribuição da função inicial de massa estelar (IMF). Um grupo é ligado gravitacionalmente e a sua evolução é governada pelas leis de Newton do movimento. Desse modo, outra informação importante que pode ser obtida através do estudo dos aglomerados estelares diz respeito à dinâmica de sistemas complexos.

Além disso, o estudo da distribuição espacial dos aglomerados sempre foi peça essencial para ajudar a compreender a estrutura da nossa galáxia. A distribuição dos aglomerados velhos (denominados de *globulares*), por exemplo, permitiu determinar a posição do centro galáctico e a existência de um halo em volta da galáxia. Já, os aglomerados mais jovens são ótimos indicadores de formação estelar e por isso serviram também para traçar a estrutura espiral da Galáxia, sendo que nos braços a taxa de formação estelar é maior do que a registrada nas outras regiões galácticas.

A origem dos aglomerados estelares ainda hoje não é muito clara. Os aglomerados mais velhos e compactos formaram-se bilhões de anos atrás, quando a nossa Galáxia ainda não tinha as características que possui hoje. Por essa razão é muito difícil conseguir provas empíricas sobre o processo de formação. Já os aglomerados abertos (ou jovens) estão se formando ainda hoje, em um processo contínuo que ocorre principalmente nas regiões do disco, tornando possível a observação direta. Entretanto, estes estudos não podem atingir a precisão desejada devido à alta absorção provocada pelo gás e pela poeira. De fato, os aglomerados abertos jovens são formados em NMGs cuja característica principal é exatamente a alta densidade gasosa e a grande quantidade de grãos de poeira. Por isso, imagens diretas são difíceis de se obter. Somente com o recente desenvolvimento de técnicas de observação no infravermelho começou-se a alcançar melhores resultados e com maiores resoluções. Mais especificadamente, o uso de câmeras infravermelhas permitiu revelar a presença de regiões de alta densidade (glóbulos) imersas nas próprias NMGs que parecem ser os sítios ideais para começar o processo de formação estelar. Tais glóbulos parecem ser realmente muito numerosos em todas as regiões onde há NMGs e indícios de formação de grupos abertos. Eles são hoje considerados as unidades básicas no processo de formação estelar. Os glóbulos parecem, portanto, estar intimamente associados à formação dos aglomerados, às primeiras fase evolutivas das estrelas e dos sistemas planetários, e seu estudo pode ter um papel chave para a compreensão da origem e da evolução das diferentes populações estelares e da forma universal característica da função inicial de massa (IMF).

Por muito tempo pensou-se que a taxa de formação estelar nas NMGs era pequena demais em proporção às altas concentrações de gás nessas regiões inferidas através das observações das moléculas de CO. De fato, o que parecia ocorrer era que o processo de formação estelar possuía uma baixa eficiência mas longa duração, e que a fração do gás das NMGs convertida em estrelas fôsse muito mais baixa do que o esperado (Zuckerman & Evans 1974; Zuckerman & Palmer 1974). Além disso, existia a idéia de que as nuvens podiam ser estruturas caracterizadas por uma vida muito longa, pois eram observadas altas abundâncias de moléculas mesmo em regiões com baixas taxas de reações químicas. A consequência lógica destas idéias era que diferentes fenômenos poderiam ser capazes de inibir a formação estelar oferecendo um balanceamento à auto-gravitação da nuvem. Os principais fenômenos invocados eram os campos magnéticos e a turbulência do meio. Uma vez que, à escala das NMGs, a intensidade dos campos magnéticos não mostrou ser suficientemente alta para impedir o colapso da nuvem, passou-se a dar uma ênfase maior ao papel desenvolvido pela turbulência. Esta porém, tem um tempo característico de dissipação que é muito menor que o tempo de vida da NMG. Por isso foram estudadas possíveis maneiras capazes de estender o tempo efetivo de influência da turbulência. De um lado, pensou-se que a turbulência poderia suportar as nuvens somente nas largas escalas (Bonazzola et al. 1987; Leorat, Passot, & Pouquet 1990; Vazquez-Semadeni & Gazol 1995). Por outro lado tentou-se encontrar processos capazes de gerar continuamente nova turbulência, como por exemplo, os ventos (Norman & Silk 1980; Franco & Cox 1983; McKee 1989) e os jatos estelares (Chernin et al. 1994; de Gouveia Dal Pino 2000; Raga et al. 2002). Tais estudos, mesmo que baseados em hipóteses não muito corretas, contribuíram para uma maior compreensão da teoria de turbulência (veja também Lazarian & Cho 2004; Cho & Lazarian 2004), e mais para frente nesta tese, no Capítulo 6, tentaremos também esclarecer melhor o papel que elas desenvolvem dentro do processo evolutivo de uma galáxia.

Hoje porém, sabe-se que os processos evolutivos das NMGs são um pouco diferentes daqueles conhecidos até a alguns anos atrás. A formação estelar parece ser um processo muito mais rápido do que aqueles previstos anteriormente, e isso pode ser atestado, por exemplo, pela observação da grande quantidade de estrelas imersas nas nuvens (Beichman et al. 1986). Se, como veremos em detalhe ao longo deste Capítulo, a presença de estrelas jovens contribui fortemente para destruir a nuvem onde as próprias estrelas formaram-se, então o ciclo de formação estelar deve ser suficientemente curto e terminar antes mesmo que o gás da nuvem seja disperso (Elmegreen 1991). Em um processo de formação estelar rápido, a re-alimentação pelo gás e a turbulência não são mais fenômenos necessários para governar a vida das NMGs; as transições químicas dentro das nuvens explicam-se como eventos que acontecem em certas regiões mais densas das nuvens, e que por isso são muito

mais rápidos que as mesmas reações em regiões mais amplas e de menor densidade; as interações entre as proto-estrelas são tão rápidas que não podem afetar de maneira significativa o perfil da distribuição inicial de massa das estrelas; e a ineficiência de formação estelar em escalas galácticas é causada provavelmente pela forma com a qual a turbulência pode gerar sub-estruturas dentro das NMGs. De fato, este último ponto é fundamental para se poder entender a origem da formação estelar. As NMGs, descritas em primeira aproximação como estruturas homogêneas com uma certa densidade e temperatura, são na realidade formadas por sub-estruturas, geradas através de turbulência, as quais às vezes têm densidades muito baixas, e que outras vezes possuem altas densidades mas são pequenas demais para poder colapsar (Falgarone, Phillips, & Walker 1991; Padoan 1995).

Em geral podemos dizer então que as NMGs são importantes por dois fenômenos principais. De um lado, são sítios de formação estelar, e há necessidade de se estudar e entender os fenômenos turbulentos responsáveis por isso, e de outro lado são continuamente energizadas pelas estrelas que a própria NMG ajudou a gerar. Os resultados analíticos do Capítulo 4 sobre a fração da energia das SNs que é realmente injetada e armazenada no MIS em regiões de intensa formação estelar, e os resultados dos Capítulos 2 e 3, acerca da evolução de RSNs e da interação entre RSNs e nuvens e glóbulos, vão ser de fundamental importância neste Capítulo para podermos acompanhar a evolução global das NMGs. Na próxima seção deste Capítulo serão estudados os processos de dispersão do gás das NMGs iniciados por causa da alta energização por SNs (Hills 1980; Lada, Largulis & Dearborn 1984; Goodwin 1997) e na seção seguinte serão analisadas as condições necessárias para que a presença de ondas de choque geradas por RSNs ao impactar com nuvens possa levar a fenômenos de formação estelar.

## 5.2 Dispersão de gás em NMGs

### 5.2.1 Considerações teóricas

A radiação dos aglomerados estelares emitida em comprimentos de onda UV representa somente cerca de 20 % da energia total UV observada em galáxias de SB (Meurer et al. 1995). Este dado, confirmado também por observações, indica que a maior parte da energia emitida nessas galáxias provém de estrelas de campo, ou seja, de estrelas dispersas que não estão mais gravitacionalmente ligadas a nenhum aglomerado ou grupo. Existem evidências observacionais que levam a pensar que tais estrelas poderiam ter se formado em grupos mais antigos que se dissolveram ao longo do tempo por causa de fenômenos de dispersão (Tremonti 2001; Lada & Lada 2003; Fall 2004).

Além disso, estudos estatísticos conduzidos sobre galáxias em interação (*merging galaxies*) mostram que o número de aglomerados estelares com idade maior de 10 Myr

decrece por um fator 10, independentemente da massa dos aglomerados, sinal evidente de que muitos aglomerados em formação não são gravitacionalmente ligados e passam então por um processo de dispersão.

A fração de massa de gás convertida em estrelas em regiões de intensa formação estelar é cerca de 10 vezes maior do que aquela observada em galáxias normais e, como já discutido no Capítulo 4, haverá então uma maior taxa de explosão de SNs e uma maior energização do MIS. A maior taxa de SNs, aliada à presença de um intenso fluxo de fótons ionizantes, à formação de ventos estelares e de frentes de choque podem ser então os principais responsáveis pelo processo de dispersão sofrido pelos aglomerados estelares. Os fenômenos capazes de determinar a intensa formação estelar seriam assim responsáveis tanto pela geração de um aglomerado, nos primeiros milhões de anos, quanto pela sua própria desagregação, em épocas sucessivas ao surto de formação. De fato, os processos energéticos podem aquecer o gás até temperaturas maiores de  $10^6$  K, favorecendo a sua rápida expansão e aceleração e, conseqüentemente, favorecendo uma rápida remoção do próprio gás da NMG. O aglomerado estelar, privado de sua massa de gás, será caracterizado por um potencial gravitacional muito menor que seu potencial inicial e as suas estrelas tornar-se-iam então livres para espalhar-se pela galáxia, determinando assim o fim do aglomerado estelar.

Se a morte prematura dos aglomerados estelares é realmente conseqüência da rápida expulsão de gás provocada pelas explosões de SNs, vai ser importante estudar os parâmetros que descrevem a dinâmica do gás e das estrelas que os compõem. Aplicando o teorema do virial, supondo-se que gás e estrelas estejam em equilíbrio energético, resulta que a velocidade de dispersão do aglomerado,  $\sigma$ , vale:

$$\sigma \sim \left[ K G \left( \frac{M_g + M_\star}{R_{ag}} \right) \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

onde  $M_g$  é a massa do gás,  $M_\star$  é a massa das estrelas,  $R_{ag}$  é o raio médio do aglomerado estelar considerado,  $G$  é a constante de gravidade universal e  $K$  um parâmetro que varia entre 0.4 e 1. O tempo de cruzamento (*crossing time*) das estrelas, ou seja, o tempo característico que as estrelas demoram para atravessar o grupo gravitacionalmente ligado vale então:

$$\tau_{ct} \sim \frac{2R_{ag}}{\sigma} \quad (5.2)$$

Se o tempo de remoção do gás,  $\tau_r$ , for menor que o tempo de cruzamento  $\tau_{ct}$ , e se a velocidade de dispersão  $\sigma$ , for maior que a velocidade de escape  $v_e$ , as estrelas ficarão livres do próprio potencial gravitacional e poderão expandir além do raio  $R_{ag}$ . Como a velocidade de escape vale:

$$v_e \sim \left[ \frac{2 G M_\star}{R_{ag}} \right]^{1/2} \quad (5.3)$$

verifica-se facilmente que a velocidade de dispersão  $\sigma$  será maior da velocidade de escape  $v_e$  em todos os aglomerados onde seja verificada a seguinte relação entre a massa inicial de gás e a massa das estrelas:

$$M_g \geq \mathcal{K} M_\star \quad (5.4)$$

onde  $\mathcal{K}$  é um parâmetro que varia entre 4 (para  $K = 0.4$ ) e 1 (para  $K = 1$ ). Quando as condições sobre o tempo de remoção do gás e sobre a velocidade de dispersão das estrelas forem verificadas, o raio do aglomerado estelar irá aumentar ao longo do tempo  $\tau$  da seguinte forma:

$$R_{ag}(\tau) \sim R_{ag} \left( \frac{\tau}{\tau_{ct}} \right) \quad (5.5)$$

e a densidade superficial ( $\Sigma_e$ ) das estrelas irá decrescer com:

$$\Sigma_e(\tau) \sim \Sigma_e \left( \frac{\tau}{\tau_{ct}} \right)^{-1} \quad (5.6)$$

Um outro parâmetro importante que precisa ser introduzido para compreender a evolução dinâmica de um aglomerado estelar é a razão entre a massa das estrelas e a massa do gás. Define-se eficiência de formação estelar, EFE, a razão entre a massa total das estrelas e a massa total,  $M_{tot} = M_\star + M_g$ :

$$EFE = \frac{M_\star}{(M_\star + M_g)} \quad (5.7)$$

A EFE expressa a fração de gás, inicialmente presente na NMG, que transformou-se em estrelas, e seu valor pode aumentar com o tempo, dependendo das condições que favorecem processos contínuos de formação estelar. Da condição necessária para que um aglomerado estelar sofra dispersão, indicada na Eq. (5.4), verifica-se que a EFE deve ser menor ou igual a um valor que varia entre 0.2 (para  $K = 0.4$ ) e 0.5 (para  $K = 1$ ). Isso mostra que para baixos valores de EFA, as estrelas podem tornar-se gravitacionalmente não ligadas, sendo que de um lado serão caracterizadas por uma alta velocidade de dispersão ( $M_g \gg M_\star$ ), enquanto que do outro não terão massa suficiente para gerar uma barreira de potencial elevada ( $v_e \ll \sigma$ ).

Por outro lado, para haver dispersão, a EFE deve ser alta o bastante para que o tempo de remoção do gás,  $\tau_r$ , seja menor do tempo de cruzamento,  $\tau_{ct}$ . Caso isso não aconteça (e neste caso teremos uma remoção adiabática), as estrelas terão tempo suficiente para adaptar-se a um novo equilíbrio dinâmico, reduzindo a própria taxa de formação na

Tabela 5.1: Valores da EFE de diferentes aglomerados estelares obtidos através de dados sobre massa de gás e massa estelar. Referências: 1-Olmi & Test 2002; 2-Wilking & Lada 1983; 3-Warin et al. 1996; 4-Wolf, Lada & Bally 1990; 5-Lada et al. 1991.

Aglomerado estelar	Massa do gás ( $M_{\odot}$ )	Massa estelar ( $M_{\odot}$ )	EFE	Ref.
Serpens	300	27	0.08	1
Rho Oph	550	53	0.09	2
NGC 1333	950	79	0.08	3
Mon R2	1000	341	0.25	4
NGC 2024	430	182	0.33	5
NGC 2068	266	113	0.30	5
NGC 2071	456	62	0.12	5

medida em que o gás for removido do grupo estelar. Dessa maneira, a velocidade de dispersão decresceria no tempo e a condição necessária para se ter dispersão,  $\sigma \gg v_e$ , nunca seria satisfeita.

Os dados empíricos, alguns dos quais são mostrados em Tabela 5.1, são obtidos através de observações dos aglomerados estelares mais próximos, e indicam que o valor da EFE varia entre 0.1 e 0.3. Quando as observações são feitas sobre regiões de intensa formação estelar mais amplas, da ordem da NMG inteira, a EFE alcança valores ainda menores, da ordem de 0.05 (Duerr, Imhoff & Lada 1982). Como era de se esperar, a EFE mostra uma tendência a aumentar ao longo do tempo, sendo que uma porção sempre maior do gás da nuvem converte-se em estrelas, antes do próprio gás ser removido por causa das explosões de SNs. Sendo assim, quanto mais tempo o sistema considerado demora para remover o próprio gás, tanto mais difícil será para as estrelas tornarem-se gravitacionalmente livres umas das outras.

As observações, mesmo que aproximadas e de difícil interpretação, podem fornecer indicações sobre a EFE, mas não podem dizer nada a respeito do tempo de remoção do gás,  $\tau_r$ . Neste caso, antes de tudo é importante entender se o aglomerado tem um número de estrelas suficientemente alto para permitir, através das explosões de SNs, a remoção do gás. Depois disso, mesmo que a energia injetada seja suficiente, é necessário avaliar-se o tempo de remoção. Na ausência de observações úteis, tais análises deverão ser feitas com a ajuda de considerações teóricas. No Capítulo 4 apresentamos um modelo capaz de acompanhar a evolução de vários parâmetros físicos de uma região afetada por surtos instantâneos de formação estelar. O que queremos fazer agora, então, é utilizar aquele mesmo modelo para estabelecer quando e em quanto tempo o gás é aquecido e

Tabela 5.2: Parâmetros físicos das quatro NMGs levadas em conta na aplicação do modelo analítico descrito no Capítulo 4.

Modelo	$n$ (cm <sup>-3</sup> )	$T$ (K)	$R_{ag}$ (pc)	$M_g$ (M <sub>⊙</sub> )	$M_*$ (M <sub>⊙</sub> )
1	10	10 <sup>4</sup>	10	8 × 10 <sup>6</sup>	10 <sup>6</sup>
2	10	10 <sup>4</sup>	20	8 × 10 <sup>6</sup>	10 <sup>6</sup>
3	10	10 <sup>4</sup>	5	8 × 10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>
4	10	10 <sup>4</sup>	10	8 × 10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>

energizado a ponto de ser completamente removido da NMG, e de que maneira a evolução do aglomerado estelar jovem em formação nela embebido é afetada.

### 5.2.2 Evolução do gás

O modelo considerado no Capítulo 4 leva em conta uma região de intensa formação estelar onde o MIS é aquecido através de explosões de SNs, resfriado por causa das emissões radiativas, descritas por meio de uma função de resfriamento, e onde a sua densidade evolui continuamente devido à destruição das suas nuvens provocada por uma variedade de fenômenos, tais quais interações com ondas de choque, fotoevaporação e evaporação térmica, entre outros. Evidentemente esta situação é muito parecida com a situação que queremos estudar neste Capítulo, onde uma fração de gás de uma NMG colapsa gerando as estrelas que irão aquecê-lo e, em certas condições, dispersá-lo.

Para poder acompanhar a evolução do gás de uma NMG, aplicamos então o modelo analítico descrito no Capítulo precedente a quatro regiões de tamanhos e massas diferentes, cujas características principais são resumidas na Tabela 5.2.

Como feito no Capítulo 4, consideramos que as estrelas formaram-se em um surto instantâneo, através de um fenômeno que converteu cerca de 11 % do gás em estrelas (EFE = 0.11). O número de SNs, correspondente ao número de estrelas com massa maior que 8 M<sub>⊙</sub>, vale cerca  $\sim 0.01M_*$ , e a NMG tem uma densidade inicial de 10 cm<sup>-3</sup>, uma temperatura de 10<sup>4</sup> K, e um raio que varia entre 5 pc (Modelo 3) e 20 pc (Modelo 2). Os glóbulos de alta densidade imersos dentro da NMG tem uma densidade de 10<sup>4</sup> cm<sup>-3</sup>, um raio de  $\sim 0.02$  pc e uma massa de  $\sim 0.015$  M<sub>⊙</sub>.

Os resultados obtidos para a NMG do Modelo 1 são mostrados na Figura 5.1. Como se pode ver, a eficiência de aquecimento das SNs (EA) cresce para 1 depois de cerca de três milhões de anos, e como já foi ressaltado ao longo do Capítulo 4, tal subida acontece em um tempo muito curto quando comparado com o tempo de vida da NMG.

Evidentemente, o fato de que EA torne-se igual a 1 não significa que o gás será



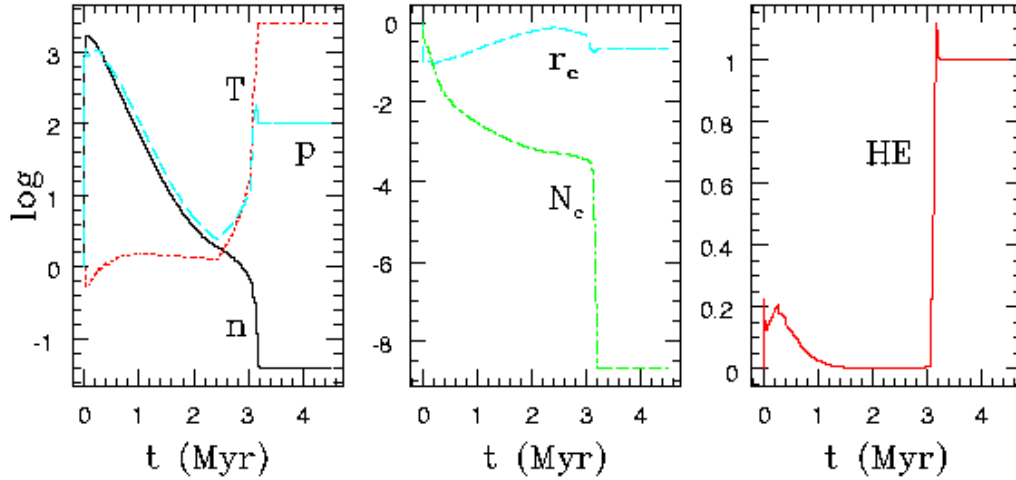


Figura 5.1: Pannel esquerdo: evolução da densidade ( $n$ ), temperatura ( $T$ ) e pressão ( $p$ ) para um aglomerado com uma massa estelar  $M_\star = 10^6 M_\odot$ , raio  $R=10$  pc, densidade ambiental  $n=10 \text{ cm}^{-3}$ , temperatura  $T = 10^4$  K, pressão  $p = 1.38 \times 10^{-11} \text{ dy cm}^{-2}$  e massa total  $M_{\text{gas}} = 8 \times 10^6 M_\odot$ . Pannel central: evolução do numero ( $N_c$ ) e do raio ( $r_c$ ) das nuvens. Pannel direito: perfil da eficiência de aquecimento das SNs (EA) (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2006).

removido da NMG automaticamente. Para isso acontecer o gás deve ser capaz de expandir a uma velocidade maior do que a velocidade de escape, a qual depende da massa total do sistema considerado. Além disso, deve ter uma pressão muito maior do que aquela do MIS onde o aglomerado está confinado. Analisando o pannel esquerdo da Figura 5.1, podemos verificar porém, que depois de três milhões de anos, quando a EA sobe para 1, a temperatura do gás aproxima-se de  $\sim 10^7$  K. Isso significa que a velocidade do som,  $C_s = (\gamma kT/\mu m_H)^{1/2}$ , tem um valor de cerca  $800 \text{ km s}^{-1}$ , muito maior que a velocidade de escape, que vale cerca  $30 \text{ kms}^{-1} (M_{\star,6}/R_{ag,10})^{1/2}$ , onde  $M_{\star,6}$  é a massa estelar do aglomerado em unidades de  $10^6 M_\odot$  e  $R_{ag,10}$  é o raio da NMG em unidades de 10 pc. Também, a pressão do gás da NMG aumenta de um fator  $\sim 10^2$ , tornando-se assim muito maior que a pressão do meio externo, com o qual inicialmente estava em equilíbrio. Através da análise da Figura 5.1 podemos concluir que quando a EA  $\sim 0$  o aglomerado estelar não possui as condições para dispersar o próprio gás. Esta condição somente se verifica quando EA  $\sim 1$ . Como uma boa aproximação, podemos então dizer que o tempo de remoção do gás,  $\tau_r$ , corresponde ao tempo necessário para que o sistema passe de EA = 0 a EA = 1. Neste caso específico, o tempo de remoção vale  $\sim 2 \times 10^5$  anos, o qual é menor que o tempo de cruzamento, que vale  $\sim 3 \times 10^5$  anos, e a velocidade de dispersão das estrelas   $\sigma \sim 60 \text{ km s}^{-1}$ , a qual é maior que a velocidade de escape. Isso significa que o aglomerado estelar tem as características físicas para começr a desagregar-se após um tempo de  $\sim 3 \times 10^6$ ,

confirmando assim as previsões observacionais.

A mesma análise foi aplicada aos outros modelos (2, 3 e 4) da Tabela 5.2. Por todos eles obtemos resultados parecidos, confirmando a remoção do gás em tempos menores que 10 milhões de anos. Uma síntese desses resultados é apresentada na Figura 5.2. No painel superior é apresentado o tempo necessário para que EA cresça para 1, para três diferentes aglomerados com um raio de 10 pc, 20 pc e 30, e com uma EFE igual a 0.11. No painel inferior consideramos, ao invés, três diferentes aglomerados com mesmo raio,  $R_{ag} = 10$  pc, mas com diferentes EFE, iguais a 0.11 ( $M_g = 8 \times 10^6 M_\odot$ ), 0.3 ( $M_g = 2.3 \times 10^6 M_\odot$ ) e 0.5 ( $M_g = 10^6 M_\odot$ ), respectivamente.

Os resultados obtidos confirmam mais uma vez as observações. Mesmo em aglomerados estelares muitos extensos, como os de 20 pc e 30 pc do painel superior da Figura 5.2, o super-aquecimento do gás acontece em um tempo menor que 10 Myr (4.5 Myr em um aglomerado de 20 pc e 6 Myr em um aglomerado de 30 pc). Também, o tempo necessário para que EA passe de 0 a 1, comparável com o tempo de remoção do gás, vale  $2 \times 10^5$  anos ( $R_{ag} = 10$  pc),  $4 \times 10^5$  anos ( $R_{ag} = 20$  pc), e  $7 \times 10^5$  anos ( $R_{ag} = 30$  pc). Sendo que o tempo de cruzamento vale, respectivamente,  $3 \times 10^5$  anos,  $6 \times 10^5$  anos e  $9 \times 10^5$  anos. Dessa forma, todos os sistemas considerados não terão tempo suficiente para adaptar-se a um novo equilíbrio e as estrelas, com velocidade de dispersão maior que a velocidade de escape, estarão livres para espalharem-se até distancias muito maiores que os raios dos aglomerados aqui considerados.

Os resultados mostrados no painel inferior da Figura 5.2 ajudam a verificar mais uma condição necessária para se ter remoção de gás e a conseqüente morte prematura de um aglomerado estelar. No modelo com uma EFE igual a 0.5, por exemplo, o potencial gravitacional das estrelas desenvolve um papel muito importante, pois a velocidade de dispersão, que vale  $\sigma \sim 30 \text{ km s}^{-1}$ , é exatamente igual à velocidade de escape. Neste caso porém, como é possível ver pela linha pontilhada da Figura 5.2, o gás é aquecido em um tempo muito curto, em cerca de  $10^5$  anos, e a sua expansão será então tão instantânea e violenta que poderá escapar ao potencial gravitacional antes que este possa exercer algum efeito importante. Mesmo assim, vale lembrar que este é um caso limite e que aglomerados estelares com altas EFE dificilmente serão destruídos, por causa do maior potencial gravitacional e da menor velocidade de dispersão das estrelas. A Figura 5.3 mostra, de forma mais completa, como a variação da EFE afeta o tempo necessário para aquecimento máximo do gás do sistema. Em um eixo colocamos o tempo que EA leva para atingir o valor 1, e no outro eixo colocamos a EFE. O comportamento das curvas confirma a análise acima. Quanto maior for EFE, menor será o tempo que EA leva para atingir o valor 1. Também, quanto maior for o tamanho do sistema e a massa total das estrelas, maior será o tempo em que o gás permanecerá no aglomerado estelar, sem

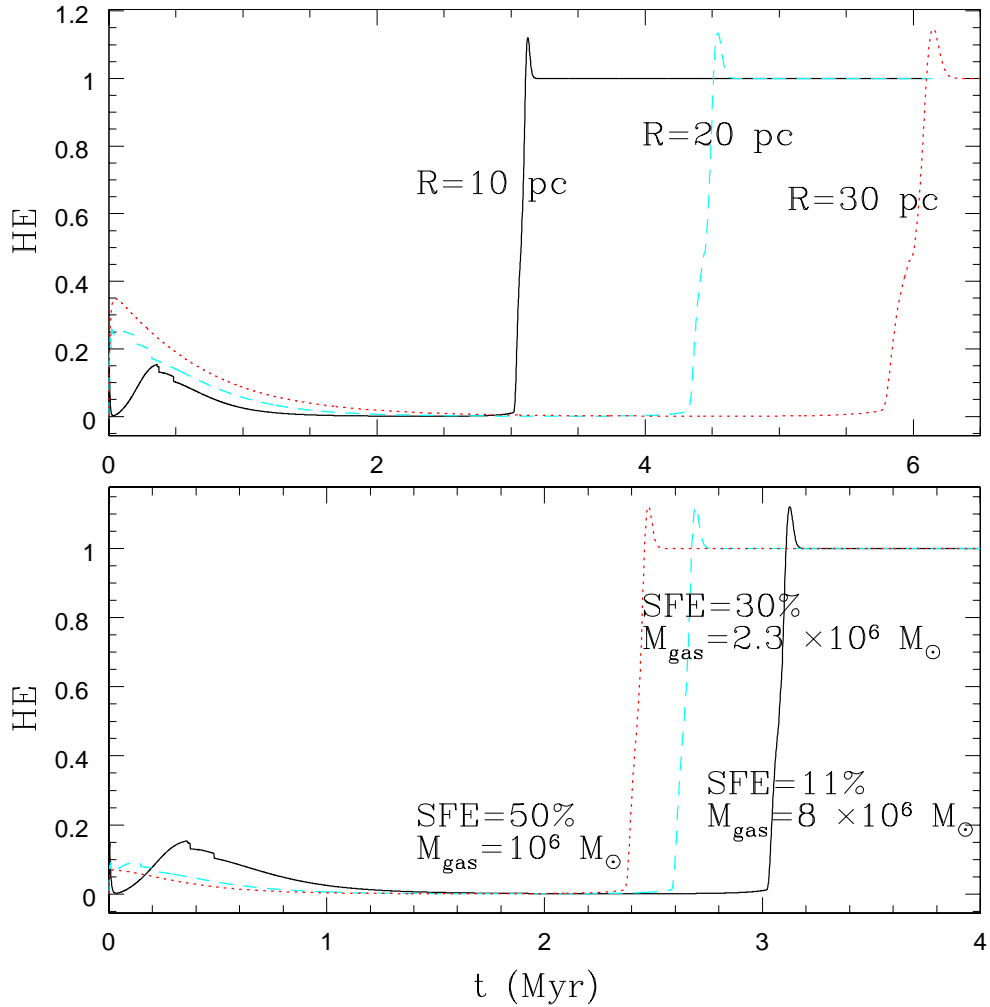


Figura 5.2: (a) Painel superior: evolução da EA calculada para três aglomerados estelares com diferentes raios. As demais condições iniciais são as mesmas do Modelo 1 da Figura 5.1, com uma EFE igual a 0.11. O aglomerado com raio  $R = 10$  pc é representado pela linha pontilhada-tracejada; o aglomerado com raio  $R = 20$  pc pela linha contínua; e o aglomerado com raio  $R = 30$  pc pela linha tracejada. (b) Painel inferior: evolução da EA calculada para três diferentes valores da EFE. Todos os perfis correspondem às mesmas condições iniciais do Modelo 1 de Figura 5.1, com a exceção do conteúdo inicial de massa do gás. O modelo com  $EFE = 0.11$  (com  $M_g = 8 \times 10^6 M_{\odot}$ ) é representado pela linha pontilhada-tracejada; o modelo com  $EFE = 0.3$  (com  $M_g = 2.3 \times 10^6 M_{\odot}$ ) pela linha contínua; e o modelo com  $EFE = 0.5$  (com  $M_g = 10^6 M_{\odot}$ ) pela linha tracejada (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2006).

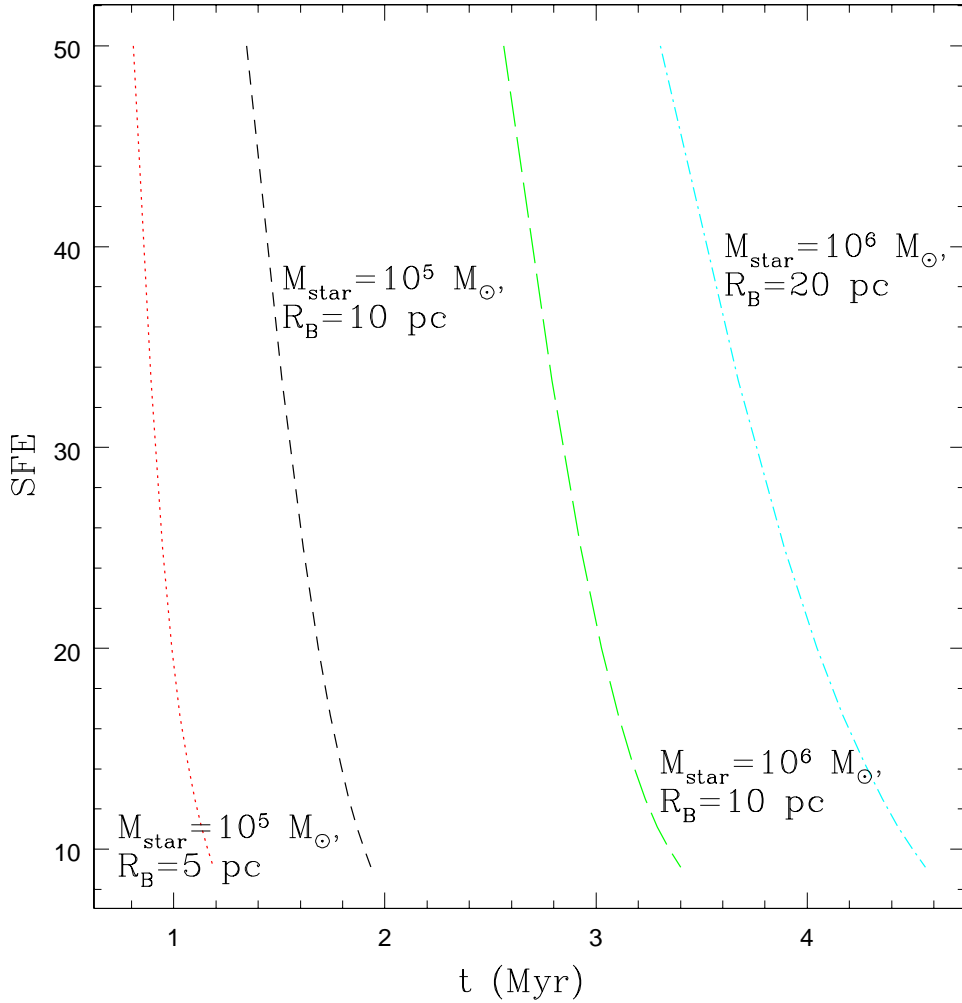


Figura 5.3: EFE versus o tempo de máximo aquecimento do gás pelas SNs ( $EA = 1$ ), para aglomerados estelares com diferentes raios e com diferentes massas estelares (Modelos de 1 a 4 da Tabela 5.1) (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2006).

alcançar as condições de pressão e temperatura necessárias para que seja removido.

Os resultados mostrados acima revelam uma tendência de comportamento característico dos aglomerados estelares formados graças ao colapso de uma fração de gás das NMGs. Os aglomerados que se formam de NMGs maiores conseguem deter o próprio gás por tempos também maiores, aumentando assim a própria EFE e dificultando o processo de dispersão do gás e de sua morte prematura. Ao contrário, os aglomerados que se formam de nuvens menores, ou com uma taxa de formação estelar menor, conseguem o aquecimento máximo do gás pelas SNs em tempos mais rápidos, inibindo assim processos de formação estelar duradouros e favorecendo uma rápida dispersão do gás e das estrelas que se formaram no surto inicial. Tudo isso leva então à conclusão que sistemas carac-

terizados por altas massas estelares e processos de formação estelar prolongados estejam hoje ainda ligados, enquanto que os aglomerados estelares com massas estelares baixas e surtos de formação estelar quase-instantâneos serão, provavelmente, dispersos no MIS das galáxias, constituindo portanto uns dos principais geradores das estrelas de campo, hoje observadas em grandes quantidades, como discutido na introdução deste Capítulo.

## 5.3 Formação estelar em NMGs

### 5.3.1 Considerações teóricas

Se de um lado aglomerados estelares jovens embebidos em NMGs podem ser destruídos por causa das explosões de SNs, como acabamos de ver no parágrafo precedente, por outro lado as próprias explosões de SNs podem se tornar umas das principais responsáveis por processos de formação estelar induzidos em NMGs. De fato, em geral, fenômenos suficientemente energéticos são necessários para quebrar o equilíbrio dinâmico das nuvens e gerar estruturas gravitacionalmente instáveis. Assim, as SNs podem dispersar o gás de uma nuvem, mas podem também acumulá-lo em regiões concentradas e com altas densidade, criando as condições típicas para que uma porção de matéria possa começar a colapsar.

Hoje em dia sabe-se que a maior parte dos fenômenos de formação estelar acontece dentro das NMGs (veja-se por exemplo Blitz 1993; Williams, Blitz & McKee 2000), mas ainda existe intenso debate sobre as causas específicas que podem favorecer tais processos. Muitas possibilidades já foram levadas em conta, embora nenhuma delas tenha conseguido ainda resolver o problema de uma forma definitiva. Baseado em simulações numéricas, muitos autores concluíram que os principais responsáveis pelo colapso gravitacional do gás das NMGs seriam os movimentos supersônicos presentes dentro das nuvens e mantidos através de mecanismos internos e externos (Mac Low & Klessen 2004; Elmegreen & Scalo 2004). Os mecanismos internos poderiam ser os ventos injetados pelas estrelas de baixa massa que formaram-se dentro das NMGs (William, Blitz & McKee 2000) ou as frentes de ionização geradas pelas estrelas massivas (e.g., Elmegreen 1998), enquanto que os mecanismos externos poderiam ser as frentes de choque geradas nos braços espirais das galáxias (Roberts 1969; Bonnel et al. 2006) e as frentes de choque geradas após as explosões de SN e a formação de super-bolhas (Wada & Norman 2001; Elmegreen & Scalo 2004). Estes últimos processos parecem ter a energia suficiente, a priori, para poder gerar a turbulência e as velocidades supersônicas necessárias para criar surtos de formação estelar. Os outros mecanismos, tais quais ventos e jatos proto-estelares, instabilidades magnéticas, expansões de regiões HII, parecem injetar energia no MIS a uma taxa com uma ordem de magnitude abaixo da taxa mínima necessária para explicar os fenômenos

turbulentos e supersônicos previstos e observados nas NMGs.

Para darmos nossa contribuição a esse estimulante debate que prossegue na literatura (e.g., Elmegreen 2006), buscamos nesta segunda parte do Capítulo, construir um espaço de parâmetros físicos que nos diga quando o impacto de uma nuvem por uma frente de choque devido à explosão de uma SN, pode favorecer a formação estelar.

Um processo de formação estelar instantâneo inicia-se quando uma nuvem auto-gravitante e em equilíbrio de pressão torna-se gravitacionalmente instável, ou seja quando a sua própria pressão não consegue mais contra-balançar a sua gravidade. De um modo mais geral, uma porção de gás torna-se instável quando a sua atração gravitacional é mais intensa que a soma de todas as outras forças dispersivas e resistivas que atuam sobre ela. O caso mais simples é aquele de um sistema em equilíbrio dinâmico (equilíbrio do virial) onde considera-se somente a presença de uma energia potencial. Quando a energia potencial é maior que duas vezes a energia cinética, o sistema colapsa; no caso contrário, o gás expande. A mesma consideração pode ser feita levando em conta outras possíveis forças resistivas e dispersivas como, por exemplo, campos magnéticos e turbulência. A teoria clássica, desenvolvida por Jeans no 1906, assume um meio infinito, sem a presença de campos magnéticos, isotérmico, homogêneo, sem turbulência e auto-gravitante. Após aplicar uma perturbação a este sistema, uma análise linear mostra que a relação entre a frequência de oscilação  $\omega$  e o número de onda  $k$ , que descreve as pequenas perturbações, pode ser escrita como:

$$\omega^2 - C_s^2 k^2 + 4\pi G \rho_0 = 0 \quad (5.8)$$

onde  $C_s$  é a velocidade isotérmica do som,  $G$  é a constante de gravitação universal e  $\rho_0$  é a densidade inicial do gás, e onde foram desprezados todos os possíveis efeitos viscosos. As perturbações aplicadas deixarão o sistema gravitacionalmente instável se o número de onda  $k$  ficar abaixo de um certo número de onda crítico,  $k_j$ , que corresponde ao número de onda de Jeans:

$$k_j^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{C_s^2} \quad (5.9)$$

De fato, quando  $k$  for menor de  $k_j$ , o expoente da solução da Eq. (5.8) é real, ou seja, as perturbações crescerão sempre ao longo do tempo. No caso contrário, o expoente é imaginário, e as perturbações oscilarão sem provocar o colapso de sistema. Lembrando a relação que existe entre o número de onda e comprimento de onda, o *comprimento de onda de Jeans*,  $\lambda_j$ , pode ser escrito como:

$$\lambda_j = \frac{2\pi}{k_j} = \left( \frac{\pi C_s^2}{G \rho_0} \right)^{1/2} \quad (5.10)$$

e indica a dimensão que deve ter a porção de gás perturbado para que possa ser gerado um colapso gravitacional. Assumindo uma perturbação esférica, com diâmetro igual ao comprimento de Jeans,  $\lambda_j$ , a massa limite (massa de Jeans) acima da qual o gás começa a colapsar, vale:

$$M_j = \frac{4\pi}{3}\rho_0 \left(\frac{\lambda_j}{2}\right)^3 = \frac{\pi}{6} \left(\frac{\pi}{G}\right)^{3/2} \rho_0^{-1/2} C_s^3 \quad (5.11)$$

Todas as perturbações que ultrapassarem a massa limite de Jeans,  $M_j$ , colapsarão então sob o próprio peso. Como o sistema é isotérmico, a velocidade do som é  $C_s^2 = (kT)/(\mu m_H)$ , e, depois de algumas passagens algébricas, a massa de Jeans pode ser escrita como:

$$M_j \sim 1.4 \times 10^{-10} \frac{T_0^{1.5}}{\rho_0^{0.5}} M_\odot \quad (5.12)$$

onde  $T_0$  é a temperatura inicial do gás em K, e onde a densidade inicial,  $\rho_0$ , é expressa em  $\text{g cm}^{-3}$ . Fica evidente então que a massa de Jeans diminui se se aumenta a densidade inicial e se se diminui a temperatura inicial do gás. Todos os fenômenos responsáveis por um aumento de densidade ou por uma emissão de energia de um dado sistema diminuem portanto o valor da massa de Jeans, favorecendo assim a produção de instabilidades gravitacionais e conseqüentemente, induzindo processos de formação estelar.

Com base nessa idéia, nas próximas sessões tentaremos encontrar as condições físicas necessárias para que uma explosão de SN possa levar uma porção de gás a tornar-se gravitacionalmente instável. A interação entre a frente de choque gerada por uma SN e uma NMG pode determinar o aumento de densidade do gás e a rápida emissão radiativa suficientes para que haja o início de um processo de formação estelar.

### 5.3.2 Interação RSN-NMG

Como vimos no Capítulo 2, onde descrevemos detalhadamente as fases evolutivas da expansão de um remanescente de SN (RSN), o resfriamento do gás, provocado pela contínua emissão radiativa  $\propto n^2\Lambda$ , onde  $n$  é a densidade do gás e  $\Lambda$  é a função de resfriamento, determina as duas fases principais: a *fase adiabática* e a *fase radiativa*. Durante a *fase adiabática* a camada mais externa do RSN expande sem que as perdas radiativas possam alterar as suas características principais. Nesta fase o gás chocado tem uma densidade que é igual a quatro vezes a densidade do MIS, e a sua temperatura, de acordo com as leis de Rankine-Hugoniot (veja-se também o Apêndice B), alcança valores maiores que  $10^5$  K. Depois de um certo tempo, denominado *tempo de resfriamento* (veja também a Eq. (2.16) do Capítulo 2),  $t_c = 3 \times 10^4 E_{51}^{0.22} n^{-0.55}$  anos, a emissão do gás não pode mais ser desprezada, e o RSN entra na chamada *fase radiativa*. Nesta fase o gás da camada mais externa fica sempre mais denso e mais frio, e continua sendo empurrado pelo gás

quente que preenche a cavidade do RSN. As expressões analíticas obtidas no Capítulo 2, que descrevem a taxa de expansão do RSN e a sua velocidade nos dois diferentes regimes adiabático e radiativo, tornam-se aqui muito úteis para podermos descrever, de forma analítica, as características principais da possível interação entre um RSN e uma NMG.

As equações (2.12) e (2.20), que descrevem a velocidade do RSN em função do tempo, podem ser re-escritas, através de uma simples parametrização, em função da distância percorrida. No caso adiabático a velocidade resulta ser então:

$$v_{RSN}(R) \sim 68 \left( \frac{E_{51}}{n} \right)^{0.5} \frac{1}{R_{RSN,50}^{1.5}} \text{ km/s} \quad (5.13)$$

enquanto que durante a fase radiativa, obtém-se:

$$v_{RSN}(R) \sim 47 \frac{E_{51}^{0.8}}{n^{0.91} R_{RSN,50}^{5/2}} \text{ km/s} \quad (5.14)$$

onde  $R_{RSN,50}$  é o raio do RSN expresso em unidades de 50 pc,  $E_{51}$  é a energia da SN em unidades de  $10^{51}$  erg e  $n$  é a densidade do meio. Expressar a velocidade em função do raio alcançado pelo RSN é de grande utilidade porque permite conhecer a intensidade do impacto entre a frente de choque e a NMG conhecendo-se apenas a distância que as separa. Claramente, esta distância não pode ser exageradamente grande, sendo que o máximo raio alcançado por um RSN corresponde a:

$$R_{RSN} \sim 56 T_4^{-0.2} E_{51}^{0.12} n^{-0.37} \text{ pc} \quad (5.15)$$

onde  $T_4$  é a temperatura do MIS em unidades de  $10^4$  K. De fato, depois que o RSN alcança a distância  $R_{RSN}$  da equação acima (5.5), a sua pressão interna fica comparável à pressão externa do MIS, a expansão é estagnada e aos poucos a camada mais externa começa a fragmentar-se, provocando a conseqüente mistura entre o gás quente que preenchia o interior do RSN e o gás do MIS.

Depois que um RSN impacta com a superfície externa da nuvem, uma nova frente de choque começa a propagar-se internamente a NMG com uma velocidade característica  $v_n$ , que indicaremos como  $v_{n,A}$  se for provocada pela interação com um RSN que esteja ainda na fase adiabática, e  $v_{n,R}$  se for provocada pela interação com um RSN que esteja já na fase radiativa. A pressão dinâmica (*ram pressure*) da frente de choque dentro da nuvem,  $n_{n,c}v_n^2$ , será comparável à pressão dinâmica da frente de choque do RSN,  $n_{RSN}v_{RSN}^2$ , e a expressão analítica da velocidade da frente de choque dentro da nuvem em função das condições do RSN, será então:

$$v_{n,A} \sim v_{RSN} \left( \frac{n_{RSN}}{n_n} \right)^{0.5} = \frac{43 E_{51}^{0.5}}{R_{RSN,50}^{1.5} n_{n,10}^{0.5}} \text{ km/s} \quad (5.16)$$



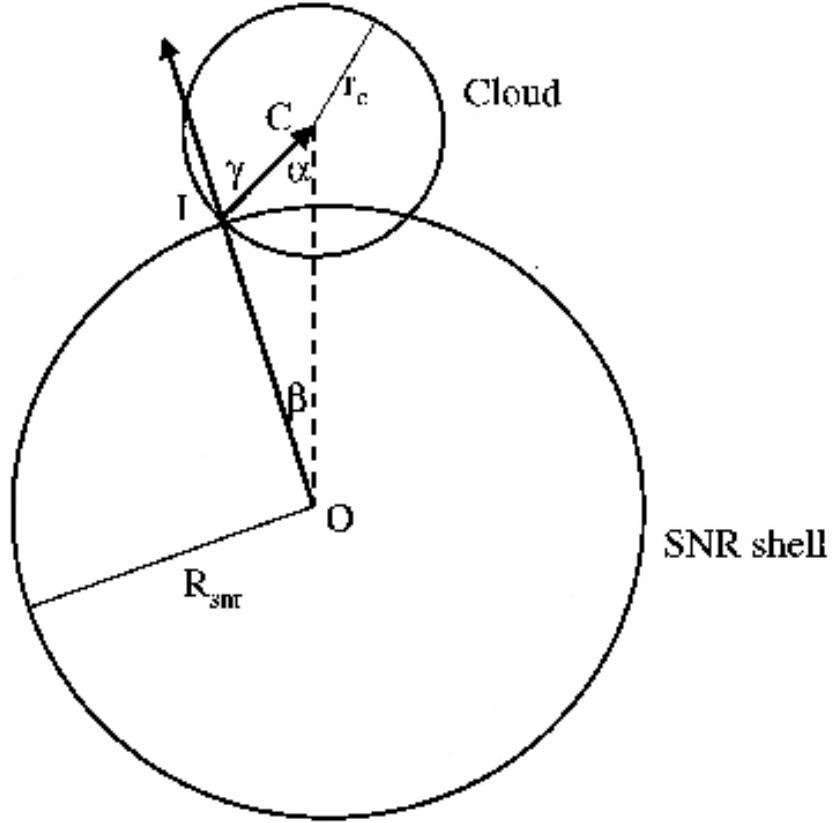


Figura 5.4: Representação esquemática da interação entre o RSN e a nuvem. O RSN expande até um raio  $R_{RSN}$  e impacta com a nuvem. Os ângulos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  variam em função do tempo, da velocidade do RSN e do seu raio, como indicado nas equações no texto.

no caso adiabático, onde  $n_{n,10}$  é a densidade da nuvem em unidades de  $10 \text{ cm}^{-3}$  e onde assumimos que a densidade da frente de choque do RSN é  $n_{RSN} = 4n$  (de acordo com as condições de Rankine-Hugoniot para um choque forte e adiabático), e

$$v_{n,R} \sim f_{10}^{0.5} \frac{46 E_{51}^{0.8}}{R_{RSN,50}^{5/2} n_{n,10}^{0.5} n^{0.41}} \text{ km/s} \quad (5.17)$$

no caso radiativo, onde  $f_{10}$  é o contraste de densidade entre a camada do RSN e o MIS, em unidades de 10.

As equações (5.16) e (5.17) são calculadas considerando-se um choque plano. Em uma interação entre uma frente de choque e uma nuvem esféricas (como é o caso), os efeitos da curvatura devem ser levados em conta, assim como a geometria do problema. A imagem esquemática da Figura 5.4 pode ajudar a compreender esta nova situação.

A velocidade instantânea do gás chocado em direção ao centro da nuvem representa

somente uma fração da velocidade do RSN e depende do contraste de densidade,  $\chi$ , entre a camada do RSN e a nuvem (como já vimos também no Capítulo 3, e em qualquer caso plano) e do ângulo  $\gamma$  entre o vetor que representa a velocidade do RSN e a linha imaginária que conecta o centro da nuvem com o ponto instantâneo de contato entre a nuvem e o RSN. Quando o RSN interage com a nuvem estas duas linhas coincidem,  $\gamma$  é igual a 0 e a velocidade é simplesmente dada pela expressão  $v_n = \chi^{0.5} v_{RSN}$ , como no caso plano. Ao contrário, quando o RSN alcança o centro da nuvem, o ângulo  $\gamma$  é igual a  $\pi/2$ , e conseqüentemente  $v_n = 0$ . O valor médio da velocidade da frente de choque dentro da nuvem, calculado através do tempo de cruzamento,  $t_{c,RSN}$ , vale então:

$$\hat{v}_n = v_{RSN} \left( \frac{n_{RSN}}{n_n} \right)^{0.5} \frac{1}{t_{c,RSN}} \int_0^{t_{c,RSN}} \cos\gamma(t) dt \quad (5.18)$$

onde o tempo de cruzamento vale  $t_{c,RSN} = 2r_n/v_{RSN}$ , e onde  $r_n$  é o raio da nuvem. Através de simples considerações geométricas feitas sobre a imagem da Figura 5.4, encontramos que:

$$\gamma(t) = \alpha(t) + \beta(t)$$

onde:

$$\alpha(t) = \cos^{-1} \left( 1 - \frac{v_{RSN}t}{r_n} \right)$$

$$\beta(t) = \sin^{-1} \left[ \frac{(2v_{RSN}r_n t - v_{RSN}^2 t^2)^{0.5}}{R_{RSN}} \right]$$

e onde o raio  $r_n$  da nuvem é expresso em pc. Os valores da integral da Eq. (5.18),  $I = 1/t_{c,RSN} \int_0^{t_{c,RSN}} \cos\gamma(t) dt$ , são obtidos através de integração numérica e são mostrados na Figura 5.5 em função da razão  $R_{RSN}/r_n$ .

Para esclarecer melhor o que foi dito até agora, antes de concluir este parágrafo e nos concentrarmos na obtenção do espaço de parâmetros ideais que podem levar à formação estelar, mostraremos um exemplo. Consideramos que um RSN, após expandir até um raio  $R_{RSN} = 50$  pc, impacta com uma NMG de raio  $r_n = 10$  pc. Neste caso a velocidade da frente de choque induzida dentro da nuvem vale:

$$\hat{v}_n = 0.34 \left( \frac{n_{RSN}}{n_n} \right)^{0.5} v_{RSN} \quad (5.19)$$

e o tempo necessário para que esta frente de choque cruze inteiramente a nuvem,  $t_{cc}$ , vale:

$$t_{cc,A} \sim 7 \times 10^5 \frac{n_{n,10}^{0.5} r_{n,10} R_{RSN,50}^{1.5}}{I_5 E_{51}^{0.5}} \text{ anos} \quad (5.20)$$

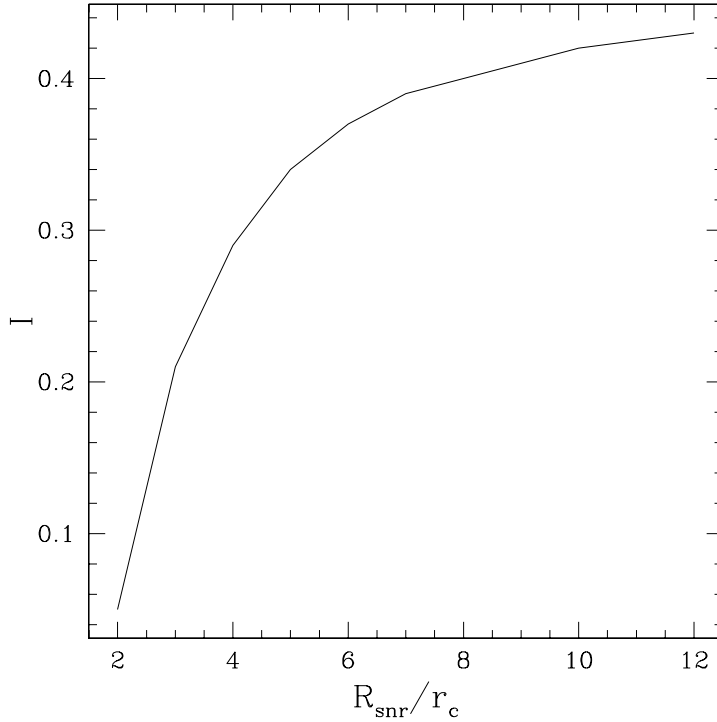


Figura 5.5: Valores do integral  $I$  calculados para diferentes razões  $R_{RSN}/r_n$

no caso adiabático, onde  $r_{n,10}$  é o raio da nuvem em unidades de 10 pc e  $I_5$  é a integral  $I$  calculada para uma razão  $R_{RSN}/r_n = 5$ . Já no caso radiativo, obtemos:

$$t_{cc,R} \sim 7 \times 10^5 \frac{r_{n,10} R_{RSN,50}^{2.5} n_{n,10}^{0.5} n^{0.41}}{f_{10}^{0.5} E_{51}^{0.8}} \text{ anos.} \quad (5.21)$$

De um ponto de vista puramente teórico, após o tempo de cruzamento  $t_{cc}$ , a frente de choque deve alcançar o centro da nuvem e, na ausência de um potencial gravitacional, deveria voltar a expandir após uma máxima compressão.

O que precisamos verificar então, é se as condições físicas nas quais encontra-se o gás chocado são tais que poderiam justificar um colapso gravitacional. É o que veremos nos próximos parágrafos.

### 5.3.3 Condições físicas do gás chocado

O gás chocado no interior da nuvem terá uma densidade e uma temperatura que dependerão do tipo de choque (adiabático ou radiativo), da intensidade da interação e das suas condições iniciais. Em presença de choques fortes, um parâmetro fundamental para descrever a condição do gás é o número de Mach, o qual representa a razão entre a velocidade de propagação da onda de choque e a velocidade do som. Caso a interação aconteça entre

uma nuvem e um RSN ainda na fase adiabática, o número de Mach ( $M_A$ ) é dado por:

$$M_A = 14 \frac{E_{51}^{0.5}}{T_{n,100}^{0.5} R_{RSN,50}^{1.5} n_{n,10}^{0.5}} I_5 \quad (5.22)$$

enquanto que para interações entre uma nuvem e um RSN na fase radiativa, o número de Mach ( $M_R$ ) é:

$$M_R = 44 \frac{f_{10} E_{51}^{0.8} I_5}{n_{n,10}^{0.5} T_{n,100}^{0.5} R_{RSN,50}^{2.5} n^{0.41}} \quad (5.23)$$

onde  $T_{n,100}$  é a temperatura inicial da nuvem em unidades de 100 K.

Dependendo das condições físicas da nuvem, assim como já vimos no estudo do RSN, a propagação da frente de choque dentro de uma nuvem pode ser adiabática ou radiativa. Na presença de gás aquecido a temperaturas de  $\sim 10^4$  K e com densidades características não desprezíveis, como para o gás das NMGs, o tempo de resfriamento resultante é muito mais curto que o tempo de cruzamento, tal como mostrado no Capítulo 3 (veja-se também Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005). Por isso parece lógico levar-se em conta, dentro das NMGs, os efeitos das perdas radiativas atrás do choque interno.

Conhecendo o número de Mach, e utilizando as relações de Rankine-Hugoniot obtidas para choques fortes, apresentadas no Apêndice B, é possível determinar-se facilmente a densidade e a temperatura do gás chocado dentro da nuvem. Para um choque radiativo forte as condições de Rankine-Hugoniot são:

$$T_{n,c} = T_n \quad (5.24)$$

$$n_{n,c} = M^2 n_n \quad (5.25)$$

onde  $n_{n,c}$  e  $T_{n,c}$  são, respectivamente, a densidade e a temperatura do gás da nuvem chocada. Utilizando as expressões do número de Mach das Eqs. (5.23) e (5.24), podemos então concluir que o gás de uma NMG chocada por um RSN na fase adiabática terá uma densidade

$$n_{n,c,A} \sim \frac{1800}{R_{RSN,50}^3} \frac{E_{51} I_5^2}{T_{n,100}} \text{ cm}^{-3} \quad (5.26)$$

enquanto que no caso da interação com um RSN na fase radiativa, a densidade do gás será

$$n_{n,c,R} \sim \frac{2300}{R_{RSN,50}^5} \frac{E_{51}^{1.6} I_5^2 f_{10}}{T_{n,100} n^{0.82}} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.27)$$

A temperatura do gás, como mostrado também na Eq. (5.25), manter-se-á igual à temperatura que o gás tinha antes do choque, em virtude da alta taxa de perdas radiativas. Através destas considerações, podemos então conhecer as condições físicas do gás chocado em função da energia e da distância da explosão da SN, da temperatura e da densidade inicial da NMG, e das condições físicas do MIS onde o RSN expande-se. Com estes dados, e por meio das considerações que serão apresentadas no próximo parágrafo, poderemos finalmente conhecer o espaço de parâmetros idéias para se obter formação estelar induzida por frentes de choque de SNs.

### 5.3.4 Condições físicas para a formação estelar

#### A massa de Jeans

A primeira condição física que deve ser satisfeita para se ter formação estelar é que a nuvem chocada possa ter uma massa maior que a massa de Jeans,  $m_J$ , como vimos no início deste Capítulo. Inserindo as Eqs. (5.24), (5.26) e (5.27) na Eq. (5.12) que determina a massa de Jeans, obtemos:

$$m_{J,A} \simeq 2200 \frac{T_{n,100}^2 R_{RSN,50}^{1.5}}{I_5 E_{51}^{0.5}} M_{\odot} \quad (5.28)$$

quando o gás da NMG é chocado por um RSN na fase adiabática, e

$$m_{J,R} \simeq 2000 \frac{T_{n,100}^2 R_{RSN,50}^{2.5} n^{0.41}}{I_5 f_{10}^{0.5} E_{51}^{0.8}} M_{\odot} \quad (5.29)$$

quando o RSN encontra-se já na fase radiativa. Isso significa que a NMG deve ter uma massa maior ou igual à massa indicada nas Eqs. (5.28) e (5.29). Caso contrário, não haverá instabilidade gravitacional mesmo após o choque. A mesma condição pode ser expressa em função do raio inicial da nuvem. Neste caso obtemos que para se ter instabilidade gravitacional, o raio mínimo da nuvem antes do choque deve ser:

$$r_{n,A} \geq 12 \frac{T_{n,100}^{2/3} R_{RSN,50}^{0.5}}{I_5^{1/3} n_{n,10}^{1/3} E_{51}^{0.17}} \text{ pc} \quad (5.30)$$

para uma interação com um RSN na fase adiabática, ou

$$r_{n,R} \geq 11.4 \frac{T_{n,100}^{2/3} R_{RSN,50}^{0.83} n^{0.14}}{I_5^{1/3} f_{10}^{0.17} E_{51}^{0.27}} \text{ pc} \quad (5.31)$$

para uma interação com um RSN na fase radiativa.

## A força do impacto

A segunda consideração que deve ser feita, é que a interação entre uma frente de choque e uma nuvem não pode ser violenta demais a ponto de provocar a destruição da nuvem. Para estabelecer um limite sobre a intensidade máxima que a frente de choque pode ter para não destruir a nuvem, temos que comparar o tempo característico de *colapso livre* (ou de *free fall*),  $t_{ff}$ , com o tempo característico de destruição,  $t_d$ . Quando  $t_{ff}$  for menor que  $t_d$ , o potencial gravitacional poderá dominar o colapso, que será mais rápido que a destruição da nuvem. No caso contrário, mesmo possuindo a massa limite de Jeans, a nuvem será destruída antes que o gás possa colapsar. Em uma nuvem esférica e com uma densidade após o choque,  $\rho_{n,c}$ , o tempo de colapso livre vale:

$$t_{ff} = \left( \frac{3\pi}{32G\rho_{n,c}} \right)^{1/2} \quad (5.32)$$

e deve ser comparado com o tempo de destruição da nuvem,  $t_d$ . No Capítulo 3, onde estudamos as interações entre uma frente de choque e uma nuvem, vimos que o tempo característico de destruição é proporcional ao tempo de cruzamento,  $t_{cruz}$ , onde

$$t_{cruz} = \frac{2 r_n}{v_{RSN} \left( \frac{\rho_{RSN}}{\rho_n} \right)^{1/2}} = \frac{2 r_n}{v_{n,c}} = \frac{2 r_n}{C_s M} \quad (5.33)$$

é o tempo necessário para que a onda de choque cruze completamente a nuvem, e onde expressamos a velocidade da frente de choque,  $v_{n,c}$ , em função do seu número de Mach,  $M$ , e da velocidade do som do gás da nuvem,  $C_s$ . Caso a interação seja adiabática, o tempo de destruição corresponde a  $\sim 2 - 3$  vezes o tempo de cruzamento (e.g., Klein, McKee & Colella 1994), enquanto que em interações radiativas encontramos (veja Capítulo 3; Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005) que o tempo de destruição pode se prolongar até  $\sim 4 - 6$  vezes o tempo de cruzamento. Baseados nisso assumimos que a nuvem é destruída em um tempo:

$$t_d = 4 t_{cruz} = \frac{8 r_n}{C_s M} \quad (5.34)$$

Comparando as Eqs. (5.32) e (5.34), e lembrando que o gás da nuvem após o choque tem uma densidade  $\rho_{n,c} \propto M^2$ , obtemos que a seguinte condição

$$\frac{r_{n,10}^2 n_{n,10}}{T_{n,100}} \geq 2.5 \quad (5.35)$$

deve ser satisfeita para que não haja destruição da nuvem antes do colapso gravitacional. Fica evidente que tal condição estabelece um limite que não depende das características do choque, mas somente das condições iniciais da nuvem. Isso acontece porque tanto o

tempo de colapso livre, na Eq. (5.32), como o tempo de destruição, na Eq. (5.34), tem a mesma dependência com o número de Mach,  $M$ , que então desaparece da equação final (5.35). Através de uma análise mais detalhada porém, onde se considera, (a) que a nuvem chocada aproxima-se de uma forma cilíndrica, (b) que a sua densidade após o choque não é mais homogênea, e (c) que então o tempo de colapso livre deve ser calculado sobre uma massa limite de Bonnor-Elsen (a qual é o análogo da massa de Jeans para uma nuvem com uma distribuição de densidade  $\rho(r)$ ), obtém-se (veja Nakamura et al. 2006) uma dependência sobre o valor do número de Mach, que após algumas passagens algébricas, resulta ser:

$$M \leq 14 \left( \frac{n_{n,10}}{T_{n,100}} \right)^{1.16} r_{n,10}^3 \quad (5.36)$$

Esta condição indica, como já observado anteriormente, que a propagação da frente de choque dentro da nuvem não pode ser rápida demais para não provocar a sua destruição antes que a fase não-linear do colapso comece. Tal consideração reflete-se diretamente sobre a distância mínima que deve existir entre a nuvem e a SN na época da explosão. Em termos de distâncias, a Eq. (5.36) pode ser re-escrita como:

$$R_{RSN,A} \geq 34 \frac{E_{51}^{0.33} T_{n,100}^{0.44} I_5}{n_{n,10} r_{n,10}^2} \text{ pc} \quad (5.37)$$

para o RSN na fase adiabática à época da interação, e

$$R_{RSN,R} \geq 50 \frac{E_{51}^{0.33} f_{10}^{0.2} T_{n,100}^{0.26} I_5^{0.4}}{n_{n,10}^{0.7} n^{0.17} r_{n,10}^{1.2}} \text{ pc} \quad (5.38)$$

para o RSN, já na fase radiativa. As condições encontradas estabelecem o segundo limite que deve existir para que haja formação estelar. Ou seja, resumindo-as, o choque deve ser suficientemente energético para determinar o colapso da nuvem, mas deve ser também suficientemente fraco para não provocar a sua destruição prematura.

### Penetração da frente de choque no interior da nuvem

Existe ainda um terceiro limite que deve ser levado em conta. De fato, um choque radiativo que propaga dentro de uma nuvem perderá sua intensidade por causa dos efeitos de viscosidade e a causa da contínua emissão de energia atrás do choque, e a conseqüência mais importante será a diminuição da própria velocidade, a qual após um certo tempo tornar-se-á sub-sônica. Através de uma simples análise energética, podemos estabelecer o tempo necessário para que a frente de choque seja completamente freada durante a sua propagação no interior da nuvem. Se este tempo for menor que o tempo de cruzamento, significa que o RSN não possuía a energia suficiente para varrer a nuvem inteira, e as

condições para se ter formação estelar não poderão ser satisfeitas. Da conservação da energia, obtemos:

$$\frac{3}{2}n_{n,c}k_bT_{n,c} + \frac{1}{2}\mu m_H n_{n,c}v_{n,c}^2 \simeq \frac{3}{2}n_{n,c}(t_{st})k_bT_{n,c}(t_{st}) + \Lambda[T_{n,c}(t_{st})] n_{n,c}(t_{st})^2 t_{st} \quad (5.39)$$

O lado esquerdo da Eq. (5.39) expressa a energia total da frente de choque no instante inicial do impacto. No lado direito, o primeiro termo representa a energia total da frente de choque após o tempo  $t_{st}$ , o qual corresponde ao tempo após o qual o choque interno é freado dentro da nuvem e sua velocidade se anula, e o segundo termo representa a energia total emitida durante a sua propagação. A função  $\Lambda$  descreve o resfriamento do gás chocado, tal como descrito nos Capítulos 3 e 4 (veja também Dalgarno & McCray 1972), e os valores iniciais da densidade, temperatura e velocidade ( $n_{n,c}$ ,  $T_{n,c}$ ,  $v_{n,c}$ ) da frente de choque são calculados de acordo com as condições adiabáticas de Rankine-Hugoniot. Quando  $v_{n,c} = 0$ , a densidade da frente de choque ( $\sim \propto M^2$ ) é aproximadamente igual a densidade da nuvem, e assumindo o equilíbrio de pressão entre o gás chocado no interior da nuvem e o gás ainda não perturbado, é possível resolver facilmente a Eq. (5.39), obtendo-se:

$$t_{st} \simeq \frac{9}{16} \frac{\mu m_H}{n_n \Lambda} v_{n,c}^2 \quad \text{s.} \quad (5.40)$$

Comparando o tempo de estagnação com o tempo de cruzamento, e impondo que este último seja sempre menor do primeiro ( $t_{cruz} \leq t_{st}$ ) para que haja condição de formar estrelas, é então possível calcular o raio máximo<sup>1</sup>, que um RSN deve ter para poder varrer inteiramente uma nuvem. Tal limite vale:

$$R_{RSN} \leq 75 \frac{E_{51}^{0.33} I_5^{0.66}}{(r_{n,10} \Lambda_{27})^{2/9} n_{n,10}^{0.5}} \quad \text{pc} \quad (5.41)$$

onde  $\Lambda_{27}$  é a função de resfriamento em unidades de  $10^{-27}$ .

### Formação estelar induzida por choque: espaço de parametros

Após a análise, podemos concluir que existem três diferentes condições que são necessárias para que haja formação estelar induzida por frentes de choque de SNs. A primeira é que a frente de choque tenha energia suficiente para colocar a massa da nuvem acima do limite de Jeans, através de uma compressão capaz de aumentar a densidade e as emissões radiativas do gás. A segunda é que a frente de choque não carregue uma energia maior do que aquela necessária para destruir a nuvem antes que a gravidade domine a evolução do sistema. A terceira, é que a frente de choque tenha uma energia suficiente para cruzar completamente

---

<sup>1</sup>ou a energia mínima



a nuvem antes que a viscosidade e as perdas radiativas acarretam sua estagnação. Estas condições, juntamente com a distância máxima que um RSN pode alcançar, dada na Eq. (5.15), são mostradas nos gráficos da Figura 5.6, onde as condições acima, obtidas nas Eqs. (5.30-5.31), (5.37-5.38) e (5.41) são apresentadas em função do raio do RSN (para um RSN na fase adiabática, a qual é mais potente) e da densidade da nuvem, para distintos raios da nuvem. A área escurecida determina uma região no diagrama onde a combinação dos três parâmetros (raio do RSN e densidade e raio da nuvem) estabelecem condições adequadas para se ter formação estelar induzida por choque de SNs.

Como se pode verificar, dependendo do raio da nuvem, existem diferentes combinações possíveis para que haja formação estelar. No caso de uma nuvem pequena por exemplo, do tamanho de 1 pc, não existe nenhuma combinação no plano  $R_{RSN} - n_n$  que possa levar à formação estelar. Nesse caso, a intensidade do choque deveria ser tão intensa para que a massa de Jeans ficasse menor que a massa da nuvem, que a própria nuvem seria destruída antes do colapso começar. Uma situação parecida acontece quando a NMG tem um raio de 5 pc. Neste caso existe a possibilidade de se ter formação estelar, por exemplo, em nuvens com densidades maiores que  $60 \text{ cm}^{-3}$  chocadas por RSN de raio menor que 30 pc. Embora a probabilidade de que isso aconteça não seja grande, não podemos excluir, a priori, esta possibilidade. A situação muda quando se consideram NMGs maiores, da ordem de 10 – 20 pc. Como é possível ver nos dois painéis inferiores da Figura 5.5, o espaço de parâmetros que permite a formação estelar torna-se maior. De forma geral, pode-se dizer que explosões de SNs que aconteçam a uma distância menor que 40 pc tem uma alta probabilidade de criar as condições ideais que determinam formação estelar. Entretanto, frentes de choques geradas por RSNs menos energéticos, com raios da ordem de 50 – 60 pc, tem a tendência a frear quando ainda estão dentro da nuvem, dando assim origem a distribuições não-homogêneas de gás, fragmentos densos, e toda uma série de estruturas que, com o tempo, poderiam também tornar-se sítios de formação estelar.

Na próxima seção, apresentaremos os resultados que obtivemos a partir de simulações numéricas hidrodinâmicas radiativas de interações entre RSN e NMG. Estas servirão não apenas para verificar a veracidade dos resultados do estudo analítico acima, os quais foram sumarizados no diagrama  $R_{RSN} \times n_n$  da Figura 5.6, como também permitirão um estudo mais detalhado dos processos de destruição das nuvens e de mistura entre o gás da nuvem e do MIS num regime não linear.

## 5.4 Simulações numéricas das interações RSN-NMG

As simulações numéricas das interações que acontecem entre uma frente de choque e uma nuvem já foram longamente discutidas no Capítulo 3 desta tese. Neste caso porém, o

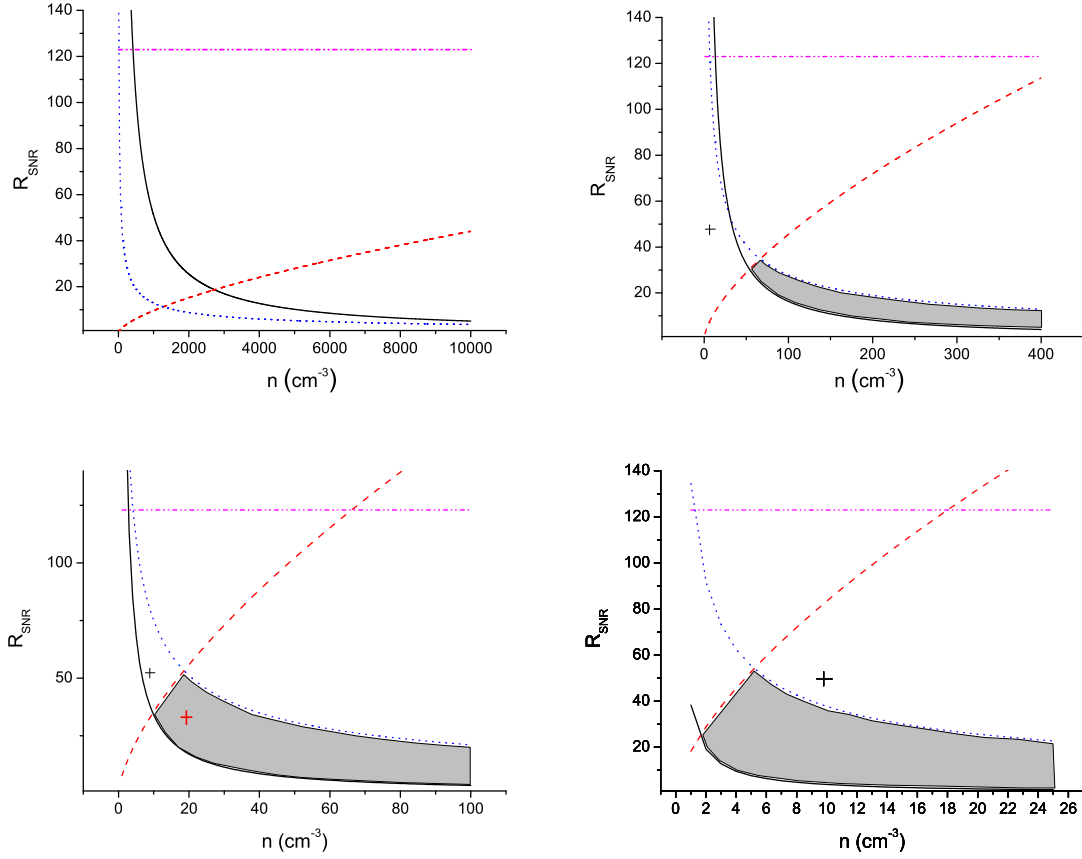


Figura 5.6: Diagrama para formação estelar induzida por choques de SNs. Vínculos sobre o raio dos RSN e as densidades das nuvens obtidos para quatro diferentes raios da nuvem,  $r_n$ . Painel superior esquerdo:  $r_n = 1$  pc; painel superior direito:  $r_n = 5$  pc; painel inferior esquerdo:  $r_n = 10$  pc; painel inferior direito:  $r_n = 20$  pc. A linha contínua (negra) mostra o limite mínimo do raio do RSN para que não haja destruição da nuvem após a colisão. A linha tracejada (vermelha) estabelece o limite máximo do raio do RSN para que a nuvem possa alcançar o limite de Jeans. A linha pontilhada (azul) mostra o limite máximo do raio do RSN para que a frente de choque possa ter energia suficiente para percorrer toda a nuvem. A linha pontilhada-tracejada (rosa) indica a máxima distância que pode ser alcançada pelo RSN em um MIS com uma densidade  $n = 0.05 \text{ cm}^{-3}$  e temperatura  $T=10^4$  K. A área cinza define a região dos diagramas onde podem ser induzidos processos de formação estelar após uma interação com um RSN. As cruces nos quatro painéis indicam a combinação de parâmetros escolhida para cada uma das simulações apresentadas no Parágrafo 5.4 (Melioli et al. 2006).

Tabela 5.3: Parâmetros físicos adotados no estudo das interações RSN-NMG.

Simulação	$n_n$ (cm <sup>-3</sup> )	$T_n$ (K)	$r_n$ (pc)	$R_{RSN}$ (pc)	Resolução (pc)
1	10	100	10	52	0.398
2	10	100	20	52	0.398
3	10	100	5	52	0.398
4	20	100	10	30	0.199

objetivo principal não é o de entender as diferentes fases da interação, mas sim testar os resultados teóricos apresentados no parágrafo precedente. Também, o tamanho da nuvem, quando comparado com a dimensão da frente de choque, é muito maior do que aquele que caracterizava os estudos feitos no Capítulo 3 e conseqüentemente novas informações serão obtidas acerca este tipo de interações.

Novamente, utilizamos a versão radiativa, tridimensional do código de diferenças finitas YGUAZU, apresentado detalhadamente no Apêndice A, e descrito brevemente no Capítulo 3. O domínio computacional onde as interações acontecem é coberto por uma grade de  $256 \times 128 \times 128$  pontos, e representa um ambiente com dimensão física de  $102 \text{ pc} \times 56 \text{ pc} \times 56 \text{ pc}$ . A resolução adotada é  $\sim 0.4 \text{ pc}$ , com exceção da ultima simulação, onde escolhemos um domínio computacional de  $512 \times 256 \times 256$  e uma resolução de  $\sim 0.2 \text{ pc}$ . As quatro situações estudadas, resumidas na Tabela 5.3, representam a interação entre um RSN, gerado de uma SN com energia  $E_0 = 10^{51} \text{ erg}$ , e uma NMG. Em cada simulação as condições físicas da NMG são diferentes, ao fim de se testar várias combinações de parâmetros, e assim verificar os resultados analíticos obtidos no parágrafo precedente.

A primeira simulação considera a interação entre um RSN e uma NMG separados inicialmente por uma distância, entre o centro da explosão e a superfície da nuvem, de  $52 \text{ pc}$ . A NMG tem um raio de  $10 \text{ pc}$ , uma densidade de  $10 \text{ cm}^{-3}$  e uma temperatura de  $100 \text{ K}$ . Olhando no painel inferior esquerdo da Figura 5.6, esta combinação de parâmetros (indicada com uma cruz negra fora da região cinza da figura) não deveria criar as condições adequadas para se ter formação estelar. De fato, o resultado analítico indica que a frente de choque tem energia suficiente para varrer a nuvem, mas não para *deslocar* o limite da massa de Jeans para um valor abaixo da massa da nuvem. Isso significa que após a compressão inicial, a nuvem começará uma fase de re-expansão sem que a gravidade consiga iniciar o colapso. A simulação, cujas fases principais são apresentadas na Figura 5.7, confirma estes resultados analíticos. A nuvem é chocada depois  $\sim 8 \times 10^4$  anos, o qual corresponde ao tempo necessário para o RSN alcançar uma distância de  $\sim 50 \text{ pc}$ . Nesta altura o RSN está ainda na fase adiabática, a sua camada mais externa tem uma

densidade  $n_{RSN} = 3.5n$  (painel superior esquerdo da Figura 5.7) e a sua velocidade é de  $240 \text{ km s}^{-1}$ , condições que aproximam-se muito aos resultados analíticos das Eqs. (2.16), (5.13) e (5.14). Depois de interagir com a nuvem, a simulação mostra que o RSN produz uma frente de choque principal que se propaga dentro da nuvem com uma velocidade de  $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$ , possui uma densidade de  $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$  e mantém uma temperatura de  $\sim 60 \text{ K}$ . Depois de um tempo de  $3.7 \text{ Myr}$ , a NMG é comprimida para uma forma cilíndrica de raio  $\sim 4 \text{ pc}$ , altura  $\sim 3 \text{ pc}$ , densidade de  $\sim 220 \text{ cm}^{-3}$  e temperatura de  $\sim 48 \text{ K}$  (veja o painel inferior esquerdo da Figura 5.7). Nesta altura, a nuvem pode ou colapsar, se a sua massa for menor que a massa limite de Jeans, ou re-expandir, se os efeitos térmicos e dinâmicos dominam a evolução do gás. Com os parâmetros que acabamos de listar, a massa do núcleo central da NMG após a compressão é de  $\sim 950 M_{\odot}$ , enquanto que a massa de Jeans, calculada de acordo com a Eq. (5.12), corresponde a  $2140 M_{\odot}$ . Evidentemente a nuvem chocada não tem as condições físicas para poder colapsar, e os resultados numéricos confirmam plenamente os resultados analíticos da Figura 5.6.

A segunda simulação tem as mesmas condições iniciais da primeira, com a única exceção que neste caso a NMG tem uma raio de  $20 \text{ pc}$ . Observando o painel inferior direito da Figura 5.6, pode-se notar que também esta combinação de parâmetros (indicada com uma cruz negra) não deve levar à formação estelar. Neste caso a frente de choque teria a energia suficiente para alcançar as condições de Jeans sem destruir a nuvem, mas não a intensidade necessária para percorrê-la inteiramente. Novamente, os resultados numéricos confirmam plenamente esta previsão teórica. Como se pode observar na Figura 5.8, após um tempo de  $8 \times 10^6$  anos, a frente de choque é completamente congelada dentro da nuvem, com uma velocidade quase nula.

A terceira simulação também possui as mesmas condições iniciais das duas primeiras, exceto que o raio da NMG neste caso é de  $5 \text{ pc}$ . Esta escolha de parâmetros também não deve permitir que o gás chocado possa tornar-se gravitacionalmente instável, conforme indica a cruz do painel superior direito da Figura 5.6. De fato, com estas características o resultado analítico mostra que a nuvem é destruída antes que qualquer outro processo possa dominar a evolução do sistema. A simulação mostrada na Figura 5.9 confirma isso. A nuvem é completamente destruída depois da passagem da onda de choque, e nenhuma estrutura densa sobrevive após um tempo inferior a  $2 \text{ Myr}$ .

Por fim, na quarta simulação, consideramos a interação entre um RSN e uma NMG separados por uma distância de  $30 \text{ pc}$ . Neste caso escolhemos uma nuvem com densidade  $n_n = 20 \text{ cm}^{-3}$ , a fim de se ter uma combinação de parâmetros que possa favorecer a formação estelar, conforme indica a cruz vermelha do painel inferior esquerdo da Figura 5.6, a qual encontra-se dentro da região cinza. A evolução do sistema, mostrada na Figura 5.10, evidencia que após um tempo  $t \sim 4 \times 10^6$  anos, a nuvem chocada assume uma forma

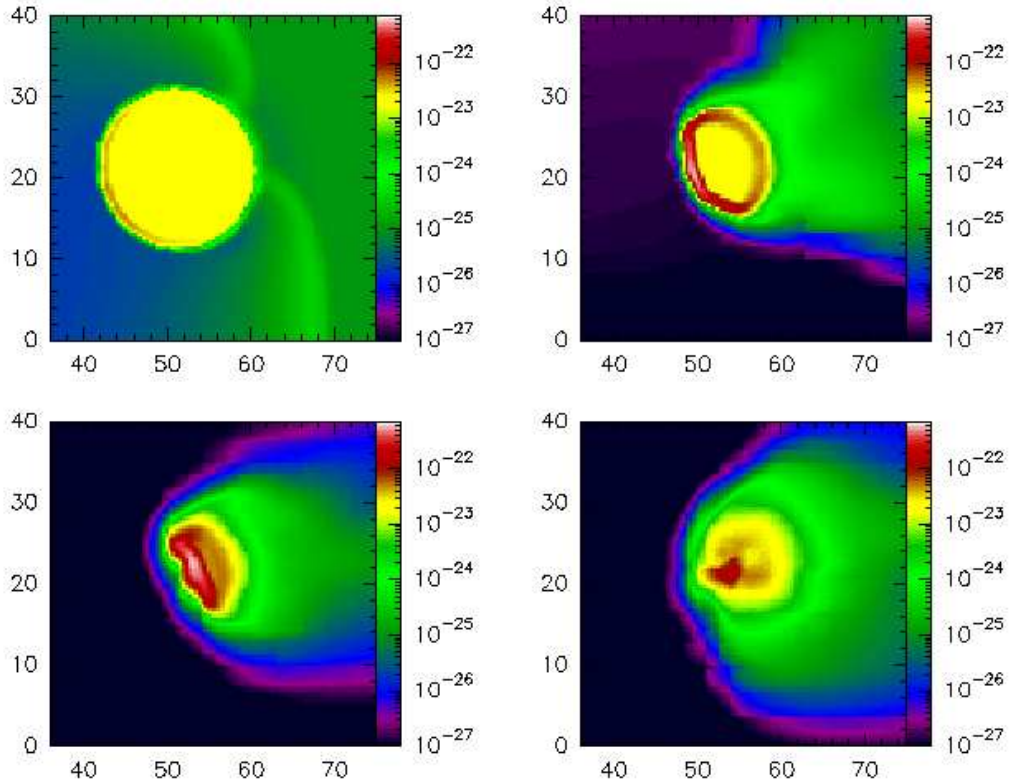


Figura 5.7: Simulação 1. Representação da distribuição de densidade, em escala logarítmica colorida, para quatro diferentes épocas da interação RSN-NMG. Os tempos de cada painel são: a)  $t = 2.2 \times 10^5$  anos (painel superior esquerdo); b)  $t = 2. \times 10^6$  anos (superior direito); c)  $t = 3.7 \times 10^6$  anos (inferior esquerdo); e d)  $t = 8.5 \times 10^6$  anos (inferior direito). O RSN é gerado de uma explosão de SN com uma energia de  $10^{51}$  erg. O MIS onde ocorre a interação tem uma densidade  $n = 0.05 \text{ cm}^{-3}$  e uma temperatura de  $10^4 \text{ K}$ . A NMG tem uma densidade  $n_n = 10 \text{ cm}^{-3}$ , uma temperatura  $T_n = 100 \text{ K}$ , e um raio  $r_n = 10 \text{ pc}$ . A distância inicial entre o centro da SN e a superfície da nuvem é de 52 pc (Melioli et al. 2006).

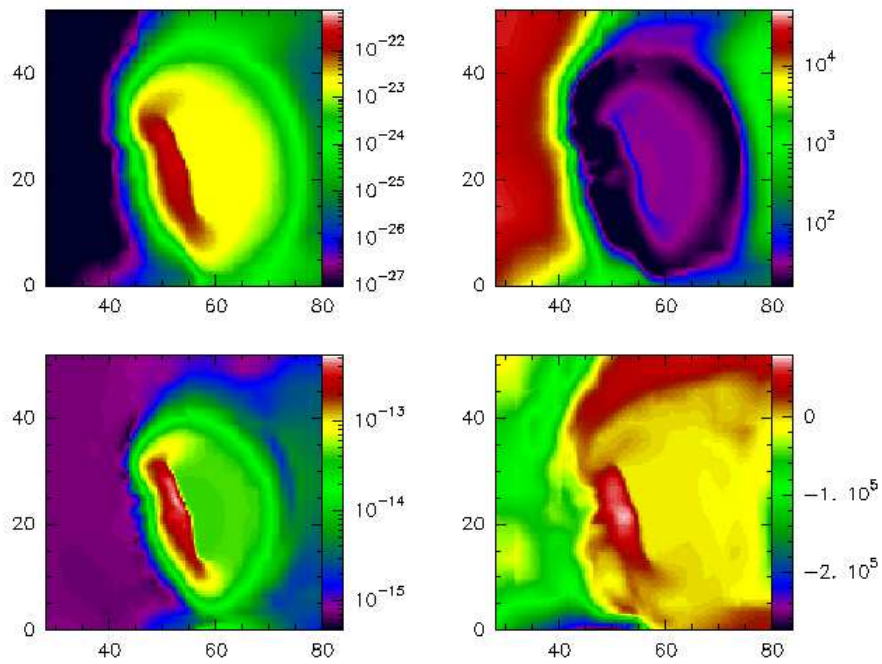


Figura 5.8: Simulação 2. Representação da distribuição de densidade (painel superior esquerdo), temperatura (superior direito), pressão (inferior esquerdo) e velocidade (inferior direito) da interação RSN-NMG em um tempo  $t = 8 \times 10^6$ . Todos os parâmetros são os mesmos de Figura 5.7, exceto que o raio da nuvem é  $r_n = 20$  pc (Melioli et al. 2006).

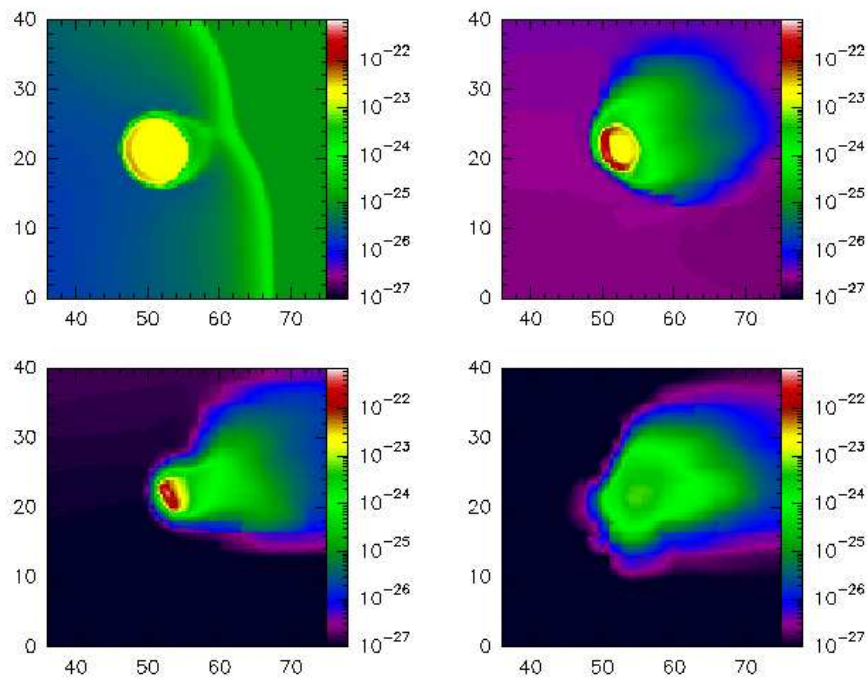


Figura 5.9: Simulação 3. Representação da distribuição de densidade, em escala logarítmica colorida, para quatro diferentes épocas da interação RSN-NMG. Todos os parâmetros são os mesmos da Figura 5.7, à exceção do raio da nuvem,  $r_n = 5$  pc. Os tempos de cada painel são: a)  $t = 2.5 \times 10^5$  anos (painel superior esquerdo); b)  $t = 8.9 \times 10^5$  anos (superior direito);  $t = 1.8 \times 10^6$  anos (inferior esquerdo);  $t = 8.5 \times 10^6$  anos (inferior direito).

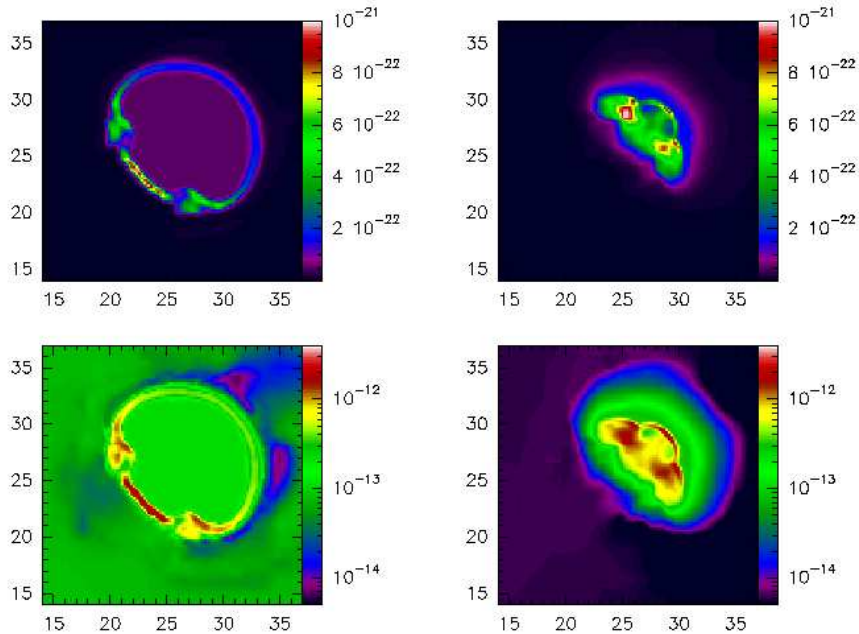


Figura 5.10: Simulação 4. Representação da distribuição de densidade (painéis superiores) e de pressão (painéis inferiores), em escala logarítmica colorida, para duas diferentes épocas da interação RSN-NMG. Todos os parâmetros são os mesmos da Figura 5.7, com a exceção da densidade da nuvem que é no caso dada por  $n_n = 20 \text{ cm}^{-3}$  e a distância inicial SN-NMG que vale 30 pc. Painéis esquerdos:  $t = 1.6 \times 10^6$  anos; painéis direitos:  $t = 4.1 \times 10^6$  anos.

cilíndrica com um raio de  $\sim 3$  pc, uma altura de  $\sim 3$  pc, uma densidade de  $\sim 440 \text{ cm}^{-3}$  e uma temperatura de  $\sim 40$  K. Nestas condições o núcleo chocado da nuvem tem uma massa total de  $\sim 1200 M_\odot$ , que é maior que o limite de Jeans, que vale  $\sim 1000 M_\odot$ . Ou seja, o tamanho da nuvem e os seus valores de densidade e temperatura alcançados nas simulações indicam que a NMG pode realmente iniciar o colapso, dando assim origem à formação estelar. Novamente, as simulações confirmam as previsões teóricas da Figura 5.6.

Ao fim de ter uma aplicação direta astrofísica, aplicamos os resultados analíticos e numéricos obtidos neste estudo à região de formação estelar  $\beta$  Pictoris. Este é um aglomerado estelar aberto da nossa galáxia, distante  $\sim 35$  pc do Sol (Zuckerman et al. 2001; Torres et al. 2006), com uma idade de cerca 12 Myr (Ortega et al. 2002, 2004) e composto principalmente por estrelas de tipo  $T - Tauri$  (Torres et al. 2006). Diferentemente dos mecanismos que usualmente são propostos para explicar-se a formação dos aglomerados abertos, estudos recentes (Ortega et al. 2002, 2004) apontaram à possibilidade que este sistema possa ter sido gerado após a explosão de uma SN de tipo II. Os aglomerados estelares dentro dos quais poderia ter acontecido tal explosão, são os grupos abertos da Cruz



Baixa e do Lobo Superior de Centaurus. A distância entre estes grupos e  $\beta$  Pictoris, na época da sua formação (12 Myr atrás), valia entre 60 e 100 pc (Ortega et al.). Olhando para o diagrama da Figura 5.6, é possível notar que somente em nuvens com um raio de  $\sim 20$  pc, chocadas por um RSN gerado por uma SN distante no máximo 40 pc, seria possível criar as condições adequadas para se ter formação estelar. Esta análise excluiria então a possibilidade que  $\beta$  Pictoris tenha se formado a causa de uma explosão de SN, a não ser, como mostrado na simulação da Figura 5.9, que a frente de choque induzida dentro da nuvem, depois de estagnar, fragmentou-se formando núcleos e regiões mais densas e frias, sítios ideais para começar-se novos processos de formação estelar. Inclusive, a presença de campos magnéticos, turbulências e regiões não-homogêneas em densidades e temperaturas dentro da nuvem, poderiam justificar resultados diferentes do que aquele obtidos ao longo desta análise simplificada.

Claramente, as simulações apresentadas neste parágrafo nós pretendem acompanhar a fase não-linear do colapso da nuvem. Para tal, o código precisava ainda ser implementado com a auto-gravitação. Nosso objetivo aqui era simplesmente acompanhar a evolução do gás chocado em seus estágios iniciais e verificar em que condições poderia tornar-se gravitacionalmente instável em conformidade com as previsões teóricas. Os resultados encontrados indicam que somente certas NMGs, em ambientes ricos em explosões de SNs, devem formar estrelas induzidas pelos choques das SNs

## 5.5 Conclusões

No decorrer deste Capítulo analisamos os efeitos que uma intensa energização causada por explosões de SNs pode provocar em regiões galácticas com dimensões típicas entre 10 e 100 pc, caracterizadas por uma alta taxa de formação estelar. Estas regiões, denominadas de aglomerados estelares jovens e geradas em NMGs, dependendo das suas condições iniciais e da taxa de SNs, podem tanto ser destruídas, com também ver aumentada sua capacidade de formar novas estrelas. De fato, por um lado a grande energização do MIS determina um aumento da temperatura do gás e sua conseqüente rápida expansão, tal como vimos na Seção 5.2. Se a perda de gás dos aglomerados for mais rápida que a capacidade de o aglomerado virializar-se, então as estrelas deverão dispersar-se causando a morte prematura do aglomerado em formação e um aumento das estrelas de campo. Por outro lado, tal como vimos na Seção 5.3, a presença das frentes de choque das SNs pode acarretar processos de formação estelar locais em NMGs. Este fenômeno será tanto mais provável quanto maior for o tamanho físico da nuvem e terá máxima eficiência quando a distância entre a NMG e os sítios das explosões das SNs estiver entre 20 e 40 pc. Este resultado foi também aplicado ao sistema estelar de  $\beta$  Pictoris, e excluiu, a menos de determinadas e

poucos prováveis condições iniciais, que este formou-se por causa de uma interação entre um RSN e uma NMG. Vale lembrar porém que estes estudos, analíticos e numéricos, foram conduzidos levando em conta nuvens homogêneas e com campo magnéticos nulos. A presença de campos magnéticos, de movimentos turbulentos e de fragmentos e núcleos caracterizados por maiores densidades, poderiam modificar os resultados obtidos e deverão então ser adicionados mais para frente em novos estudos.

Ambos os fenômenos acima de morte prematura dos aglomerados jovens e de formação estelar local em NMGs são provocados por explosões de SN e sugerem uma ligação entre as pequenas e as grandes escalas em uma galáxia. A perda de gás de um aglomerado jovem determina o fim de novos processos de formação estelar e conseqüentemente, mais adiante também o fim das explosões de SNs em dada região. Por outro lado, o aumento da taxa de formação estelar nas NMGs provocada, e.g, pela presença de frentes de choque no MIS das SNs, poderá acarretar um aumento na taxa de explosões de SNs. De qualquer forma, todo jeito então, chegará um momento em que o gás será ejetado para fora do aglomerado devido ao aquecimento e expansão pelo alto número de SNs. Este fenômeno poderá ser mais ou menos intenso, dependendo das características do MIS e do número de SNs, e poderá gerar ventos galácticos, ou simplesmente favorecer uma redistribuição do gás em diferentes regiões da galáxia. Essa ejeção do gás para fora dos aglomerados sobre o disco e o halo de uma galáxia, é o fenômeno que estudaremos no próximo Capítulo.

Os resultados deste capítulo foram publicados em artigos na A&A e na MNRAS (Melioli & de Gouveia Dal Pino 2006, Apêndice F; Melioli, de Gouveia Dal Pino, la Reza & Raga 2006).

# Capítulo 6

## Conseqüências extremas da energização por SNs: formação de super-bolhas e chafarizes em galáxias

Nesse capítulo estudaremos a evolução do gás presente em regiões de intensa formação estelar, após ser aquecido pelas explosões de SNs e acarretar a formação de bolhas e super-bolhas. Através do estudo da interação entre o gás aquecido e o ambiente galáctico circundante, poderemos entender se, e em quais condições, o gás ejetado é recapturado pelo potencial gravitacional da galáxia ou escapa em um vento, e procuraremos entender também como este fenômeno influencia a distribuição de metalicidade da galáxia em função do seu raio. Depois de estudar nos Capítulos precedentes alguns processos característicos de regiões de intensa formação estelar, tentaremos abordar neste Capítulo os efeitos desses eventos sobre o ambiente galáctico em uma escala maior, visando uma análise mais completa da evolução global do MIS.

### 6.1 Introdução: ventos e chafarizes galácticos

Conforme vimos nos Capítulos precedentes, as explosões de SNs são a principal fonte de energia em regiões com surtos de formação estelar. Dependendo das condições iniciais de densidade e pressão do MIS, e da quantidade de gás sob forma de nuvens, a energia injetada pode ser armazenada no gás sob forma de entalpia ou, do contrário, ser rapidamente irradiada. No primeiro caso, a temperatura e a pressão do MIS aumentam e conseqüentemente o gás começa a expandir, abandonando a região inicialmente ocupada. No segundo caso, a temperatura e a pressão do sistema mantêm-se constantes, mas as nuvens são destruídas, misturando-se com o gás do MIS. É a destruição das nuvens que garante o equilíbrio termodinâmico do sistema, aumentando a sua densidade e as suas perdas radiativas e contra-balanceando assim a injeção de energia pelas SNs. Este equilíbrio

porém, tal como vimos detalhadamente no Capítulo 4, não dura para sempre, porque em um certo ponto o processo de destruição das nuvens será mais eficiente que o processo de sua formação, e a densidade do MIS não poderá mais ser mantida alta o bastante pela injeção de gás que as nuvens garantiam. Com densidades menores, a taxa de resfriamento do MIS torna-se menos eficiente que a taxa de aquecimento e a temperatura e a pressão do gás irão aumentar rapidamente.

Fica então evidente que após um certo tempo, independentemente das condições iniciais do sistema, a alta taxa de explosão de SNs tende a aquecer, acelerar e aumentar os fenômenos turbulentos do gás. Como vimos no Capítulo 5, tais processos podem favorecer tanto o aumento da taxa de formação estelar, quanto a dispersão do gás do sistema.

Até agora ao longo desta tese, consideramos todos estes fenômenos como eventos isolados, sem levar em conta o ambiente galáctico no qual estão imersos e dentro do qual desenvolvem-se. Para poder conhecer a ligação que existe entre os processos físicos originados nas micros escalas e os fenômenos típicos das macros escalas, torna-se indispensável considerar o ambiente galáctico onde todos estes eventos acontecem. Mais precisamente, para poder acompanhar a evolução do gás até grandes distâncias, é necessário levar em conta a estrutura do ambiente galáctico e a presença do meio intergaláctico, a fim de entender como a injeção de energia e de matéria é afetada e afeta o ambiente circundante.

As galáxias ricas em gás podem ser representadas em geral por um disco fino composto de gás e de estrelas com altas densidades, circundado por um halo de gás de menor densidade e muito mais quente. Os surtos de formação estelar mais energéticos acontecem no disco, e conseqüentemente o gás expulso destas regiões expande-se com maior facilidade na direção perpendicular ao próprio disco, onde a densidade é baixa, do que lateralmente, onde, ao invés, o gás é freado por causa da maior densidade do MIS. Este fenômeno parece muito simples de se descrever qualitativamente, mas é extremamente complicado de se descrever quantitativamente.

De fato, três são os ingredientes principais que determinam a evolução do gás, uma vez que este é aquecido e começa expandir. O primeiro é a quantidade de energia total realmente armazenada no gás, o segundo é o valor e o perfil do potencial gravitacional da galáxia, o qual atua contra a expansão do gás, e o terceiro é a distribuição do gás da galáxia ( $H I$ ,  $H II$ , e  $H_2$ ), com as suas densidades, temperaturas e velocidades características. Além disso, mais diretamente correlacionado às condições físicas do ambiente galáctico, as emissões radiativas do gás têm um papel fundamental que determinam o seu resfriamento e a conseqüente diminuição de sua velocidade de expansão. Imagina-se então que de um lado a alta energização do gás provoque a sua expansão, enquanto que do outro lado, o potencial gravitacional, as perdas radiativas e a pressão térmica do MIS e do meio



Figura 6.1: Imagem de M82, obtida sobrepondo-se observações realizadas com diferentes telescópios. Uma observação foi realizada com o telescópio WIYN de 3.5 metros de Kitt Peak, enquanto que a outra foi realizada com a câmera WFPC2 montada no HST. As cores roxas representam as emissões  $H\alpha$  (NOAO/AURA/NSF).

intergaláctico opõem-se à sua rápida expansão. A soma de todos estes efeitos é que determinará a evolução final do gás de regiões com intensa formação estelar. Quando a aceleração do gás não pode ser anulada por nenhum dos processos acima, a expansão produzirá um *vento galáctico*, e o gás espalhar-se-á muito acima do halo da galáxia, contribuindo para enriquecer o meio intergaláctico. Quando ao invés, a ação combinada dos outros processos consegue frear a expansão total do gás, este voltará a cair sobre o disco da galáxia, dando assim origem a um fenômeno chamado de *chafariz galáctico*, o qual foi pela primeira vez previsto por Shapiro & Field (1976).

A observação e o estudo dos ventos galácticos teve nos últimos anos um forte incremento. O vento galáctico mais conhecido é possivelmente aquele gerado no centro da galáxia M82, caracterizada por numerosos surtos de formação estelar nas proximidades do seu núcleo central, e apresentando uma das ejeções de gás mais intensas até hoje observadas. M82 representa o protótipo do vento galáctico, com todas as suas características essenciais. Como se pode notar na Figura 6.1, o gás ejetado (representado pela cor roxa) alcança alturas maiores que o próprio raio galáctico, e tem temperaturas maiores que  $10^6$  K. Nesta situação, parece lógico imaginar que o material espalhado não possa mais ser re-capturado pelo potencial da galáxia, contribuindo assim para enriquecer o meio intergaláctico e provocando uma conseqüente diminuição da massa de gás presente no centro da galáxia. As numerosas simulações numéricas conduzidas até hoje (veja-se Suchkov et al. 1994; Silich & Tenorio Tagle 1998; D'Ercole & Brighenti 1999; MacLow & Ferrara 1999; Strickland & Stevens 2000) demonstraram que estas intensas ejeções de gás podem até levar à morte da galáxia hospedeira, quando esta for uma galáxia anã de baixa massa. Inclusive, assim como vimos no Capítulo 5, uma rápida remoção de gás pode afetar de forma significativa o equilíbrio dinâmico, provocando também uma conseqüente dispersão total das estrelas. Mesmo sendo fenômenos importantes na evolução do gás de uma galáxia, o estudo dos ventos torna-se mais simples do que o estudo dos chafarizes galácticos. De fato, um vento começa a existir quando a energia do gás é tão intensa que nenhum dos outros processos pode impedir a sua expulsão. Este é então um problema que depende principalmente do potencial gravitacional da galáxia e da energia injetada, a qual é gerada somente na região do núcleo central da galáxia onde a taxa de explosão de SNs, a provável presença de um núcleo ativo e a alta concentração de gás determinam as condições ideais para que este fenômeno de geração de vento comece.

O caso dos chafarizes galácticos é um pouco distinto. Por serem fenômenos menos energéticos do que os ventos, teoricamente todos os aglomerados estelares jovens com conteúdo suficiente de gás e taxa regular de formação estelar deveriam possuir energia suficiente para gerá-los. Sendo assim, os chafarizes galácticos poderiam desenvolver-se em qualquer região do disco, e não somente no centro da galáxia, como os ventos. Além

disso, após um certo tempo, a energia do gás ejetado deve tornar-se da mesma ordem que a energia potencial gravitacional (negativa) e, para poder estabelecer-se exatamente em que altura este equilíbrio vai ser alcançado é necessário conhecer-se com a maior precisão possível a distribuição do gás da galáxia. Após a primeira formulação feita por Shapiro & Field (1976), os chafarizes galácticos foram estudadas analiticamente (veja-se Bregman 1980; Kahn 1981; Breitschwerdt & Komossa 2000) e também através de simulações numéricas (Avillez et. al. 1998; Avillez 1999; Avillez 2001), mas até hoje não existem descrições exatas deste tipo de fenômeno. Os resultados analíticos não podem levar em conta a não-linearidade de todos os processos mencionados acima, e de forma muito simplificada assumem que o gás aquecido, após alcançar uma certa altura, resfria, condensa, e volta a precipitar sobre o disco galáctico sob forma de nuvens, chamadas nuvens de alta velocidade (NAV). Estas são observados, por exemplo, na nossa galáxia. Os modelos numéricos encontram porém maiores dificuldades em descrever de modo auto-consistente este ciclo do gás, e também indicam que não seria possível formar nuvens dentro do fluxo de um chafariz galáctico, pois as velocidades alcançadas impediriam a condensação do gás. Além disso, as alturas alcançadas pelos chafarizes galácticos parecem ser menores que as alturas onde as NAV são observadas (Avillez 2000; Avillez 2001).

Se de um lado o estudo teórico dos chafarizes galácticos não pode fornecer todas as respostas necessárias para entender o ciclo dinâmico do gás, o espalhamento dos metais produzidos dentro de um aglomerado estelar, a formação das NAVs e a contínua re-alimentação de gás no halo e no disco, por outro lado os estudos numéricos até o presente ainda não foram capazes de alcançar a precisão e a completeza adequadas para fornecer respostas unívocas a todas estas questões. De fato, até hoje foram investigados fenômenos de ejeção de gás em regiões não muito extensas (alguns kpc), e a evolução do gás foi acompanhada até alturas não muito elevadas ( $\sim 10$  kpc). Além disso, não se levou em conta a rotação diferencial da galáxia (veja porém Silich 1991 e Silich et al. 1996 para um estudo inicial a respeito), ingrediente fundamental na mistura e no espalhamento do gás ejetado pelo gás restante da galáxia. Também o resfriamento, que determina a evolução da temperatura do gás e as suas perdas energéticas, foi sempre calculado através de uma parametrização da função de resfriamento, sem considerar-se o não-equilíbrio de ionização e os diferentes elementos que compõem o próprio gás da galáxia.

Neste último Capítulo, apresentaremos os primeiros resultados de um estudo numérico que conduzimos acerca do ciclo do gás aquecido dentro dos aglomerados estelares e ejetado para fora do disco galáctico sobre o halo. Nossas simulações, apresentadas em detalhe nos próximos parágrafos, consideram o disco galáctico completo, o seu halo e as componentes  $HI$ ,  $H_2$  e  $HII$  do gás. O fato de podermos trabalhar com um ambiente galáctico completo, permitiu-nos considerar também a rotação do gás e em conseqüência, obter

uma visão global do seu espalhamento e dos efeitos da rotação sobre o gás ejetado. Além disso, o cálculo do resfriamento (mesmo que ainda em andamento) é feito considerando-se o não-equilíbrio de ionização, e em certas circunstâncias, através do emprego da rede adaptativa do YGUAZU, foi possível acompanhar o gás até alturas no halo de 25 kpc.

Antes de apresentar nossas simulações e resultados preliminares, faremos no próximo parágrafo uma breve revisão das principais características do gás extra-planar, as quais são importantes tanto para construir corretamente a estrutura da galáxia nas simulações numéricas, quanto para poder em seguida comparar os nossos resultados teórico-numéricos com os dados observacionais. A descrição do gás extra-planar apresentada em seguida refere-se principalmente às observações da nossa galáxia e, em linhas gerais não pode a priori ser automaticamente extrapolada para todas as outras galáxias. Como veremos brevemente, porém, existem observações de gás neutro e ionizado também em outras galáxias espirais que indicam que as distribuições de gás observadas na Via Láctea podem descrever as estruturas físicas e morfológicas, pelo menos, das galáxias espirais em geral.

## 6.2 Gás acima do disco galáctico

### 6.2.1 Nuvens de altas velocidades

As NAV são observadas pelos astrônomos desde os anos 50, quando os espectros em absorção de estrelas de alta latitude galáctica mostraram a presença de gás neutro com altas velocidades acima do disco (Münch 1952; Münch & Zirin 1961). Baseado nestas observações, Spitzer (1956) sugeriu que nuvens neutras podiam estar imersas em uma coroa de gás quente com uma pressão térmica adequada para mantê-las confinadas dentro do próprio raio. As primeiras evidências diretas das nuvens de média ( $30 \text{ km s}^{-1} \leq v_n \leq 90 \text{ km s}^{-1}$ ) e altas ( $v_n \geq 90 \text{ km s}^{-1}$ ) velocidades foram obtidas somente dez anos depois, através da observação da emissão da linha de rádio de 21 cm do HI (Muller et al. 1963). As teorias que tentaram explicar a origem destas nuvens invocaram tanto fenômenos extragalácticos (fluxos de gás provenientes de galáxias em interação; condensação do gás primordial do qual formou-se a galáxia), quanto fenômenos de origem galáctica (chafarizes galácticos, como descrito no parágrafo precedente).

Um das principais diferenças que devem existir entre nuvens de origem galáctica e extragaláctica são as abundâncias químicas e as distâncias do plano galáctico. Evidentemente, se as nuvens têm um origem extragaláctica, estarão a uma grande distância do plano da galáxia e não deverão apresentar traços de metais. Por outro lado, se as nuvens forem geradas de gás ascendente do disco, então deverão estar mais próximas e serão caracterizadas por linhas de emissão e de absorção de vários metais, assim como dever-se-á esperar para um gás que já foi processado nas estrelas que explodiram como SNs. As ob-



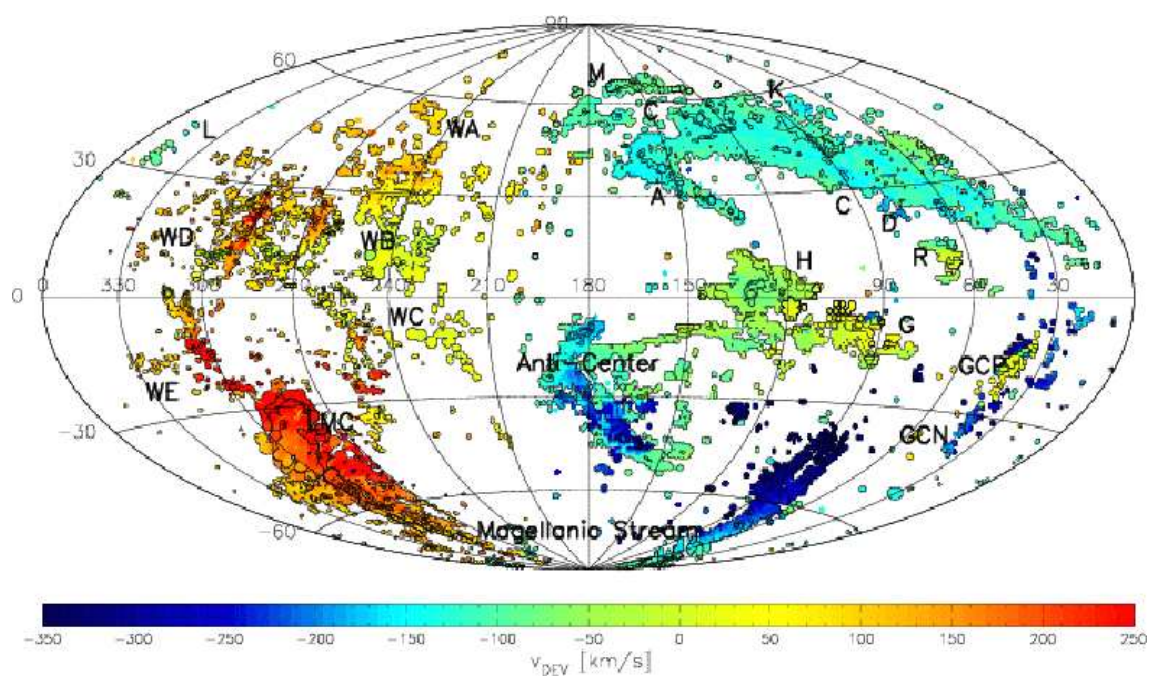


Figura 6.2: Mapa das nuvens de alta velocidade projetadas no hemisfério celeste em coordenadas galácticas. O mapa mostra a distribuição do gás neutro com densidades de coluna maiores que  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ . Os dados são baseados em observações da linha de 21 cm do hidrogênio neutro de Hulsbosch & Wakker (1988) e Morras et al. (2000) (veja também Wakker 2004).

servações, porém, ainda não forneceram respostas claras, devido à alta precisão necessária para este tipo de análise. Os dados obtidos em algumas regiões do halo indicam que as nuvens de velocidade intermediária estão a uma distância de  $\sim 2$  kpc, enquanto que as NAV estão a uma distância entre 5 e 13 kpc. Quanto aos valores da metalicidade, as observações mais recentes mostram um intervalo de abundância de metais que varia entre 0.1 e 1 da solar (veja-se Richter et al. 1999; Wakker et al. 1999; Collins et al. 2003; Sembach et al. 2004), indicando assim uma provável coexistência entre nuvens de origem galáctica e nuvens de origem extragaláctica.

A distribuição das nuvens no halo galáctico pode hoje ser mapeada completamente através das emissões da linha de 21 cm do hidrogênio neutro, assim como indicado no mapa da Figura 6.2 (Wakker 2004). A fração de área ocupada por gás neutro com densidade de coluna maior que  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  representa cerca de 30% da área inteira do céu, e mesmo que o HI apareça distribuído em vários complexos (ou grupos) diferentes, pode notar-se que estes complexos estão distribuídos de forma mais ou menos homogênea no halo inteiro. Isso significa que o processo de formação de gás neutro do halo, qualquer que seja, deve ser algo que envolve o halo como um todo, e não pode ser um fenômeno específico localizado que afete somente uma determinada região.

Nos últimos anos tornou-se possível observar a presença de gás neutro extra-planar também em muitas outras galáxias, além da Via Láctea, entre as quais M31, M51, M81, M101, NGX 891 (veja-se Oosterloo 2004). Halos de *HI* foram revelados em volta de várias galáxias, com extensões que em alguns casos podem alcançar até 10 kpc de altura, e que parecem estar em lenta rotação em volta da própria galáxia. As NAV e o gás neutro acima do disco parecem ser então fenômenos difusos e típicos das galáxias espirais, e um modelo possível construído para justificá-los na nossa galáxia poderá provavelmente servir também para descrever o mesmo ciclo de gás nas outras galáxias.

## 6.2.2 O halo

Como observado anteriormente, Spitzer (1956) foi o primeiro que postulou a existência de um halo quente em volta da Galáxia. De fato, após as observações de Munch (1952) e Munch & Zirin (1961) que indicavam a presença de gás neutro com baixa densidade bem acima do plano galáctico, Spitzer verificou que tais concentrações de gás poderiam existir por um tempo máximo de  $10^7$  anos antes de desagregar-se e espalhar-se no meio intergaláctico. A vida média destas estruturas poderia porém ser prolongada assumindo-se a presença de uma halo muito quente (ou *coroa*, assim como foi chamada inicialmente por Spitzer) que pudesse confinar, com a própria pressão térmica, o gás neutro. Nos anos seguintes, obtiveram-se também algumas observações diretas que confirmaram a existência de gás ionizado a baixa densidade dentro do disco da Galáxia (Jenkins et al.

1974; Williamson et al. 1974). A combinação entre o modelo de Spitzer e as observações de gás ionizado com temperaturas da ordem de  $\sim 10^5 - 10^6$  K, determinou a primeira formulação, feita por Shapiro e Field (1976) da teoria dos chafarizes galácticos. Dessa maneira, o gás quente produzido após as explosões de SNs e ejetado no disco justificaria a presença de bolhas de gás com altas temperaturas observadas no disco, e a eventual ruptura dessas bolhas com ejeção de gás quente acima do disco da Galáxia (veja-se a teoria das super-bolhas apresentada no Capítulo 2) justificaria a formação do halo quente. O resfriamento desse gás seria responsável pela produção das nuvens neutras que voltariam a cair sobre o disco adquirindo altas velocidades.

As primeiras observações de um halo quente ao redor da Galáxia tornaram-se possíveis somente nas últimas décadas. As linhas de absorção do *SiIV*, *CIV* e *NV* relevadas pelo HST (veja-se, por exemplo, Savage et al. 1997) e o estudo das linhas de absorção do *OVI* forneceram as primeiras indicações importantes sobre a presença de grandes quantidades de gás com altas temperaturas acima do disco. O oxigênio ionizado 5 vezes (*OVI*) tem um potencial de ionização de  $\sim 114$  eV, que corresponde a uma temperatura de  $\sim 5 \times 10^5$  K. Evidentemente estas linhas não traçam diretamente a presença do halo, o qual é caracterizado por temperaturas maiores que  $10^6$  K, mas a presença de uma interface entre o halo e as estruturas a temperaturas menores. Como porém um fluido com temperaturas de  $10^5$  K é instável e resfria muito rapidamente, a observação de grandes quantidades de *OVI* demonstra indiretamente a existência do halo rarefeito, o qual é indispensável para formar e garantir a sobrevivência de gás a uma temperatura de  $10^5$  K. Além disso, nos últimos anos o estudo das emissões nos comprimentos de onda de raio-X evidenciou a presença de uma componente difusa caracterizada por uma temperatura maior que  $10^6$  K, confirmando assim diretamente a presença de halo ao redor da Galáxia (veja-se, por exemplo, Wang 2004).

Halos quentes e rarefeitos são observados também ao redor de outras galáxias. Através das observações de raio-X efetuadas com o telescópio espacial *Chandra* e *XMM-Newton* tornou-se possível detectar a presença de envelopes gigantes de gás altamente ionizado, muitas vezes até mais extensos que o halo postulado ao redor da Via Láctea (Wang et al. 2001; Strickland et al. 2004), assim como mostrado na Figura 6.3. Novamente é possível generalizar os resultados observacionais obtidos na nossa Galáxia e imaginar que devem existir fenômenos capazes de transportar, ou manter, o gás quente acima do plano galáctico também em outras galáxias espirais. A manutenção de um halo quente é possível com a presença de campos magnéticos que são carregados por forças de empuxo do disco para o halo juntamente com o gás, tal como se observa na coroa solar. As observações de campos magnéticos a altas latitudes em galáxias normais e de SB parecem favorecer esse cenário (e.g., Beck 2005). Contudo, no estudo preliminar que estamos apresentando



Figura 6.3: Halo quente em volta da galáxia NGC 5746. A imagem foi obtida através de uma observação em raio-X realizada com o telescópio espacial CHANDRA (NASA/CX/Un. de Copenhagen).

neste Capítulo, os efeitos do campo magnético do disco e do halo serão negligenciados na análise do desenvolvimento e propagação do gás das super-bolhas, mas deverão ser considerados em análises posteriores.

Em suma, atualmente sabemos que em volta da nossa e de outras galáxias existe um halo de gás quente e rarefeito, no qual estão imersas estruturas compostas de hidrogênio neutro, cuja origem pode ser tanto galáctica como extragaláctica. Os halos observados parecem estar em equilíbrio dinâmico, enquanto que o gás neutro têm velocidades características que variam entre 20 e 300 km s<sup>-1</sup> e por isso imagina-se que o mesmo está sob forma de nuvens de velocidades intermediárias e altas. Os modelos de chafarizes galácticos que apresentarmos em seguida, visarão justificar, pelo menos em parte, a origem destas distribuições de gás.

### 6.3 Ejeção de gás nas galáxias

Brevemente, vamos escrever as equações que descrevem a ejeção de gás das galáxias, após este ser energizado por uma série de explosões de SNs. No modelo originário de Shapiro & Field (1976) e Kahn (1981) dos chafarizes galácticos, o gás, após aquecido, adquire uma velocidade  $v_g \sim C_s$ , expande e alcança uma altura  $h_{max} \sim v_g t_c$ , onde  $t_c$  corresponde ao tempo característico de resfriamento e  $C_s$  é a velocidade do som no disco da galáxia. Com uma temperatura média do gás de  $\sim 10^6$  K,  $C_s \sim 100$  km s<sup>-1</sup>, e assumindo um tempo de resfriamento  $t_c \sim 10^4$  anos, a altura máxima alcançada corresponde a  $\sim 1$  kpc. Quando o gás alcança uma altura igual a  $h_{max}$ , as instabilidades térmicas provocam a fragmentação da camada de gás que resfriou, formando nuvens que continuam subindo de forma balística até uma altura de  $\sim v_g^2/2g_z \sim C_s^2/2g_z \sim 5.5$  kpc. Após alcançar a máxima altura possível, as nuvens voltam a cair sobre o disco da galáxia, retornando no mesmo ponto onde o gás começou a expandir.

Este cenário porém, parece não ser muito realístico. Como descrito no Capítulo 2, as explosões de SNs geram uma frente de choque que varre o gás e o aquece, criando uma estrutura esférica denominada remanescente de SN (RSN). A dinâmica do sistema deve então ser estudada de forma mais detalhada considerando-se as fases evolutivas e as características de uma super-bolha formada por vários RSN. Uma super-bolha deve alcançar uma extensão em um meio difuso de densidade  $n$  (Eq. 2.22 do Capítulo 2):

$$R = 267 \text{ pc} \left( \frac{L_{38} t_7^3}{n} \right)^{1/5}$$

e expande com uma velocidade (Eq. 2.23 do Capítulo 2)

$$\dot{R} \sim 15.7 \text{ km s}^{-1} L_{38}^{1/5} n^{-1/5} t_7^{-2/5},$$

onde  $L_{38}$  é a luminosidade da fonte central em unidades de  $10^{38}$  erg s<sup>-1</sup>. A super-bolha alcançará a altura do disco,  $h_z$ , após um tempo:

$$t_z \sim 10^8 \left( \frac{h_z}{1 \text{ kpc}} \right)^{5/3} \left( \frac{n}{L_{38}} \right)^{1/3} \text{ anos} \quad (6.1)$$

que para valores de densidade do MIS de  $\sim 0.1$  cm<sup>-3</sup>, corresponde a cerca  $10^7$  anos, para um disco de 1 kpc de altura e uma super-bolha energizada com uma luminosidade de  $10^{38}$  erg s<sup>-1</sup>. Se a superfície da super-bolha alcança a máxima altura do disco com uma velocidade maior que a velocidade do som, ela volta a se acelerar por causa da menor densidade do gás encontrada acima do disco, e começa então a fragmentar-se por causa das instabilidades R-T descritas no Capítulo 3. A condição necessária para que a super-bolha fragmente-se é então aquela obtida no Capítulo 2 (Eq. 2.24),

$$L_{ruptura} \sim 7.1 \times 10^{36} P_{04} H_{eff,2}^2 C_{s,6} \text{ erg s}^{-1}$$

a qual fornece a luminosidade mínima que deve ser injetada para que a super-bolha, na altura máxima do disco, tenha uma velocidade igual ou maior à velocidade do som. Lembramos que nesta expressão  $H_{eff,2}$  é a escala de altura normalizada a  $10^2$  pc,  $P_{04}$  é a pressão do MIS em unidades de  $10^4 k$ , e  $C_{s,6}$  é a velocidade isotérmica do som em unidades de  $10^6 \text{ km s}^{-1}$ .

Com base na equação acima, tal como vimos no Capítulo 2, é possível estimar-se o número de SNs necessário para que uma super-bolha se fragmente e espalhe o próprio gás acima do disco da galáxia (composto de  $H_2$  e  $HI$ ). Este número é dado pela Eq. 2.27:

$$\mathcal{N}_{SN}[ruptura - parcial] \sim 50 \left( \frac{\tau_{SN}}{6 \times 10^7 \text{ anos}} \right) \frac{1}{E_{51}}$$

Já o número de SNs necessário para que a super-bolha consiga cruzar inteiramente o disco espesso da galáxia ( $H_2$ ,  $HI$  e  $HII$ ), ejetando o próprio gás no halo e no espaço intergaláctico formando um vento corresponde a (Eq. 2.28):

$$\mathcal{N}_{SN}[ruptura] \geq 800 \left( \frac{\tau_{SN}}{6 \times 10^7 \text{ anos}} \right) \frac{1}{E_{51}}$$

Com esta breve descrição teórica podemos entender melhor a diferença que existe entre chafarizes galácticos e ventos. Os aglomerados estelares normais, que possuem um número máximo de SNs que varia entre 50 e 100, dependendo de suas dimensões, podem dar origem somente a fenômenos de chafarizes galácticos. Neste caso, o gás não abandona completamente a galáxia e provavelmente, cedo ou tarde, voltará a cair sobre o disco. Os ventos, ao invés, que necessitam de um número mínimo de 800 SNs (explodindo através de um intervalo de cerca de  $6 \times 10^7$  anos) poderão desenvolver-se somente nas regiões centrais das galáxias, onde ocorrem sítios de formação estelar muito intensa, assim como acontece, por exemplo, com a galáxia M82.

Utilizando as equações acima, que indicam o número de SNs para um dado processo e o raio da super-bolha que se forma (Eqs. 2.22 e 2.28), após algumas passagens algébricas podemos estimar a quantidade de gás transportada para fora do disco. Esta corresponde a:

$$M_{tot} \sim 3.5 \times 10^7 n^{3/5} \left( \frac{\mathcal{N}_{100}}{3 \times 10^7 \text{ anos}} \right)^{2/5} \quad (6.2)$$

onde  $\mathcal{N}_{100} = \mathcal{N}/100$ . Isso significa que um vento galáctico pode carregar, no mínimo, cerca de  $10^8 M_{\odot}$  de gás em um tempo de  $6 \times 10^7$  anos, o que corresponde a uma taxa de perda de massa de  $\sim 1.6 M_{\odot}$  por ano, enquanto que um chafariz galáctico pode carregar cerca de  $2.5 \times 10^7 M_{\odot}$  de gás em um tempo de  $6 \times 10^7$  anos, o que corresponde a uma taxa de  $\sim 0.4 M_{\odot}$  por ano. Evidentemente, estes são limites inferiores, pois levam em

conta apenas a quantidade de gás varrida pela super-bolha antes de alcançar a altura máxima do disco e quebrar-se. Em geral porém, principalmente no caso dos ventos, deve-se esperar que o buraco que se formou no disco deva ser continuamente preenchido pelo MIS ao seu redor, uma vez que a superfície lateral começa também a fragmentar-se. Isso deve inclusive alimentar um ciclo de gás que penetra nas paredes laterais, ergue-se acima do disco e em seguida é ejetado para fora da galáxia (ou retorna no disco, no caso dos chafarizes).

Para concluir, antes de passar aos modelos numéricos, podemos fazer uma última avaliação teórica. Se, como confirmado por algumas observações, existe realmente um halo quente e rarefeito ao redor das galáxias espirais, a sua massa total deve valer, aproximadamente,  $M_{halo} \sim (4/3)\pi R_{halo}^3 m_H n_{halo} \sim 10^9 - 10^{10} M_\odot$ , assumindo-se uma densidade  $n_{halo} \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ . O halo pode ter duas diferentes origens, uma interna (galáctica) e uma externa (extragaláctica). No primeiro caso, os responsáveis pelo transporte de gás do disco até o halo devem ser os chafarizes galácticos, enquanto que no segundo caso, o transporte de gás aconteceria do meio intergaláctico para o disco, e o halo seria um remanescente do gás primordial do qual formou-se a própria galáxia. Se cada chafariz galáctico transporta cerca de  $2.5 \times 10^7 M_\odot$  de gás, o halo poderia ter uma origem interna somente se a galáxia pudesse contar aproximadamente com um número de chafarizes entre 40 e 400, a fim de poder manter, de forma estacionária, a massa do halo. Uma das finalidades das simulações numéricas deverá ser então também verificar se o cenário de formação de halo pode ser ou não realístico, com base nos movimentos de gás obtidos.

## 6.4 Modelos numéricos de chafarizes galácticos

### 6.4.1 Condições iniciais

O ingrediente mais importante dos modelos numéricos que apresentaremos nessa seção é a estrutura da própria galáxia. No caso, a galáxia considerada tem condições iniciais similares à da Via Láctea, mas como explicamos no parágrafo precedente, os resultados poderão ser generalizados também para outras galáxias espirais. Até agora, ao longo desta monografia, apresentamos várias simulações numéricas de interações entre nuvens e frentes de choque. Naqueles estudos a construção das condições iniciais era bastante simples, e a parte de maior complexidade e mais importante era a fase da interação e a sua interpretação. Neste caso porém, a construção das condições iniciais no domínio computacional não apenas demanda maior complexidade (como veremos abaixo), mas também torna-se, por essa razão, a parte mais importante deste estudo preliminar. De fato, uma mesma quantidade de energia injetada no MIS produzirá resultados completamente diferentes dependendo da pressão, densidade, temperatura, velocidade e potencial

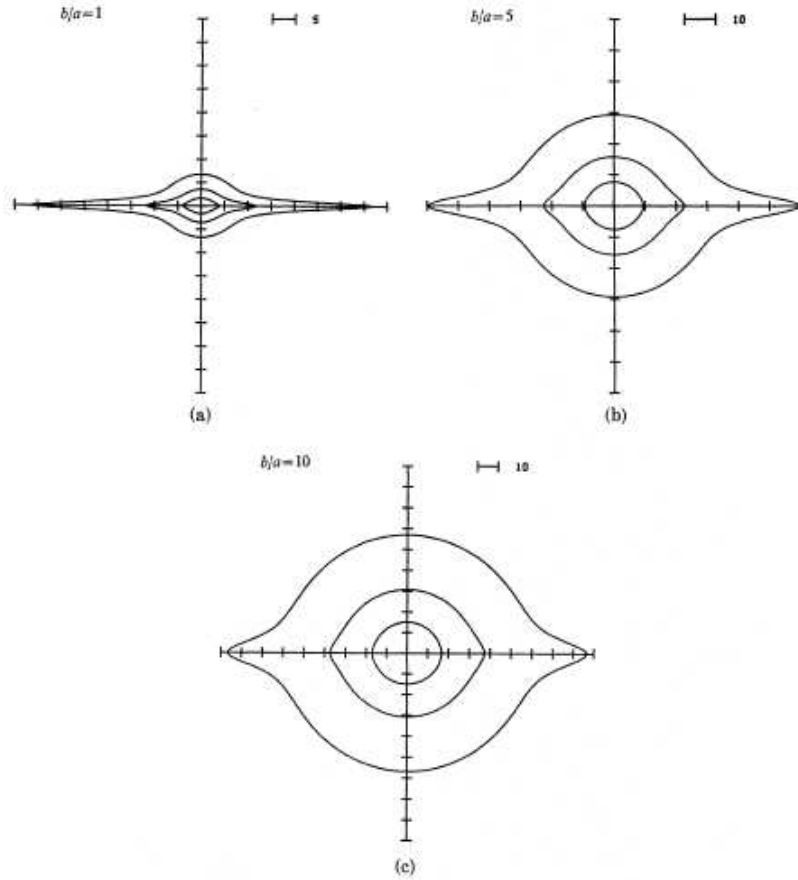


Figura 6.4: Distribuição de densidade de Satoh (1980). Cada perfil de densidade é calculado para diferentes valores da razão  $b/a$ . Em (a)  $b/a = 1$ ; em (b)  $b/a = 5$ ; e em (c)  $b/a = 10$ . As curvas de nível, normalizadas ao valor da densidade central, correspondem a  $10^{-1}$ ,  $10^{-2}$  e  $10^{-3} \rho_0$ .

gravitacional do ambiente em exame. Acreditamos que quanto mais acurada seja a construção da galáxia, tanto mais precisos e realísticos serão os resultados conseguidos.

Como primeiro passo, implementamos as equações hidrodinâmicas do código YGUAZU com um potencial gravitacional externo, de modo a poder reproduzir o potencial gravitacional da Galáxia levando-se em conta as estrelas, o bojo, e o halo de matéria escura. Para fazer isso, as equações foram implementadas da seguinte maneira:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi \quad (6.3)$$

$$\frac{d(\rho s)}{dt} + \nabla \cdot (\rho s \vec{v}) = \mathcal{L} \quad (6.4)$$

onde o potencial gravitacional  $\Phi$  é calculado, no princípio da simulação, em cada ponto da grade, de acordo com a distribuição de massa escolhida.



O potencial das estrelas,  $\Phi_*$ , é calculado com um método numérico aplicado a uma distribuição de estrelas de uma galáxia descrita por uma distribuição de Satho (1980). Uma distribuição de Satho assume o perfil típico mostrado na Figura 6.4 e pode ser obtida basicamente em função da razão entre os dois eixos característicos  $a$  e  $b$ . A distribuição de densidade das estrelas da Galáxia terá então uma forma analítica obtida através de uma escolha apropriada da razão  $b/a$ , e seu potencial é calculado numericamente, integrando-se a expressão analítica da densidade, ponto por ponto.

Os potenciais do bojo,  $\Phi_b$ , e do halo de matéria escura,  $\Phi_h$ , são calculados de forma analítica. O bojo é assumido esférico, com uma massa  $M_b = 3.5 \times 10^{10} M_\odot$ , e seu potencial, em cada ponto, corresponde ao potencial de uma esfera com distribuição homogênea de gás e raio ( $r$ ) igual à distância entre o centro do bojo e o ponto considerado:

$$\Phi_b(r) = \frac{GM_b}{(r^2 + l^2)^{1/2}} \quad (6.5)$$

onde  $l$  é uma constante  $\ll r$  que garante valores finitos para  $\Phi_b(r)$  mesmo quando  $r \rightarrow 0$ . A presença de um halo de matéria escura em volta das galáxias é ainda hoje uma hipótese baseada somente nas observações (curvas de rotação, lentes gravitacionais), e não existe nenhuma teoria física testada que seja capaz de descrevê-lo de maneira auto-consistente. Mesmo assim, a matéria escura é hoje em dia aceita, e seu perfil e as suas características principais são descritas por vários modelos. Neste estudo adotamos o modelo de Navarro, Frenk & White (1997), onde a distribuição esferoidal de densidade pode ser escrita como (veja-se também Mac Low & Ferrara 1999):

$$\rho_h(r) = \frac{\rho_c}{(1 + \frac{r}{R_c})^2} \quad (6.6)$$

e onde o raio máximo do halo vale:

$$R_h = 0.016 \left( \frac{M_h}{M_\odot} \right)^{1/3} H^{-2/3} \text{ kpc} \quad (6.7)$$

Nestas expressões, a densidade central,  $\rho_c$ , vale

$$\rho_c = 6.3 \times 10^{10} \left( \frac{M_h}{M_\odot} \right)^{-1/3} H^{-1/3} M_\odot \text{ kpc}^{-3} \quad (6.8)$$

o raio característico  $R_c$  é

$$R_c = 0.89 \times 10^{-5} \left( \frac{M_h}{M_\odot} \right)^{1/2} H^{1/2} \text{ kpc} \quad (6.9)$$

e a massa total do halo corresponde a

$$M_h(r) = 4\pi \int_0^{R_h} \rho(r)r^2 dr = 4\pi\rho_c R_c^3 [y_h - \tan^{-1}(y_h)] \quad (6.10)$$

onde  $y_h = r/R_c$  e  $H$  é a constante de Hubble normalizada a  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Adotando este modelo de matéria escura, o potencial gravitacional em cada ponto do espaço pode ser obtido analiticamente por meio da seguinte expressão:

$$\Phi_h(r) = 4\pi G\rho_c R_c^3 \left[ \frac{1}{2} \log(1 + y_h^2) + \frac{\tan^{-1}(y_h)}{y_h} \right] \quad (6.11)$$

O potencial gravitacional total adotado nestas simulações numéricas será então a soma dos três potenciais calculados separadamente:

$$\Phi(r) = \Phi_*(r) + \Phi_b(r) + \Phi_h(r) \quad (6.12)$$

Após haver construído um potencial externo com as mesmas características do potencial da Via Láctea, temos que produzir condições iniciais de densidade, temperatura, pressão e velocidade similares à distribuição de gás inferida através das muitas observações da nossa galáxia. Como observado anteriormente, as três componentes que devem ser levadas em conta são a do hidrogênio neutro ( $HI$ ), do hidrogênio molecular ( $H_2$ ) e do hidrogênio ionizado ( $HII$ ). De fato, até agora concentramos-nos apenas nas características do gás extra-planar, com alturas maiores de  $1 \text{ kpc}$ , mas para construir corretamente o ambiente galáctico é importante considerar a composição de gás do próprio disco.

O MIS do disco tem uma estrutura complexa. A maior parte do gás atômico neutro é observado tanto em uma fase morna, com uma temperatura  $T \sim 10^4 \text{ K}$ , como em uma fase fria, com uma temperatura  $T \sim 100 \text{ K}$  (Kulkarni & Heiles 1987; Dockey & Lockman 1990). Uma parte do gás morno resulta ser parcialmente ionizado, mesmo tendo uma temperatura de  $10^4 \text{ K}$  (McKee & Ostriker 1977; Reynolds 1983; Haffner, Reynolds & Tufte 1999), e uma pequena fração de gás é ionizada a uma temperatura  $T \sim 10^6 \text{ K}$  (Cox & Smith 1974; McKee & Ostriker 1977). Além do gás atômico, há também o gás molecular, que até o raio correspondente à órbita solar representa cerca de 50% da massa total do MIS (Scoville & Sanders 1987; Bronfman et al. 1988, 2000). Esta estrutura pode ser simplificada assumindo-se, assim como feito por Field, Goldsmith & Habing (1969), que as duas componentes do gás neutro (a morna e a fria) estejam em equilíbrio de pressão, tornando o gás atômico neutro um meio caracterizado por duas fases. A distribuição de densidade do disco, calculada para cada componente de gás que participa da sua estrutura, pode então ser expressa pela seguinte relação geral (Wolfire et al. 2002):

$$\rho_i(r, z) = \frac{\Sigma_d}{2z_d} \exp \left[ - \left( \frac{R_m}{r} \right) - \left( \frac{r}{R_d} \right) - \left( \frac{|z|}{z_d} \right) \right] \quad (6.13)$$

Tabela 6.1: Parâmetros físicos adotados no modelo do disco galáctico (Wolfire et al. 2002).

Componente	$\Sigma_d$ ( $M_{\odot}\text{pc}^{-2}$ )	$R_m$ (kpc)	$R_d$ (kpc)	$z_d$ (pc)
$HI$ ( $R \leq 13$ kpc)	7.94	1	1000	178
$HI$ ( $R \geq 13$ kpc)	571	10	4	324
$H_2$	57.5	3.3	2.89	63.4
$HII$	1.39	0	30	880

onde  $\rho_i$  é a densidade de cada componente ( $HI$ ,  $H_2$ ,  $HII$ ) e os parâmetros  $\Sigma_d$ ,  $z_d$ ,  $R_m$  e  $R_d$ , escolhidos de acordo com as observações, são dados na Tabela 6.1.

A distribuição final de densidade será então obtida fazendo-se a soma das densidades de cada componente, ou seja:

$$\rho_g(r, z) = \rho_{HI}(r, z) + \rho_{H_2}(r, z) + \rho_{HII}(r, z) \quad (6.14)$$

e seu perfil, a um raio  $r = 8.5$  kpc, é aquele mostrado na Figura 6.4, onde é possível fazer também uma comparação com o perfil de densidade utilizado até hoje nas simulações numéricas precedentes de chafarizes galácticas.

Como se pode notar, a distribuição de densidade utilizada neste trabalho resulta ser cerca três vezes maior que a distribuição de densidade utilizada nos estudos precedentes de chafarizes galácticos (veja-se, e.g., Avillez 1998; Avillez 2002), que baseavam-se em dados observacionais mais antigos.

Uma vez que temos um potencial gravitacional definido sobre o domínio computacional inteiro e uma distribuição de gás que reproduz a de nossa galáxia, resta colocar este sistema em equilíbrio. De fato, comparada ao tempo característico de um chafariz galáctico, o qual é da ordem de alguns  $10^7$  anos, uma galáxia é um sistema estável e estacionário, e suas condições iniciais, a menos das perturbações introduzidas pelos chafarizes, deverão manter-se constantes ao longo de toda a simulação. A cada elemento de gás são então associadas uma temperatura e uma velocidade adequadas para garantir tanto o equilíbrio vertical como o equilíbrio horizontal. Neste estudo, na ausência de campo magnético, na direção vertical o único fenômeno físico capaz de opor-se à força de gravidade exercida pela galáxia é a pressão térmica. Para garantir o equilíbrio hidrostático, uma vez que a densidade e o potencial são dados, a temperatura deverá então satisfazer à seguinte condição:

$$\frac{k}{m_H \mu} [\rho_g(z)T(z) - \rho_g(z + dz)T(z + dz)] = \left[ \frac{\rho(z) + \rho(z + dz)}{2} \right] [\Phi(z) - \Phi(z + dz)] \quad (6.15)$$

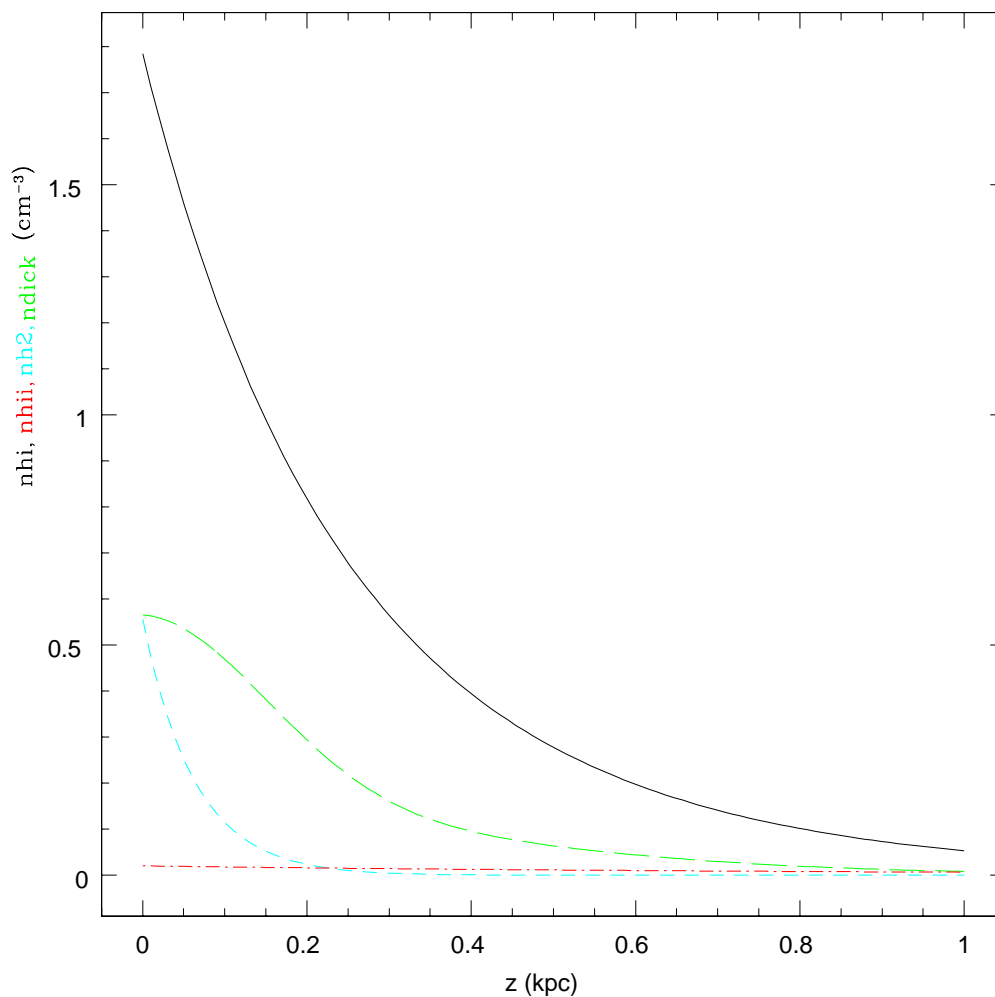


Figura 6.5: Distribuição de densidade do disco galáctico, dada pela Eq. (6.13). As densidades de  $HI$ ,  $H_2$  e  $HII$  são representadas, respectivamente, pelas linhas negra, azul e vermelha. A linha verde representa a distribuição de densidade utilizada nos trabalhos precedentes de chafarizes galácticos (veja-se Avillez 1998; Avillez 2002).

Já, o equilíbrio na direção horizontal e na ausência de viscosidade, é garantido pela velocidade de rotação do gás, cuja densidade, temperatura, e potencial no qual está imerso já conhecemos. Neste caso, de um lado temos a força de gravidade,  $\vec{F}_g$ , que tende a atrair o gás em direção ao centro da galáxia, e do outro lado temos a força centrífuga e a força causada pelo gradiente de pressão térmica. A velocidade tangencial deverá então satisfazer à seguinte condição de equilíbrio:

$$\frac{\rho_g(r)v(r)^2}{r} = \frac{k}{m_H\mu} \nabla T(r) + \vec{F}_g(r) \quad (6.16)$$

onde  $v(r) = v_\Phi(r)$ .

Lembrando que  $\vec{F}_g = -\nabla\Phi$ , aplicando à Eq. (6.16) o potencial do disco, do bojo, do halo e o potencial total da galáxia, obtidos anteriormente neste capítulo, obtemos as curvas de velocidade mostradas na Figura 6.6.

Como se pode notar, a curva de velocidade final tangencial aproxima-se muito bem à curva de velocidade rotacional da Via Láctea obtida através de observações da linha de 21 cm do HI. É possível notar também como a presença do bojo é responsável pela alta velocidade do gás à medida que nos aproximamos do centro da Galáxia, enquanto que a presença do disco é responsável pela velocidade do gás até distâncias de 10 – 12 kpc. O halo de matéria escura garante a alta velocidade do gás em raios muito grandes, maiores que 40 kpc (ainda hoje não se observa uma queda na curva de velocidade da Galáxia).

Todas as condições físicas descritas até agora ao longo deste Capítulo, necessárias para caracterizar a densidade, a temperatura, a pressão e a velocidade do gás, e o potencial da Galáxia, foram inseridas em uma nova *sub – rotina* do código YGUAZU (descrito em detalhe nos Capítulos precedentes e no Apêndice A), a fim de construir, em  $t = 0$ , as condições iniciais do ambiente onde estudaremos a formação de chafarizes galácticos. A Galáxia construída é mostrada na Figura 6.7, onde é evidenciada a distribuição, em escala logarítmica, de densidade (painel superior), pressão (painel central) e temperatura (painel inferior) no plano  $x - z$ . Para estabelecermos um limite físico para o disco, levando em conta os vários aspectos discutidos nos parágrafos precedentes, acrescentamos à estrutura da galáxia um halo quente esférico em volta do disco, com uma temperatura característica  $T_h = 5 \times 10^6$  K e uma densidade com distribuição exponencial com o raio, tendo ao centro um valor  $n_h = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ .

Em todos os pontos do domínio computacional (em  $t = 0$ ), comparamos então a pressão do halo,  $p_h$ , com a pressão do disco,  $p_g$ , e cada vez que  $p_h \geq p_g$ , substituímos o gás da galáxia com o gás do halo, o qual é caracterizado também por uma velocidade rotacional nula. Por fim, a uma certa distância radial do centro da galáxia, postulamos a existência de um aglomerado estelar jovem de raio característico  $r_{ex}$ , onde ocorre a contínua explosão de SNs, injetando uma energia total  $E_{SN}$  no decorrer de algumas dezenas de milhões de

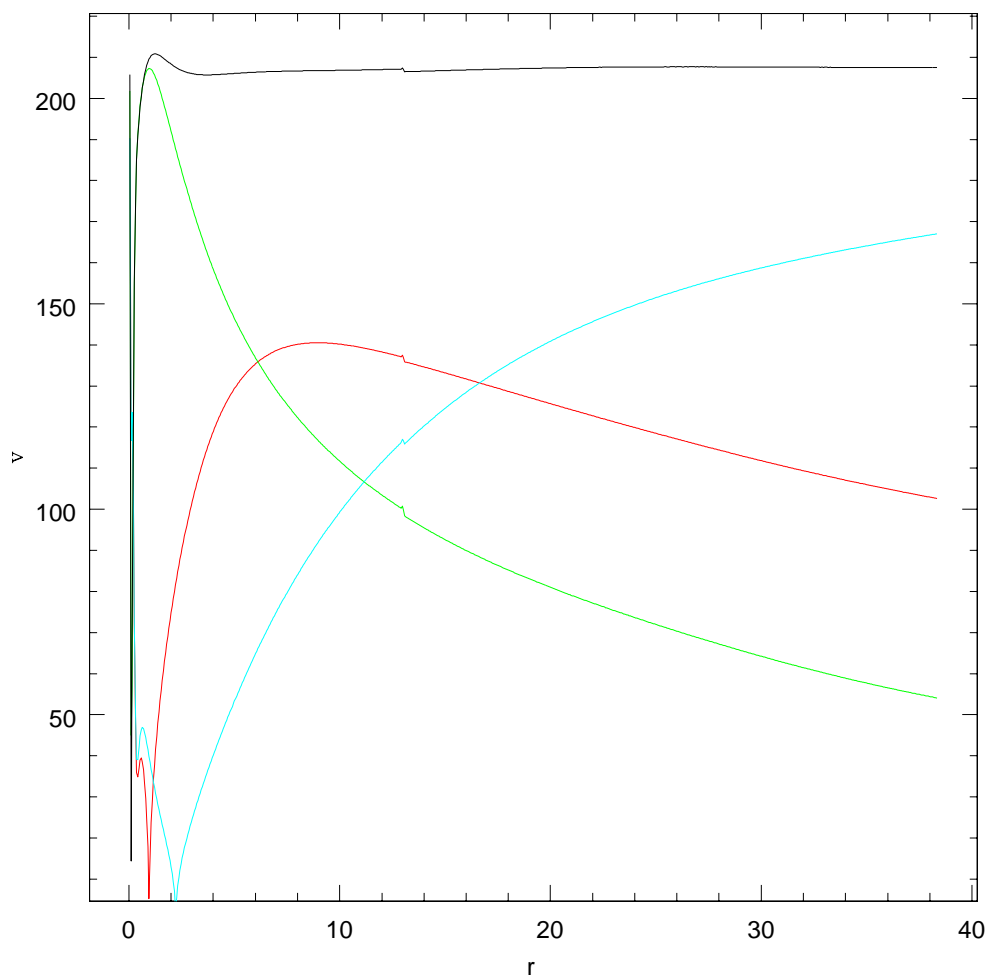


Figura 6.6: Curvas de velocidade tangencial do modelo da Galáxia construídas aplicando-se à Eq. (6.16) o potencial do disco (linha vermelha), do bojo (linha verde), do halo (linha azul) e o potencial total da galáxia (linha negra). A velocidade, no eixo das ordenadas, é expressa em  $\text{km s}^{-1}$ , e o raio da Galáxia, no eixo das abscissas, é expresso em kpc.

anos, a qual corresponde a uma dado número de SNs e a uma quantidade de matéria  $m_{SN}$ , correspondente à massa total liberada pelas SNs.

As simulações foram realizadas com diferentes resoluções, dependendo do tamanho físico do problema e do número máximo de pontos de rede possível. Em geral, consideramos uma galáxia com um raio de 25 kpc (diâmetro de 50 kpc) e uma altura de 12.5 kpc, e adotamos um domínio computacional com  $1024 \times 1024 \times 512$  pontos de rede. A resolução máxima correspondente é então  $\Delta X = 50 \text{ kpc}/1024 \sim 48 \text{ pc}$ . Para viabilizar a realização das simulações numéricas em um domínio computacional com tais dimensões físicas e com essa resolução, utilizamos a rede adaptativa do código YGUAZU. De fato, com os recursos computacionais disponíveis, seria impossível conduzir simulações com  $1024^2 \times 512 = 5.3 \times 10^8$  pontos, enquanto que com a utilização da rede adaptativa, o número máximo de pontos em cada intervalo temporal foi sempre menor que  $7 \times 10^5$ . Observando a Figura 6.8, onde mostramos a posição dos pontos de rede no plano  $x - z$  e no plano  $x - y$ , é possível notar que a máxima resolução é utilizada somente no centro da Galáxia, no sítio onde explodem as SNs e nas bordas do disco, onde um gradiente muito alto caracteriza a fronteira entre disco em rotação e o halo quente com velocidade nula. Nesse cálculo utilizamos um total de 6 níveis de rede. À medida que a bolha e depois o gás ejetado, vão expandindo, a rede irá se adaptar para garantir sempre a máxima resolução nas regiões afetadas pelos eventos aqui estudados.

## 6.4.2 Resultados

Em primeiro lugar, antes de realizar um estudo específico sobre a evolução do gás energizado pelas explosões de SNs, precisamos testar as nossas simulações, e verificar as principais diferenças que podem ocorrer entre estas e simulações conduzidas anteriormente. Para fazer isso, na Figura 6.8 apresentamos os resultados de uma simulação numérica 2-D adiabática (Modelo GF2dA) realizada por D’Ercole (2006) com um código que integra as equações hidrodinâmicas com um método de diferenças finitas (Ciotti et al. 1991) concomitantemente às nossas simulações 3-D. Neste caso, foi injetada uma quantidade de energia total  $E_{SN} = 10^{53}$  erg, correspondente a 100 SN, durante um período de 30 Myr, com uma luminosidade  $L_{SN} = 10^{53}/[(30 \times 10^6)(3.15 \times 10^7)] = 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . As condições iniciais do ambiente são idênticas às condições calculadas anteriormente para representar a nossa Galáxia, tanto quanto às características físicas do gás, como ao perfil do potencial gravitacional. O domínio computacional foi construído sobre uma escala linear de até um raio de 1.5 kpc e uma altura de 3 kpc, a partir dos quais passou a ser construído sobre uma escala logarítmica. Por se tratar de um problema estudado em duas dimensões, o gás foi considerado com uma velocidade rotacional nula, e a energia injetada dentro de um único ponto da rede bidimensional. Pode-se notar que, após um certo tempo o gás

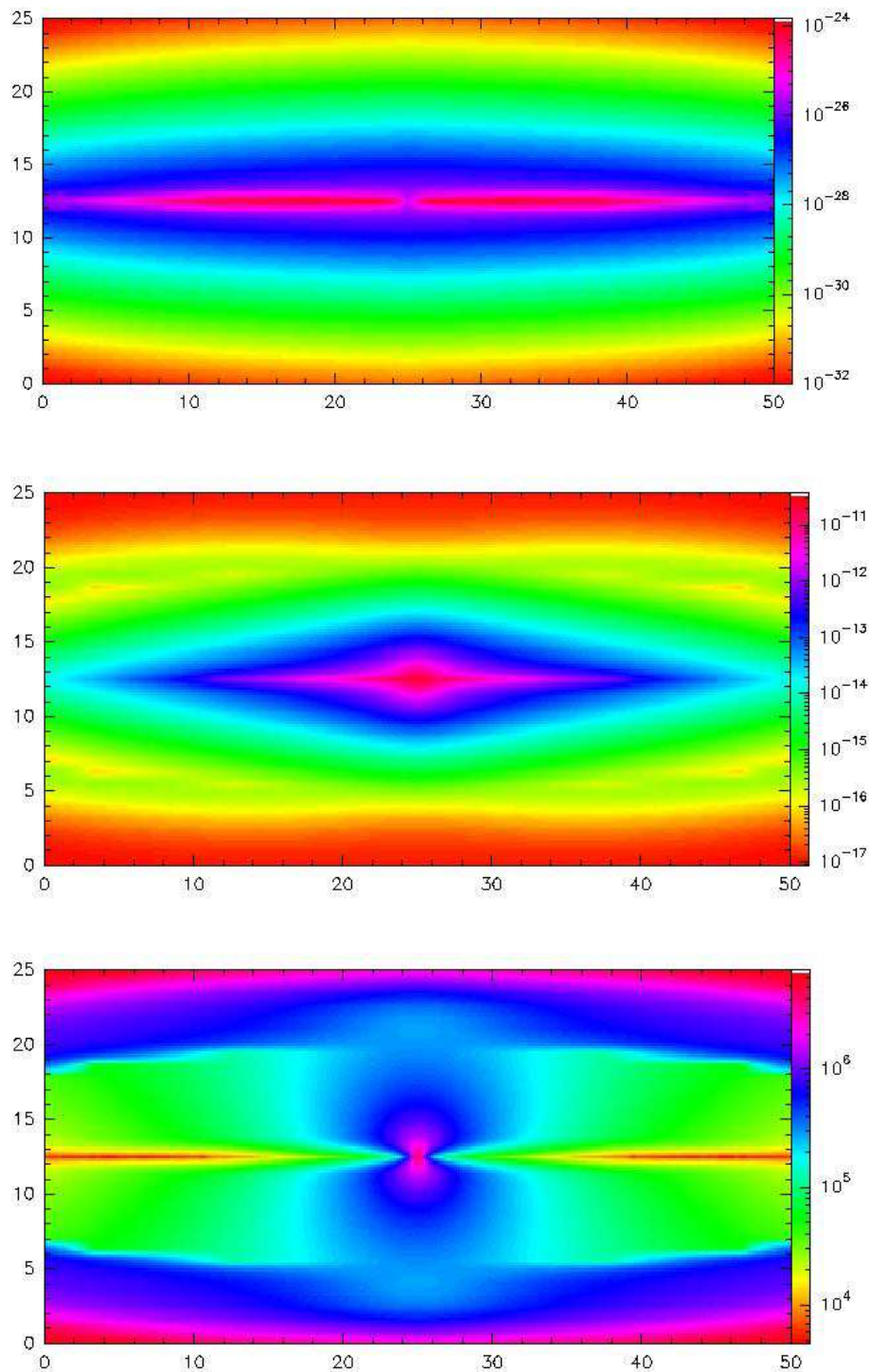


Figura 6.7: Representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - z$  da distribuição de densidade (painel superior), pressão (painel central) e temperatura (painel inferior) da Galáxia, construída de acordo com as condições descritas neste Capítulo. O domínio computacional representa uma região de  $50 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ , e tem uma resolução de  $48 \text{ pc}$ .



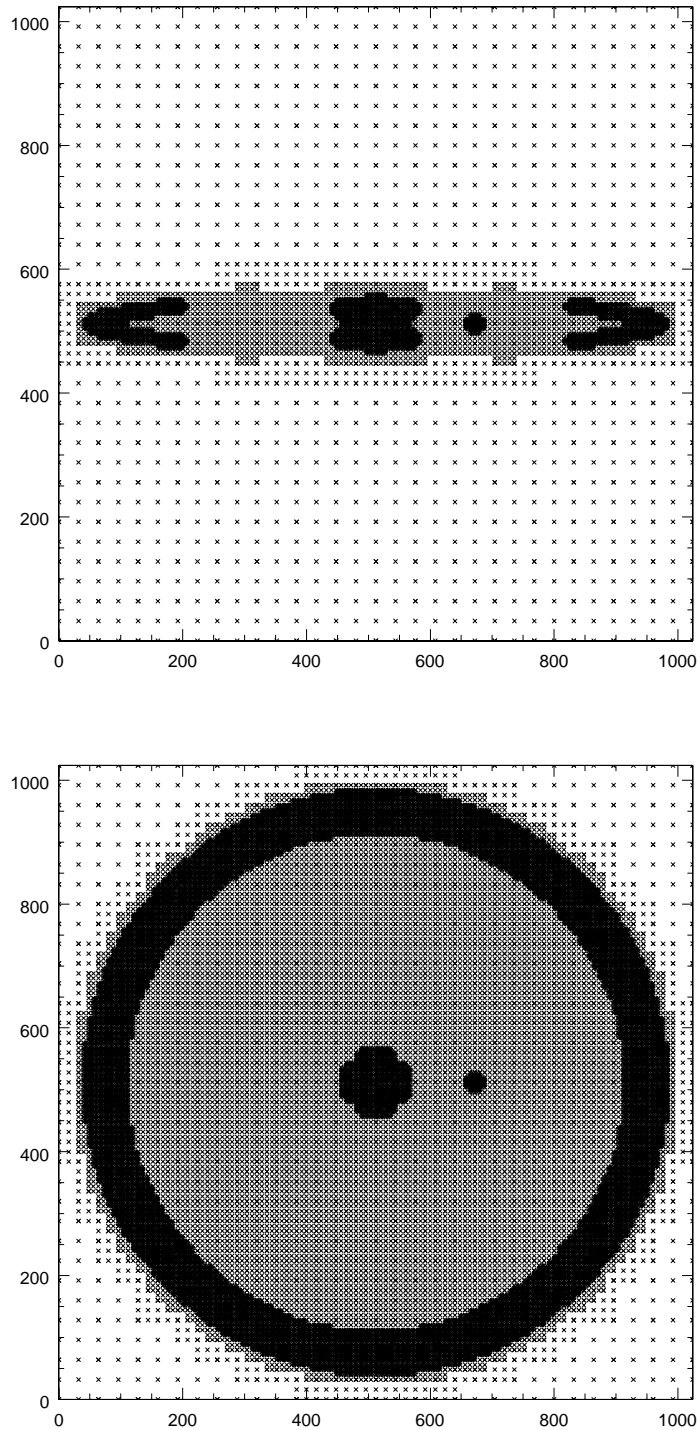


Figura 6.8: Distribuição dos pontos no plano  $x - z$  (painel superior) e no plano  $x - y$  (painel inferior) da rede construída sobre o domínio computacional considerado. Neste caso específico a rede é construída com 6 níveis, e a distância entre os pontos poderá ter então 6 comprimentos característicos diferentes, conforme se pode notar nas figuras.

em expansão consegue quebrar a estrutura do disco, começando assim a fluir até alturas máximas de cerca 12 kpc. Como a energia é injetada somente nos primeiros 30 Myr da simulação, o ambiente dentro do disco onde a bolha se formou volta e fechar-se após cerca 60 Myr. Mesmo assim, o gás ejetado continua expandindo, o que é particularmente evidente no segundo painel, onde é mostrada a evolução do gás inicialmente confinado dentro da bolha quente (através do *traçador* de gás do interior da bolha). Observa-se que uma fração notável deste material volta a cair sobre o disco após  $\sim 80$  Myr.

Este resultado é um pouco diferente daquele obtido em uma simulação análoga efetuada por nós em 3-D (Modelo GF3dA1), apresentada na Figura 6.9. Neste caso consideramos a mesma distribuição de gás, o mesmo perfil de potencial e, a fim de poder comparar os resultados com o caso 2-D, eliminamos a componente de velocidade rotacional do gás. Para fazer isso, introduzimos um potencial gravitacional fictício para contrapor-se ao gradiente de pressão na direção radial, assegurando assim uma velocidade rotacional nula.

A energia injetada corresponde também a uma luminosidade de  $10^{38}$  erg s $^{-1}$ , e a resolução é também de 25 pc, como na simulação precedente. Novamente, verifica-se que a energia injetada forma uma bolha que irrompe após  $\sim 40$  Myr, deixando então o gás quente livre para escapar com altas velocidades acima do disco. A diferença consiste na eficiência deste fenômeno. Enquanto na simulação 2-D o gás alcançava alturas de 12 kpc, aqui o material ejetado chega no máximo a uma altura de 10 kpc, e em geral apresenta-se como um fenômeno menos colimado. Mesmo assim existe uma boa correlação entre os dois casos, e as diferenças poderiam ser justificadas pelas geometrias distintas do problema, embora testes adicionais estejam em progresso.

Fizemos também uma simulação em 3-D com as mesmas características e condições iniciais das precedentes, mas levando-se em conta a rotação do gás e do sistema onde a bolha expande-se (Modelo GF3dA2). Neste caso preocupamos-nos apenas com a evolução da bolha, comparando-a com as evoluções obtidas anteriormente. O fato novo que surge (Figura 6.11) é que a escala de altura de expansão da bolha e de ejeção do gás parece ser mais baixa, resultando ser quase 4 vezes menor do que a obtida no Modelo GF3dA1. De fato, o gás após 60 Myr (época a que se referem as imagens) alcança uma altura de  $\sim 2$  kpc, e a velocidade máxima atingida é de somente 40 km s $^{-1}$ .

Esta diferença parece dever-se à velocidade de rotação do gás. Em um caso com velocidade nula, a massa de gás varrida pela bolha corresponde simplesmente ao produto entre a densidade do MIS e o volume da bolha. Em um instante qualquer  $t$ , a massa varrida,  $M_v$ , vale portanto:

$$M_v \sim \left( \frac{4\pi}{3} R^3 \right) n_g m_H \sim 2.3 \times 10^6 t_7^{1.8} n_g^{0.4} M_\odot \quad (6.17)$$

Já, em um caso onde o gás possui uma velocidade característica  $v_g$ , à medida que expande,

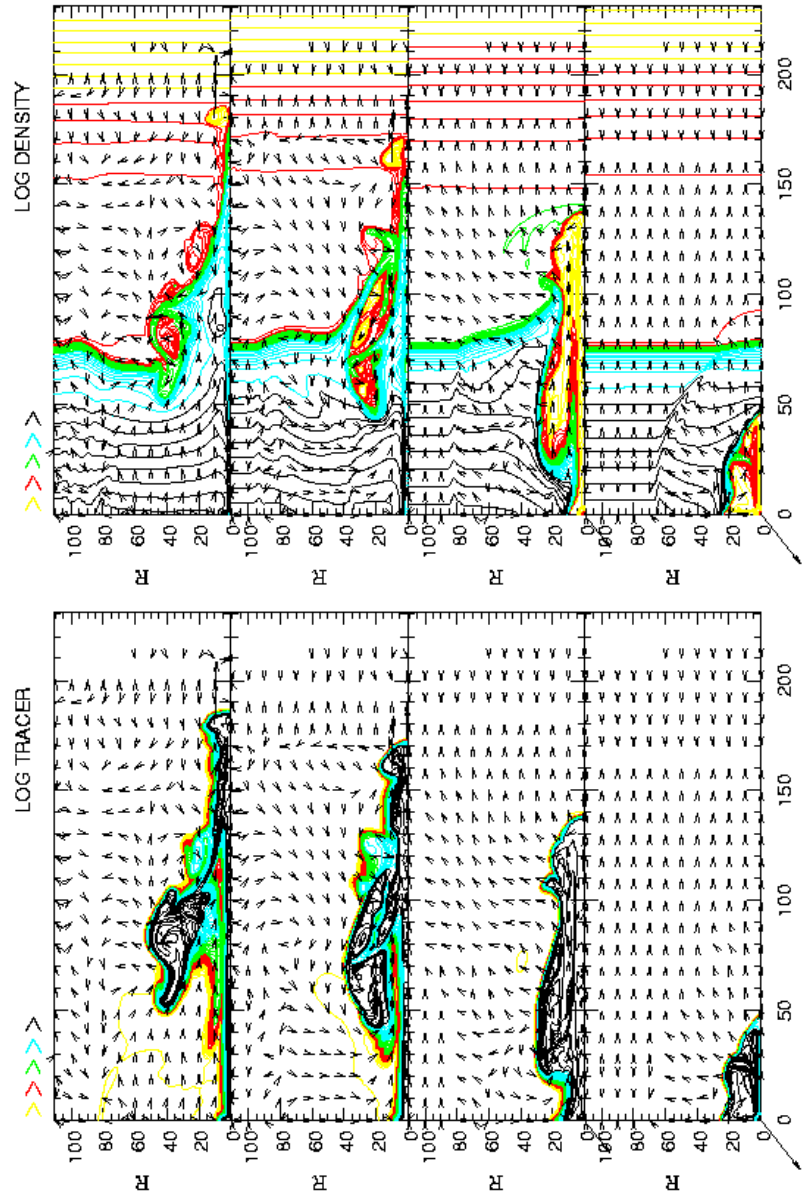


Figura 6.9: Representação em escala logarítmica das curvas de nível da distribuição de densidade (painel superior) e do traçador do gás originalmente contido no interior da bolha (painel inferior), para o Modelo bidimensional GF2dA. A resolução, até um raio de 1.5 kpc ( $x = 62$ ) e até uma altura de 3 kpc ( $z = 124$ ), é de 25 pc, e depois diminui com escala logarítmica ( $R = 2.3$  kpc em  $x = 80$ ,  $h = 8.4$  kpc em  $z = 170$ ). A energia é injetada por um tempo de  $3 \times 10^7$  anos, com uma luminosidade de  $10^{38}$  erg  $s^{-1}$ . As quatro épocas apresentadas correspondem a 15 Myr (primeiro painel à direita), 30 Myr (segundo painel), 60 Myr (terceiro painel) e 80 Myr (quarto painel à esquerda) (D'Ercole 2006)

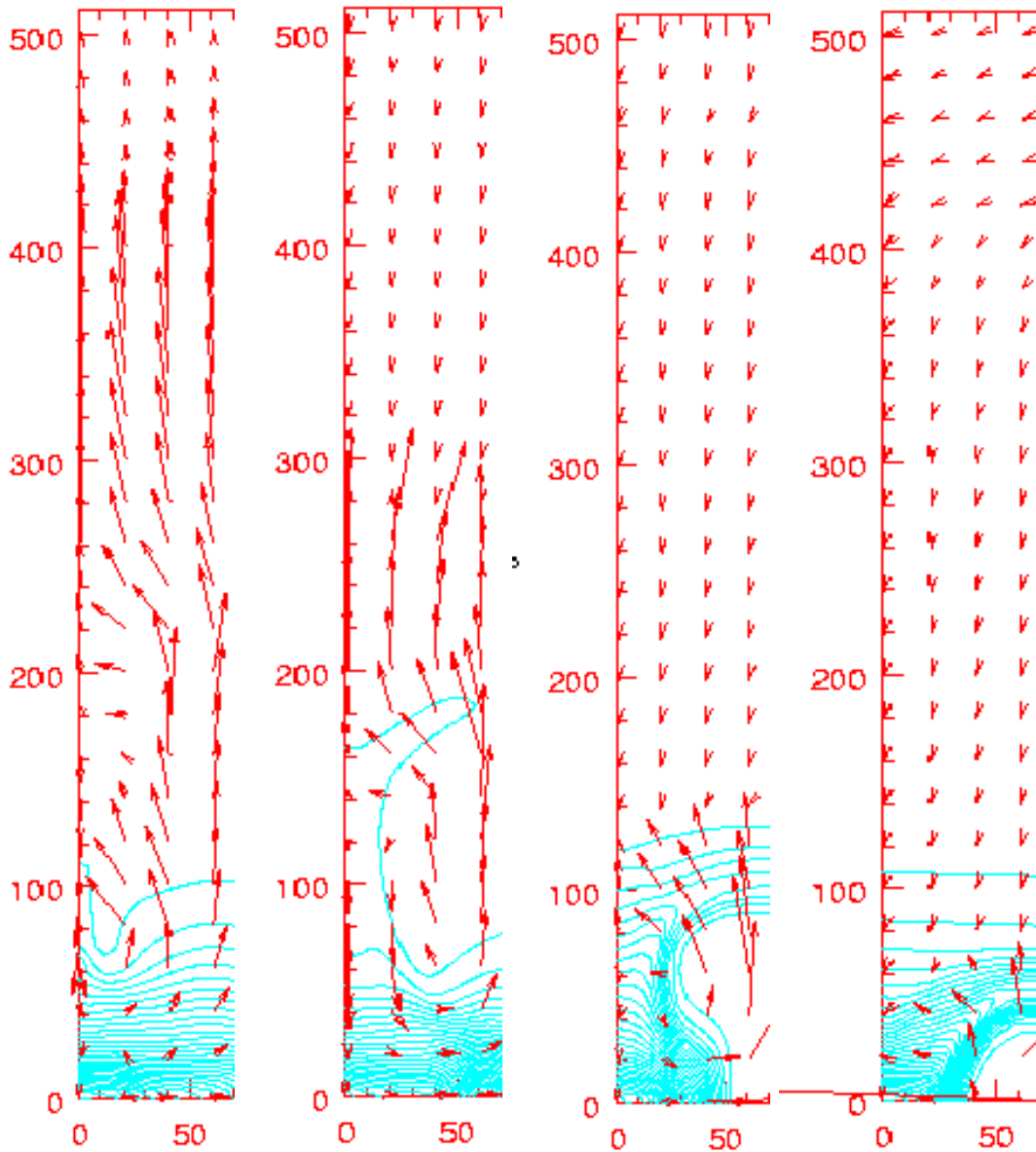


Figura 6.10: Representação em escala logarítmica das curvas de nível da distribuição de densidade para o Modelo GF3dA. A resolução é de 25 pc, e o domínio computacional é definido sobre uma região de  $3.2 \text{ kpc} \times 3.2 \text{ kpc} \times 12.8 \text{ kpc}$ . Em  $z = 200$ , 5 kpc; em  $z = 300$ , 7.5 kpc. A energia é injetada por um tempo de  $3 \times 10^7$  anos, com uma luminosidade de  $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Os quatro períodos apresentados correspondem a 15 Myr (primeiro painel à direita), 30 Myr (segundo painel), 60 Myr (terceiro painel) e 80 Myr (quarto painel a esquerda).

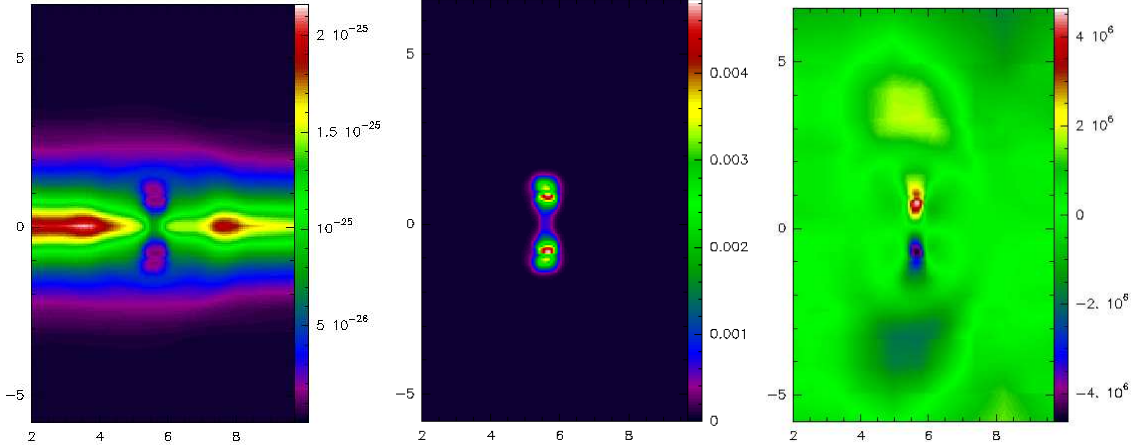


Figura 6.11: Representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - z$  da distribuição de densidade (painel superior) e do traçador de gás (painel central) e, em escala linear, da componente vertical da velocidade (painel inferior) em  $t = 6 \times 10^7$  anos para o Modelo GF3dA2. As condições iniciais são as mesmas da Figura 6.10, exceto que neste caso o gás tem uma velocidade rotacional  $v_g$  como indicado na Figura 6.6. A distância é apresentada em kpc, a densidade em  $\text{g cm}^{-3}$ , a velocidade em  $\text{km s}^{-1}$  e o valor da densidade do traçador de gás da bolha é normalizado à densidade do MIS.

a bolha desenha no espaço um cone cuja a base (em um tempo  $t$ ) possui o tamanho do raio da bolha, e onde a altura corresponde à distância percorrida até aquele instante. Nesse caso podemos então estimar que a massa varrida vale:

$$M_{vv} \sim \left( \frac{\pi}{3} R^2 v_g t \right) n_g m_H \sim \frac{v_g t}{4R} M_v \quad (6.18)$$

Com uma velocidade rotacional de  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ , após um tempo de 60 Myr, e com um raio da bolha de  $\sim 1 \text{ kpc}$ , resulta que  $M_{vv} \sim 3.15 M_v$ , o que é consistente com o resultado da simulação. De fato, quanto maior a quantidade de massa varrida, menor será a eficiência de expansão, e parece lógico postular que os dois efeitos sejam inversamente proporcionais. Este resultado, obtido numericamente e confirmado através de uma análise analítica, é um dos resultados mais importantes deste estudo e, se correto, nos diz que em um sistema real, se a rotação da galáxia é importante, o processo de ejeção de gás e a formação de chafarizes galácticos torna-se menos eficiente.

As conseqüências deste resultado tornam-se mais visíveis após uma análise dos resultados do Modelo GF3dA3 (Figuras 6.12 a 6.16). O Modelo GF3dA3 tem as mesmas características do Modelo GF3dA2 que acabamos de apresentar, com a diferença de que neste caso a máxima resolução possível corresponde à metade da resolução considerada acima. Neste caso a nossa preocupação é com a evolução global do gás dentro do ambiente galáctico, e por isso adotamos uma resolução mais baixa para poder representar a Galáxia inteiramente. Nas Figuras 6.12 a 6.16 são mostrados, respectivamente, as distribuições de

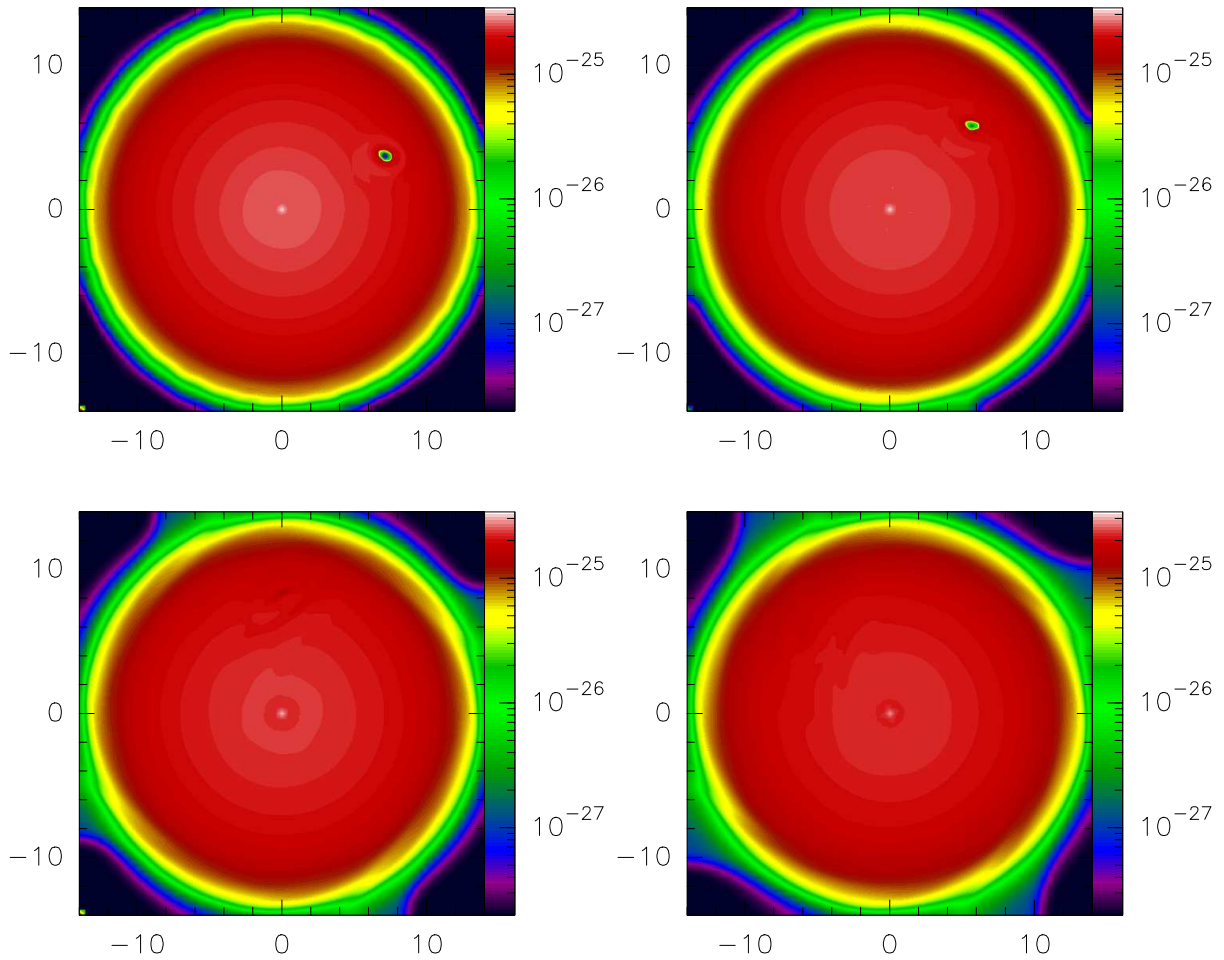


Figura 6.12: Modelo GF3dA3. Representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - y$  da distribuição de densidade em  $z=0$  para quatro instantes diferentes. As condições iniciais são as mesmas da Figura 6.11, com a exceção de que neste caso a máxima resolução adotada corresponde a 55 pc. As imagens correspondem a  $t = 30$  Myr (painel superior esquerdo),  $t = 50$  Myr (painel superior direito),  $t = 80$  Myr (painel inferior esquerdo) e  $t = 110$  Myr (painel inferior direito). A distância é apresentada em kpc, e a densidade em  $\text{g cm}^{-3}$ .

densidade (em  $z=0$  e  $z=1.3$  kpc), do traçador do gás da bolha ( $z=0$  e  $z=1.3$  kpc), e da componente vertical da velocidade (em  $z=1.3$  kpc) em quatro instantes diferentes.

Como se pode notar, o gás não consegue espalhar-se muito pelo disco da galáxia, e após alcançar uma altura de 1.3 kpc, em  $t = 80$  Myr, não sobe mais e não aumenta a velocidade. É possível que devido ao fato de não havermos considerado as perdas radiativas, o gás tenha se estabilizado nesta altura bem antes da altura máxima prevista analiticamente. E também não se observa nenhuma componente negativa da velocidade

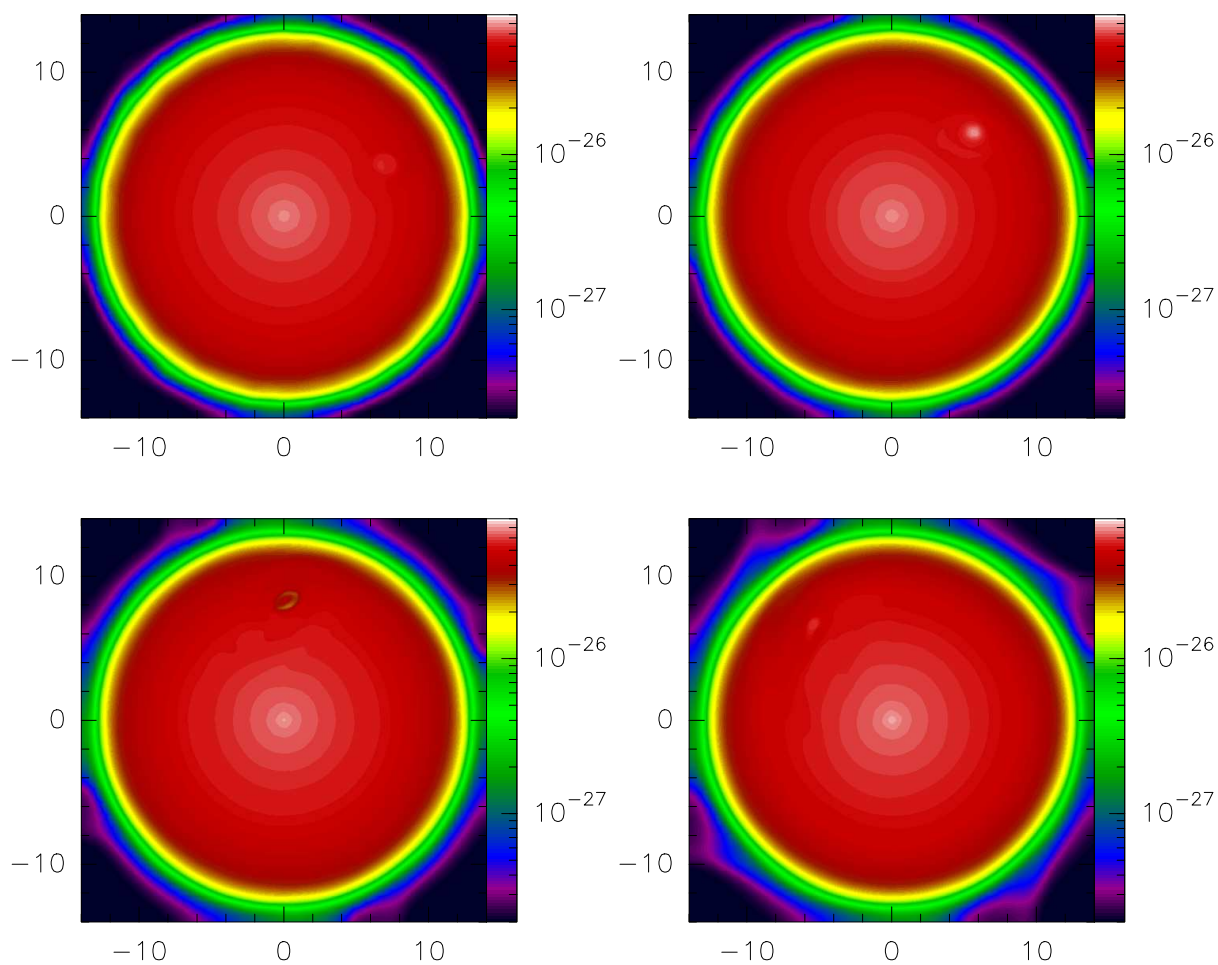


Figura 6.13: Modelo GF3dA3. Representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - y$  da distribuição de densidade em  $z=1.3$  kpc para quatro instantes diferentes. As condições iniciais e os tempos característicos são os mesmos da Figura 6.12. A distância é apresentada em kpc, e a densidade em  $\text{g cm}^{-3}$ .

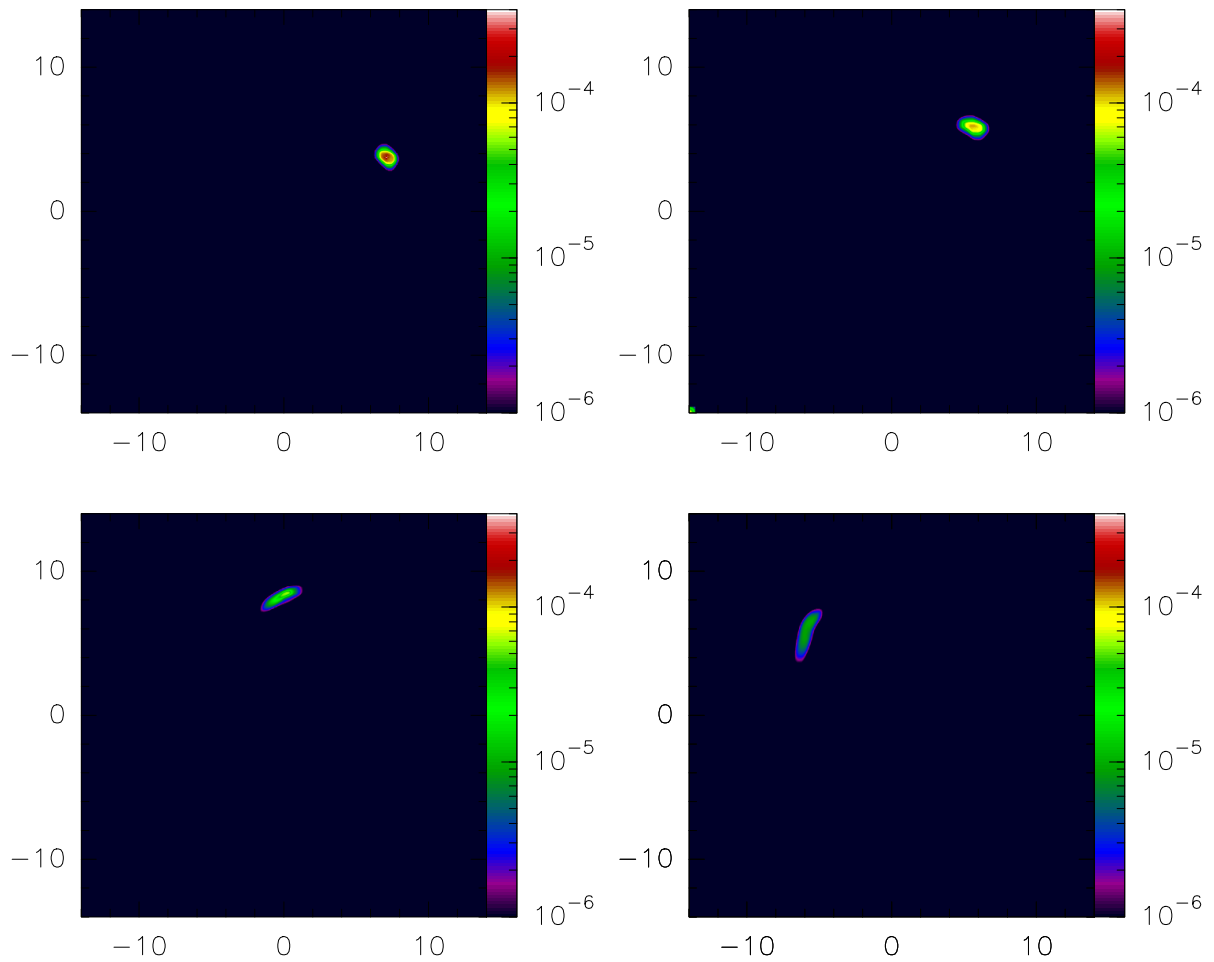


Figura 6.14: Modelo GF3dA3. Representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - y$  da distribuição do traçador do gás contido na bolha em  $z=0$  para quatro instantes diferentes. As condições iniciais e os tempos característicos são os mesmos da Figura 6.12. A distância é apresentada em kpc, e a densidade é normalizada à densidade do MIS.



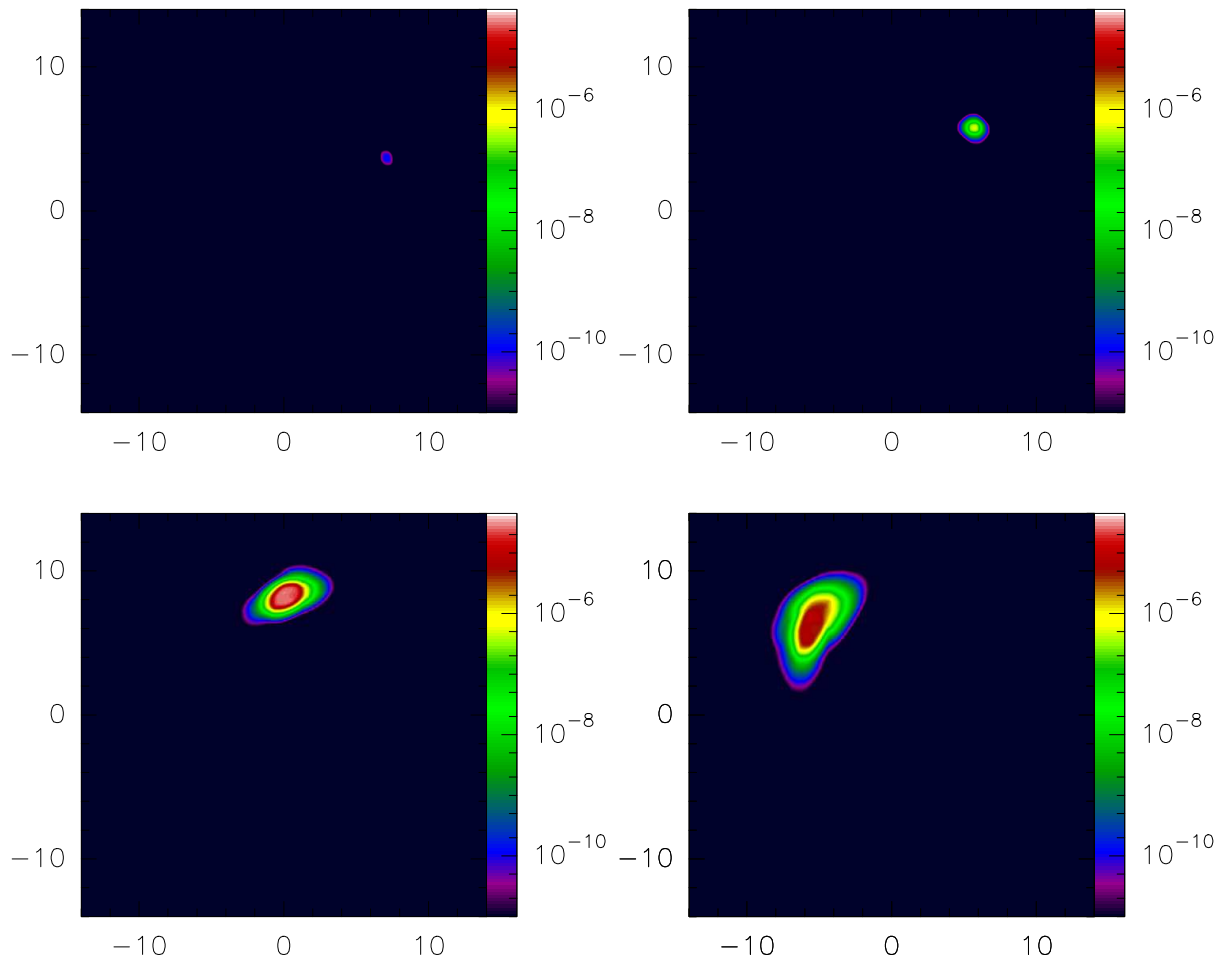


Figura 6.15: Modelo GF3dA3. Representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - y$  da distribuição do traçador do gás contido na bolha em  $z=1.3$  kpc para quatro instantes diferentes. As condições iniciais e os tempos característicos são os mesmos da Figura 6.12. A distância é apresentada em kpc, e a densidade é normalizada à densidade do MIS.

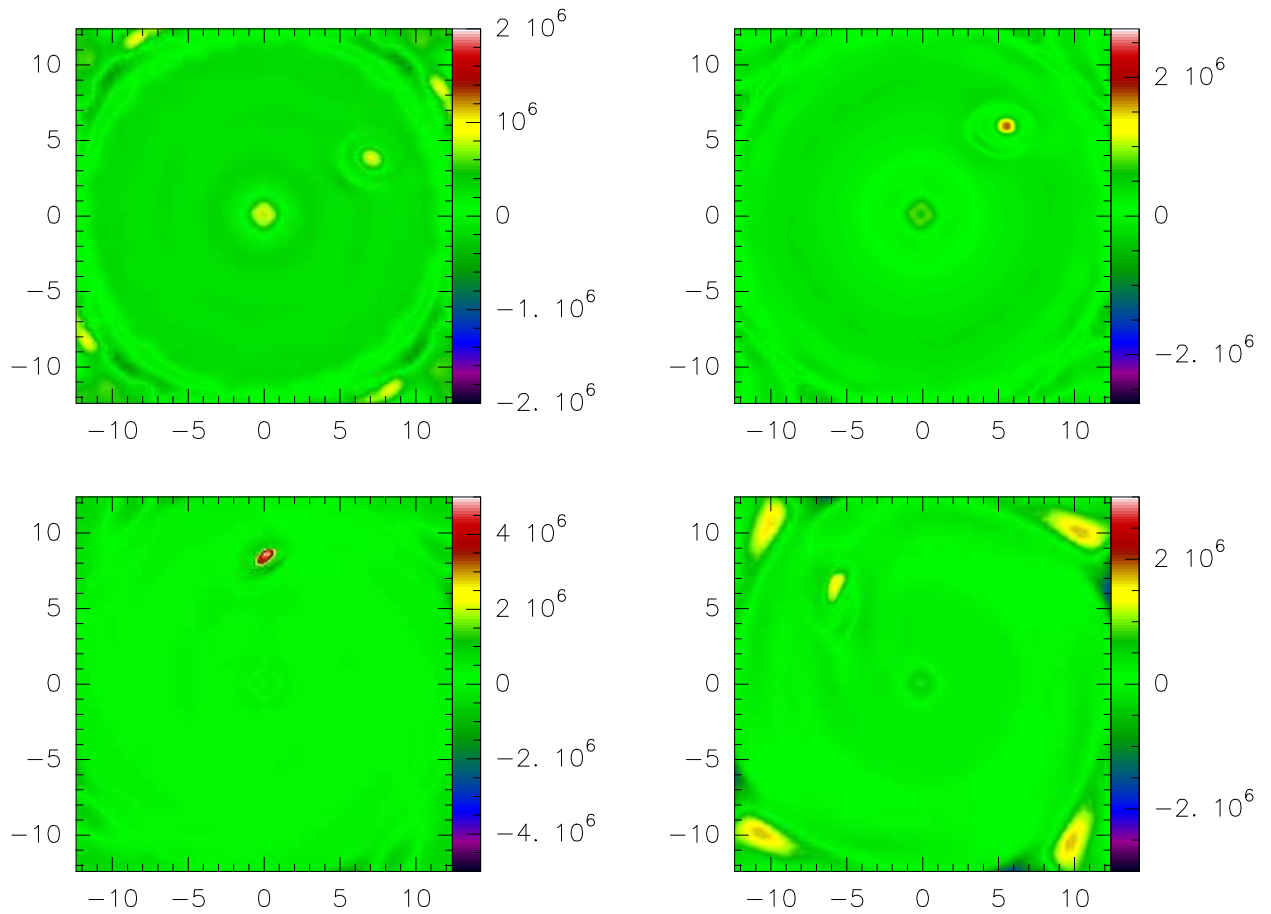


Figura 6.16: Modelo GF3dA3. Representação em escala linear colorida no plano  $x - y$  da distribuição de velocidade do gás em  $z=1.3$  kpc para quatro instantes diferentes. As condições iniciais e os tempos característicos são os mesmos da Figura 6.12. A distância é apresentada em kpc, e a velocidade é dada em  $\text{cm s}^{-1}$ .

que possa indicar seu retorno ao disco.

Para verificar se este efeito é devido à baixa quantidade de gás transportada acima do disco, ou se é consequência de um equilíbrio alcançado entre o gás ejetado e o gás quente do halo, conduzimos uma nova simulação, com as mesmas características das precedentes, exceto que com uma maior energia injetada, que neste caso corresponde à explosão de 300 SNs (Modelo GF3dA4). A maior energia injetada, mesmo representando uma situação menos realística, permite a expulsão de uma maior quantidade de matéria, e nos dá então a possibilidade de estudar com maior precisão a evolução do gás que participa deste processo. Nas Figuras 6.17, 6.18 e 6.19 são mostradas as fases avançadas da evolução deste modelo. Em cada imagen procuramos apresentar um corte do plano  $x - y$  a uma altura de 3.2 kpc, e um corte do plano  $x - z$  feito na região que apresenta densidades máximas do traçador do gás da bolha. Neste caso, os resultados são também bastante interessantes. Observa-se que o gás expulso do disco, por causa da rotação diferencial da galáxia, atrasa a própria expansão com respeito àquela da região onde explodiram as SNs, na base do disco. A consequência é a geração de um fluxo de gás entre a região esvaziada do disco e a região ocupada pelo gás que foi expulso. Este último adquire uma velocidade negativa que, somada à velocidade própria do gás da galáxia, desloca-se para a região acima da zona onde explodiram as SNs, e daí volta a subir criando um verdadeiro ciclo. Este fenômeno, bem visível em cada uma das figuras apresentadas, parece causar uma série de turbilhões que poderiam ser responsáveis pela geração de turbulência no MIS. Inclusive, é interessante notar que a maior parte da matéria ejetada não volta a cair dentro do disco, mas acumula-se em uma região situada a uma altura média de  $\sim 1.5 - 2$  kpc. Esta altura corresponde à distância típica do gás neutro acima do disco associado com as nuvens de velocidade intermediária. Parece razoável então imaginar que o gás ejetado para fora dos sítios de intensa formação estelar, após alcançar uma altura de 5–6 kpc, acumule-se pouco acima do disco, criando assim condições favoráveis para condensar e, eventualmente, levar à formação de nuvens de velocidade intermediária. Porém, estes resultados são produzidos após uma injeção de energia superior àquela típica de uma aglomerado estelar jovem, e por isso são necessários estudos mais aprofundados para verificar se realmente, com uma injeção de energia de  $\sim 10^{38}$  erg s $^{-1}$ , a expulsão de gás bem acima do disco seja possível ou não de acontecer.

Até aqui, todas as simulações apresentadas neste Capítulo não levaram em conta as perdas radiativas. Neste tipo de estudo, as emissões radiativas do gás são tão importantes quanto difíceis de se considerar. De fato, calcular o resfriamento sobre o domínio computacional inteiro significa anular as condições de equilíbrio do gás que garantem a estabilidade da Galáxia. Associar uma fonte de aquecimento capaz de compensar as perdas é também muito complicado, pois neste caso estamos considerando uma região muito

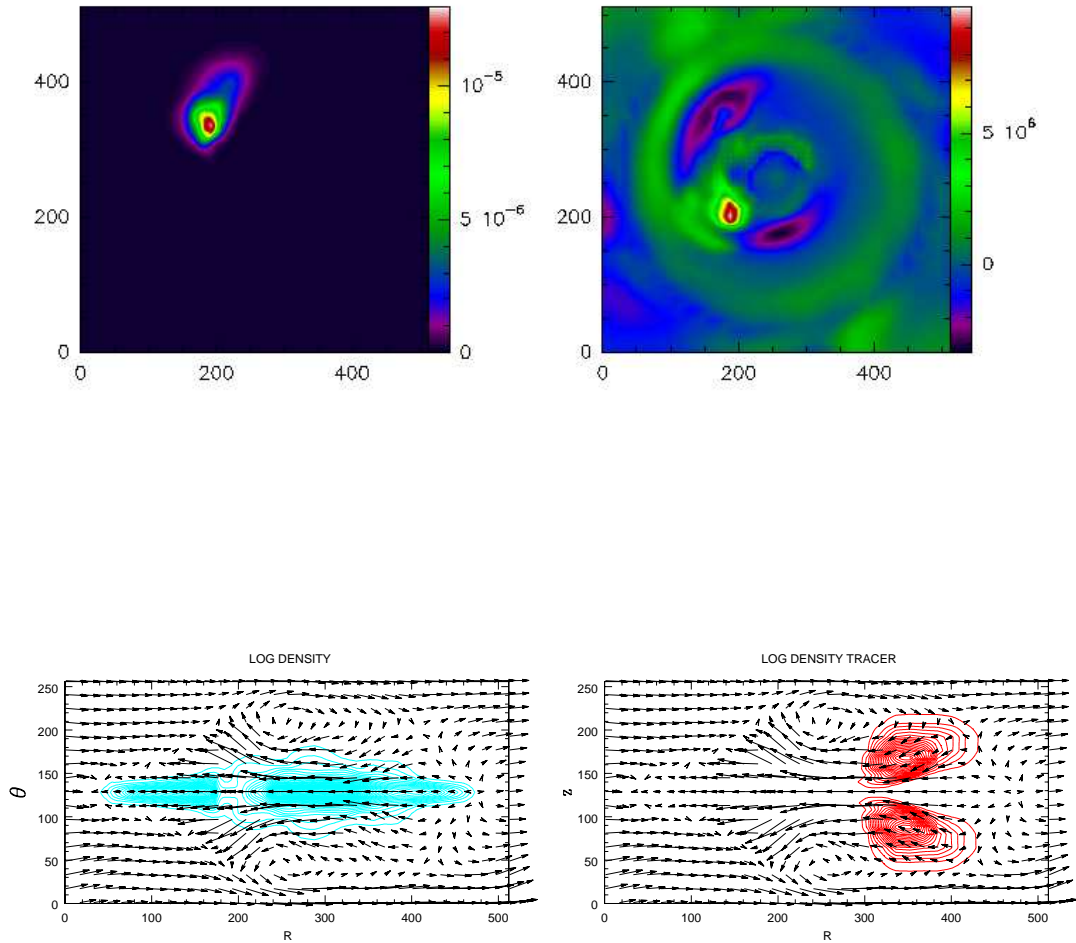


Figura 6.17: Modelo GF3dA4. Painéis superiores: representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - y$  da distribuição do traçador de gás da bolha (à esquerda), e em escala linear da distribuição de velocidade (à direita), em um instante  $t = 160$  Myr. Painéis inferiores: representação das curvas de nível e dos vetores de velocidade no plano  $y - z$  cortado em  $x = 190$  da distribuição de densidade (à esquerda) e do traçador do gás da bolha (à direita). As condições iniciais são as mesmas da Figura 6.12, exceto que a energia injetada neste caso vale  $E_{SN} = 3 \times 10^{53}$  erg. As dimensões do domínio computacional no painel superior correspondem a  $25 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ . No painel inferior a  $12.5 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ .

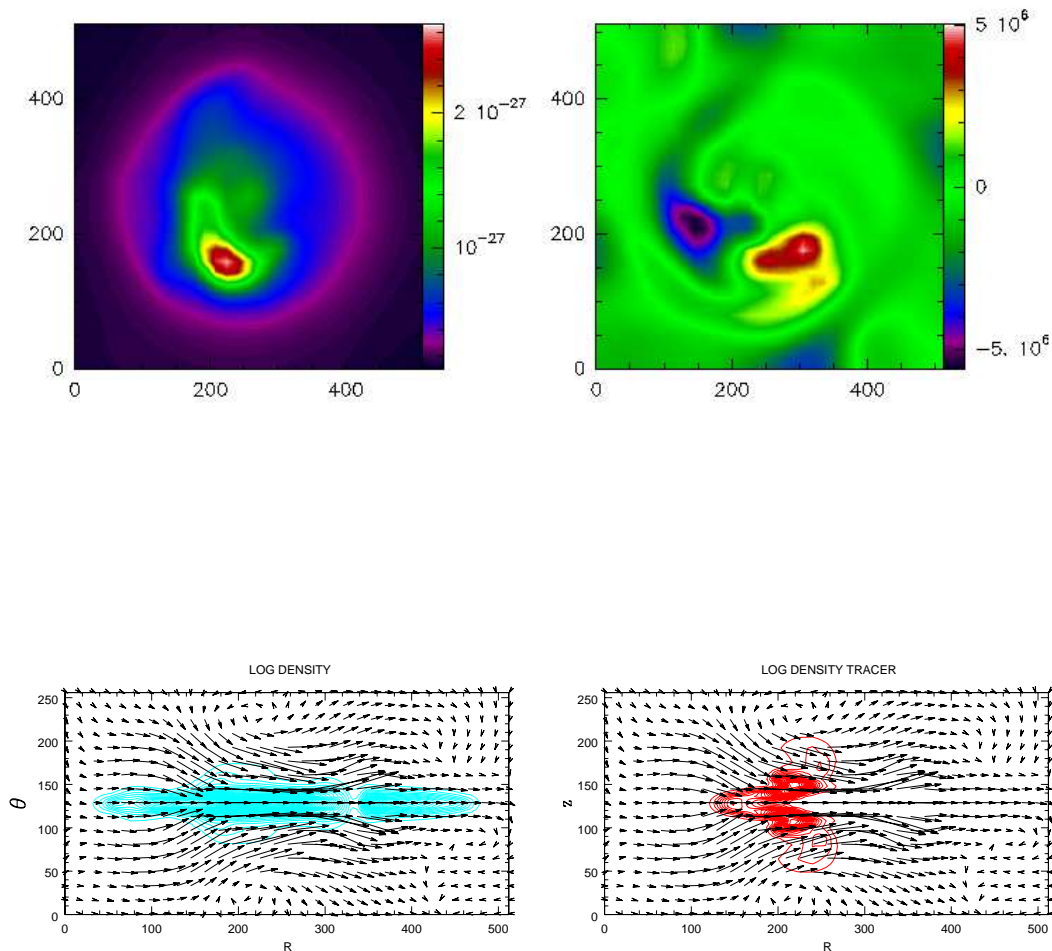


Figura 6.18: Modelo GF3dA4. Painéis superiores: representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - y$  da distribuição do traçador de gás da bolha (à esquerda), e em escala linear da distribuição de velocidade (à direita), em um tempo  $t = 220$  Myr. Painéis inferiores: representação das curvas de nível e dos vetores de velocidade no plano  $x - z$  cortado em  $y = 170$  da distribuição de densidade (à esquerda) e do traçador do gás da bolha (à direita). As condições iniciais são as mesmas da Figura 6.12, exceto que a energia injetada neste caso vale  $E_{SN} = 3 \times 10^{53}$  erg. As dimensões do domínio computacional no painel superior correspondem a  $25 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ . No painel inferior a  $12.5 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ .

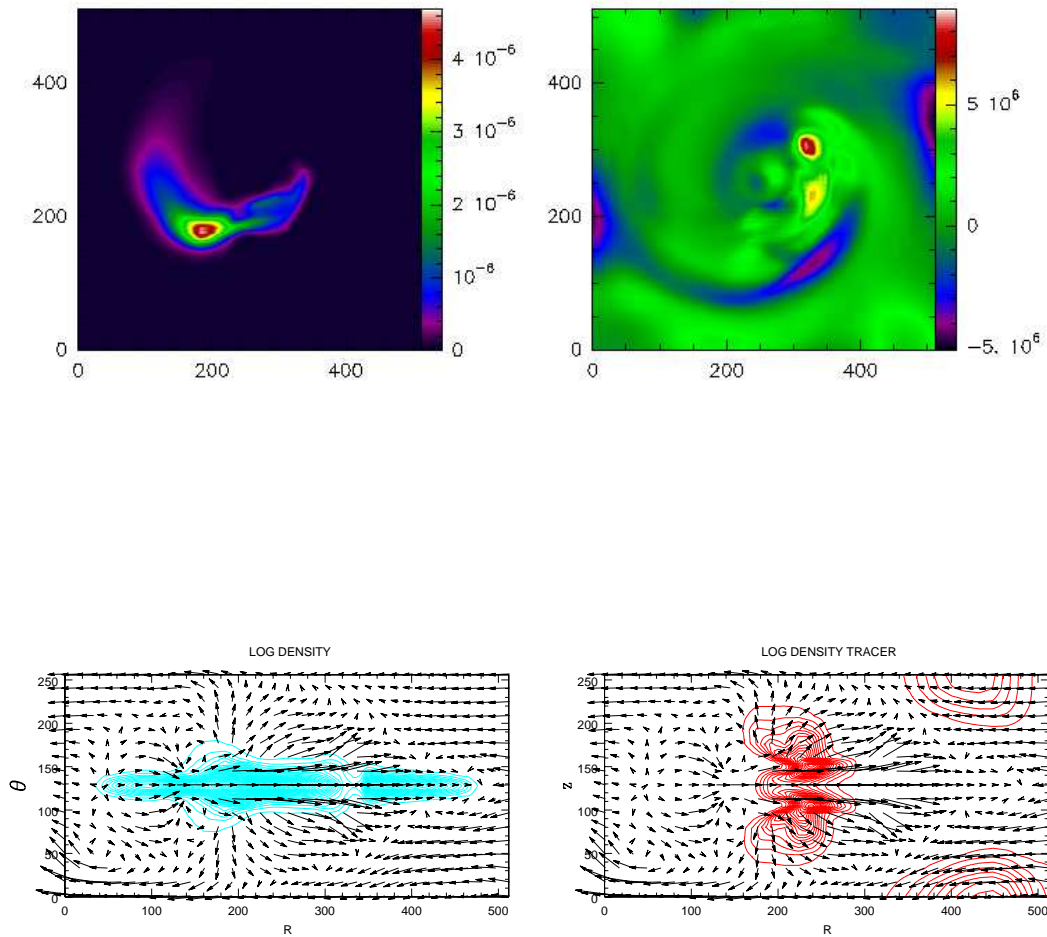


Figura 6.19: Modelo GF3dA4. Painéis superiores: representação em escala logarítmica colorida no plano  $x - y$  da distribuição do traçador de gás da bolha (à esquerda), e em escala linear da distribuição de velocidade (à direita), em um tempo  $t = 290$  Myr. Painéis inferiores: representação das curvas de nível e dos vetores de velocidade no plano  $y - z$  cortado em  $x = 320$  da distribuição de densidade (à esquerda) e do traçador do gás da bolha (à direita). As condições iniciais são as mesmas da Figura 6.12, exceto que a energia injetada neste caso vale  $E_{SN} = 3 \times 10^{53}$  erg. As dimensões do domínio computacional no painel superior correspondem a  $25 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ . No painel inferior a  $12.5 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ .

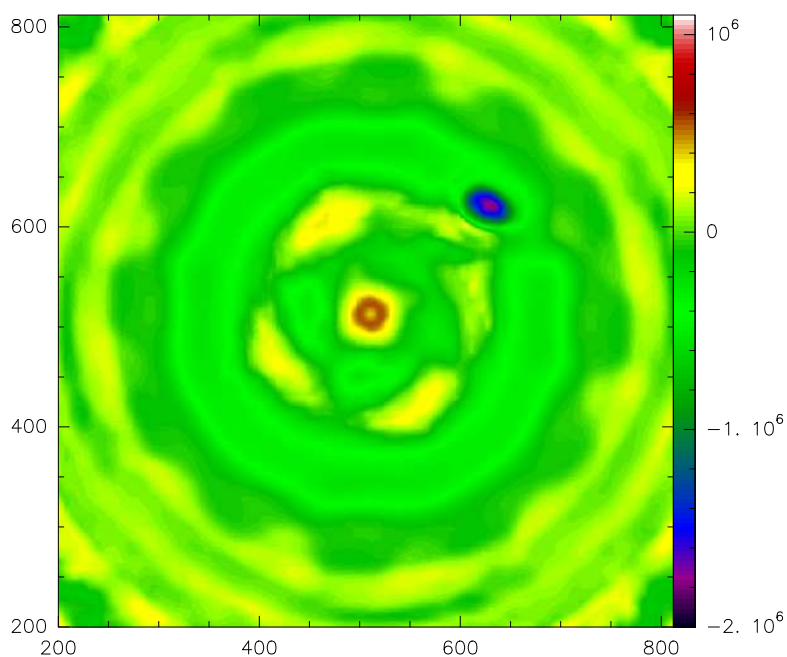
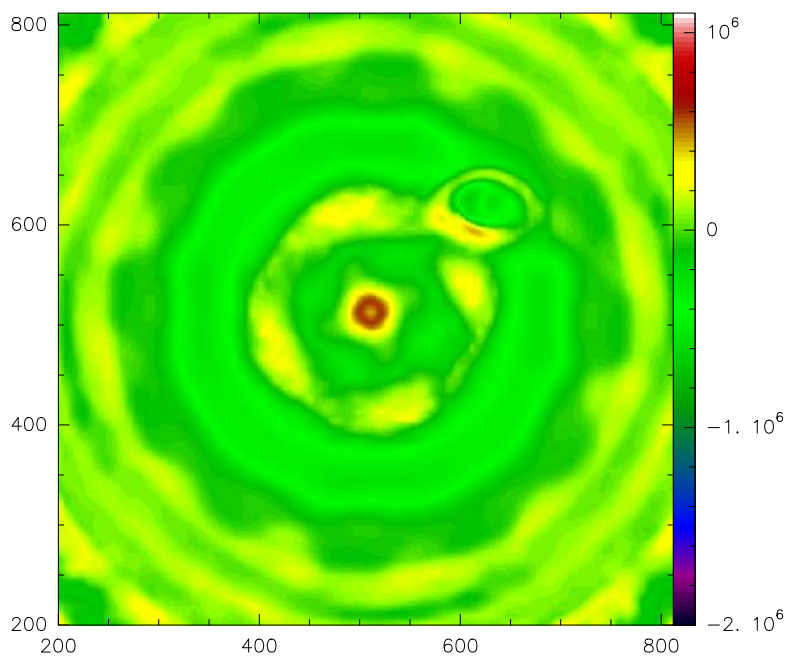


Figura 6.20: Representação em escala linear colorida no plano  $x - y$  da distribuição de velocidade para o modelo adiabático (painel superior), e radiativo (painel inferior) em um tempo  $t = 40$  Myr. As condições iniciais são as mesmas da Figura 6.12. As dimensões do domínio computacional correspondem a  $25 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$ .

extensa e não homogênea, e deveremos então adotar uma função diferente ponto a ponto. A única possibilidade é então a de resfriar somente o gás que participa da expansão da bolha e da conseqüente ejeção. Para fazer isso, utilizamos duas informações diferentes. A primeira é a velocidade do gás, a segunda é a abundância do gás que inicialmente estava confinado na região de injeção da energia. As perdas radiativas foram calculadas somente naquelas regiões caracterizadas por uma componente vertical de velocidade do gás maior que  $10 \text{ km s}^{-1}$ , ou por uma abundância maior que  $10^{-6}$ . Estes limites foram obtidos de maneira empírica, depois de vários testes numéricos. Desta maneira, garantimos que o gás da galáxia em equilíbrio dinâmico não seja resfriado, enquanto que o gás ejetado, mesmo alcançando um equilíbrio dinâmico, continua sendo tratado como um gás radiativo. Estas condições devem, porém, combinar-se com as características da Galáxia. Se esta não encontra-se em perfeito equilíbrio dinâmico, algumas regiões podem começar resfriar mesmo sem estar diretamente envolvidas na ejeção do gás, podendo iniciar assim um efeito dominó que levaria ao colapso da Galáxia inteira. Para evitar que isso aconteça, acrescentamos outros vínculos ao gás, a fim de garantir uma correta avaliação do resfriamento do gás ejetado e ao mesmo tempo garantir o equilíbrio da Galáxia. Por ser um trabalho ainda em andamento, modelos radiativos ainda não foram completados, e os únicos resultados que podemos apresentar são aqueles obtidos para verificar o bom funcionamento do código implementado com a parte radiativa, mostrados na Figura 6.20. Como se pode notar, a região de expansão da bolha no caso radiativo apresenta velocidades muito diferentes do caso adiabático, enquanto que as demais regiões continuam perfeitamente idênticas. Isso demonstra que os ajustes efetuados no código permitem um cálculo correto das perdas radiativas (somente na região da bolha), abrindo assim a possibilidade para toda uma série de simulações numéricas inéditas que poderão elucidar sobre o papel do resfriamento na dinâmica de um chafariz galáctico.

Podemos sintetizar em três, os principais resultados deste Capítulo. O primeiro é que a eficiência de ejeção de gás de um aglomerado estelar jovem caracterizado por uma certa velocidade rotacional parece ser menor que a eficiência de ejeção a partir de um sistema estelar fixo. Este resultado, se confirmado por simulações de mais alta resolução, tem implicações importantes sobre a teoria dos chafarizes galácticos, pois a maioria dos aglomerados estelares da Galáxia e de outras galáxias espirais emitem uma energia média correspondente a 50-100 SNs, e isso diminuiria bastante a importância que os chafarizes galácticos poderiam ter sobre a expulsão do gás das galáxias e evolução do halo.

O segundo resultado importante é a determinação de uma altura média característica onde acumula-se o gás que consegue escapar para fora do disco, de cerca 2 kpc. Este acúmulo de gás poderia ser responsável pela formação de nuvens de velocidade intermediária, observadas acima do disco a uma distância de 1.5 – 2 kpc.



Por fim, o terceiro resultado está diretamente ligado à formação de turbulência. As Figuras 6.17, 6.18 e 6.19 mostram que a propagação do gás através do disco, acompanhada de uma ligeira expulsão e recaída sobre a Galáxia geram uma série de vórtices e turbilhões que poderiam ser responsáveis por movimentos randômicos típicos de fenômenos turbulentos. Desta maneira, os chafarizes galácticos poderiam ser responsáveis pela mistura dos metais ejetados pelas SNs (em intervalos menores que  $\sim 10^8$  anos) não por um fenômeno macroscópico, como ocorreria na formação de um chafariz clássico que leva o gás a grandes alturas e o espalha de volta sobre o plano galáctico (em escalas de tempo maiores que  $10^8$  anos), mas sim através de fenômenos que atuam em escalas menores, turbulentas. Sendo assim, o próximo passo deste estudo (após os testes finais de resolução) deverá ser a análise de uma galáxia onde acontecem ao mesmo tempo várias explosões de SNs espalhadas em diferentes sítios. De fato, acreditamos que a evolução da Galáxia é dominada pela ação combinada de vários fenômenos não muito energéticos. A turbulência seria assim a principal responsável pela mistura dos metais e indiretamente também pela possível formação estelar em larga escala, como observado no Capítulo 5. A formação do halo quente continuaria sendo, no entanto, um problema ainda não resolvido, assim como a formação das nuvens de altas velocidade. Nestes casos, uma origem extragaláctica, diretamente ligada ao gás primordial do qual formou-se a própria Galáxia, poderia ser uma das possíveis explicações.

# Capítulo 7

## Conclusões

Ao longo deste estudo consideramos os diferentes processos evolutivos de regiões galácticas com intensa formação estelar. Mais especificamente, investigamos a evolução do gás após ser aquecido e acelerado pelos remanescentes de SNs (RSNs) gerados a partir de explosões de SNs, em diferentes escalas de um ambiente galáctico. Inicialmente, focalizamos-nos nas escalas de frações de pcs, levando em conta os processos de interação que ocorrem entre as frentes de choque dos RSNs e as nuvens do meio interestelar (MIS). Este estudo foi realizado sobretudo com a ajuda de simulações numéricas hidrodinâmicas tridimensionais radiativas, buscando entender como estas interações podem destruir as nuvens e modificar a densidade do MIS onde as nuvens estão imersas. Num segundo passo, investigamos regiões com surtos de formação estelar (SBs) de tamanhos típicos de  $\sim 100$  pc, levando-se em conta todos os processos físicos significativos, tais quais a expansão dos RSNs, as interações entre eles, a geração de bolhas e super-bolhas, a injeção de energia das SNs, a perda de massa das nuvens (por fotoevaporação, evaporação térmica e arraste pelo MIS), o resfriamento do gás causado pelas emissões radiativas, e o escape do gás para além das fronteiras da região de SB. Para tal construímos um modelo semi-analítico descrito por um sistema de equações de conservação integradas numericamente sobre um tempo de  $\sim 30$  Myr, o qual é típico de um ambiente de SB, a fim de determinar a evolução do gás nesses sistemas. Desse modo, obtivemos a evolução da eficiência de aquecimento do gás das SNs (EA), a qual exprime a razão entre a energia presente no gás (interna mais mecânica) e a energia injetada pelas SNs, em função das condições iniciais. Posteriormente, investigamos o papel da energização produzida por explosões de SNs na evolução de nuvens moleculares gigantes (NMG) e de aglomerados estelares jovens. Para tal, utilizamos em parte o modelo e os resultados semi-analíticos precedente obtidos para a evolução de uma região de SB, e também realizamos simulações numéricas tridimensionais químico-hidrodinâmicas das interações entre RSNs e NMGs. Por fim, na última parte deste estudo, buscamos investigar a evolução do gás energizado em regiões de SB, acompanhando-se desde a formação das super-bolhas, até a expansão destas pelo

disco e halo galácticos. Dependendo da região da galáxia, e da quantidade de energia injetada pelas explosões de SNs nessas regiões de SBs, essas super-bolhas podem dar origem a ventos galácticos ou a fenômenos menos energéticos, como os chafarizes. De qualquer modo, esses processos são essenciais para se compreender a evolução global do gás nas largas escalas galácticas, de vários kpc. Este estudo foi também realizado com o auxílio de simulações numéricas hidrodinâmicas tridimensionais adiabáticas e radiativas onde se construiu a estrutura de uma galáxia, dentro da qual explodiu-se um conjunto de SNs localizadas em um aglomerado estelar jovem extra-nuclear.

Os principais resultados obtidos de nosso estudo sobre a evolução do gás de regiões de SB podem ser sumarizados da seguinte forma:

- As interações entre nuvens e frentes de choque de RSN produzem dois efeitos principais: de um lado, ocorre uma perda de massa provocada pelo arraste da passagem da frente sobre o gás da nuvem, e por outro lado, o impacto induz a propagação de um choque no interior da nuvem que acarreta sua compressão e re-expansão. Em uma interação radiativa, a nuvem é parcialmente destruída em um tempo cerca de duas vezes maior que o tempo de destruição previsto para uma interação adiabática e, em geral, as perdas radiativas permitem uma dissipação mais rápida das instabilidades destrutivas R-T e K-H. A primeira consequência disso é o baixo aumento na densidade ambiental e uma menor eficiência no processo de mistura entre o gás das nuvens e o gás do MIS, contrariando resultados de estudos prévios, sobre a mistura de fases do MIS que assumiam interações puramente adiabáticas. A segunda consequência, é a formação de filamentos mais densos e mais frios que o MIS circundante, que não se fragmentam em tempos curtos e preservam a sua estrutura mesmo depois da passagem da frente de choque. Somente em presença de um fluxo de fótons UV das estrelas quentes é que a dispersão do gás da nuvem para o meio, seguida de aumento da densidade ambiental, torna-se significativa, devido principalmente ao efeito de fotoevaporação (Capítulo 3; Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005).
- Em um ambiente de SB não é possível assumir, a priori, um valor fixo para a eficiência de aquecimento do gás pelas SNs (EA). Em todos os modelos que testamos, EA pode assumir dois valores extremos, 0 ou 1, ocupando valores intermediários por um tempo desprezível. As duas soluções estáveis caracterizam-se ou por uma completa emissão radiativa da energia, caso onde  $EA \sim 0$ , ou por densidades ambientais baixas o suficiente para que as perdas radiativas sejam desprezíveis e toda a energia liberada pelas SNs transforme-se em energia interna e mecânica do gás, caso onde  $EA = 1$ . Como vimos, os principais responsáveis pela evolução de EA são as nuvens que atuam como válvulas reguladoras da densidade ambiental através

de seus mecanismos de perda de massa. Quando a taxa de perda de massa das nuvens para o MIS consegue manter a densidade ambiental suficientemente alta, o resfriamento domina sobre o aquecimento, e a temperatura do gás continua baixa. Este processo mantém-se somente por um certo tempo que depende principalmente da massa total de gás presente na região de SB, e na maioria das vezes é da ordem de aproximadamente meia vida do SB,  $\sim 16$  Myr (Capítulo 4; Melioli & de Gouveia Dal Pino 2004).

- Regiões com um tamanho típico entre 10 e 100 pc, caracterizadas por uma alta taxa de formação estelar, podem tanto ser destruídas, com também ver aumentada a própria capacidade de formar estrelas, devido ao alto número de explosões de SNs. De fato, a alta taxa de explosões de SNs em aglomerados estelares em formação em galáxias interagentes, acarreta uma rápida expansão e escape do gás desses aglomerados antes que os mesmos tenham tempo de virializar-se, e isso termina acarretando sua morte prematura (em cerca de 5 Myr), com a dispersão das estrelas para o campo (Capítulo 5; Melioli & de Gouveia Dal Pino 2006).
- Por outro lado, o impacto de frentes de choque de remanescentes de SNs com nuvens moleculares pode induzir a formação estelar. Este fenômeno é tanto mais provável quanto maior for o tamanho físico da nuvem, e terá a máxima eficiência quando a distância entre a NMG e o sítio de explosão de SN estiver entre 20 e 40 pc. Mais detalhadamente, construímos um diagrama do raio dos RSNs versus a densidade das nuvens no qual se delineiam zonas permitidas e proibidas de formação estelar. Uma aplicação desse estudo à região de formação estelar de  $\beta$ -Pictoris mostrou que somente uma combinação restrita de condições iniciais do sistema em exame (densidade ambiental; densidade, temperatura e raio da nuvem) poderia justificar um processo de formação estelar causado por uma interação com um RSN (Capítulo 5; Melioli, de Gouveia Dal Pino, de la Reza & Raga 2006).
- A morte prematura de aglomerados estelares jovens e a formação estelar em NMGs provocados por explosões de SNs, são exemplos de processos locais que atuam nas pequenas escalas galácticas. A indução de formação estelar em NMGs por RSNs acarretará novas explosões de SNs que poderão levar a novos eventos de formação estelar. Mas, em qualquer caso, chegará um momento em que o gás aquecido será ejetado para fora do sistema, podendo gerar ventos ou chafarizes galácticos, favorecendo uma dispersão do gás em escalas mais amplas da galáxia, afetando sua evolução. (Capítulos 5 e 6; Melioli & de Gouveia Dal Pino 2006; Melioli, de Gouveia Dal Pino, de la Reza & Raga 2006)
- O gás de uma super-bolha que irrompe no halo galáctico, produzida a partir de

explosões de SNs em um aglomerado estelar extra-nuclear, parece atingir menores altitudes quando se leva em conta a rotação da galáxia. Esse resultado, se confirmado por simulações numéricas de mais alta resolução, poderá ter implicações importantes sobre a teoria de formação dos chafarizes e ventos galácticos, pois a maioria dos aglomerados estelares da Galáxia e de outras galáxias espirais parecem emitir uma energia média correspondente a 50 – 100 SNs. Essas energias, combinadas com o efeito de rotação da galáxia, diminuiriam a importância potencial dos chafarizes no processo de expulsão de gás das galáxias. O gás ejetado parece acumular-se em alturas  $\sim 2$  kpc. Este acúmulo de gás poderia ser o responsável pela formação das nuvens de velocidade intermediária que são observadas acima do disco da Galáxia a distâncias de 1.5 – 2 kpc (Capítulo 6).

- As simulações numéricas hidrodinâmicas indicam que o gás de uma super-bolha que propaga através do disco galáctico, irrompe no halo e retorna ao disco, é responsável pela geração de turbilhões que poderiam em parte alimentar a turbulência galáctica (Capítulo 6).

Resumindo, podemos dizer que altas taxas de explosões de SNs são responsáveis por uma variedade de fenômenos em diferentes escalas de uma galáxia, desde alguns pcs até vários kpc. Estes fenômenos estão por sua vez intimamente ligados entre si, mas verificamos em várias circunstâncias que a evolução desses fenômenos parece acontecer das pequenas para as largas escalas, embora isso seja ainda tema em aberto dentro do cenário de evolução dinâmica do MIS das galáxias. De qualquer modo, dentro do papel que as SNs possuem nesse cenário, parece haver uma ordem hierárquica entre os diferentes processos evolutivos do gás, desde sua energização por SNs dentro de nuvens e aglomerados jovens, até sua expulsão sob forma de vento ou chafarizes galácticos para fora da galáxia. Ao longo desta evolução, observa-se a geração de turbulência e o possível incremento do processo de formação estelar.

Evidentemente, nossos resultados são ainda deficientes acerca da evolução do gás ejetado para fora da galáxia. Particularmente nesse contexto, resta ainda levar em conta as perdas radiativas, e também aumentar a resolução adotada nas simulações da galáxia, a fim de podermos acompanhar com maior precisão a possível formação e desenvolvimento de turbulência e das nuvens de altas latitude. Nossas próximas metas serão então, de um lado dar enfoque aos mecanismos de geração e dissipação de turbulência interestelar, e do outro lado produzir novas simulações numéricas químico-hidrodinâmicas de chafarizes e ventos galácticos, levando-se em conta as perdas radiativas com maiores resoluções. De fato, a procura por resultados sempre mais precisos, provenientes de problemas altamente não-lineares evidencia a necessidade de se poder contar com códigos numéricos avançados, que levem em conta também o potencial auto-gravitante do gás, a presença de campos

magnéticos, a condução térmica e os processos de fotoionização em geometrias tridimensionais. O desenvolvimento e utilização destes códigos será então também um dos nossos desafios para os próximos anos.

# Referências Bibliográficas

- Aguirre, A., Hernquist, L., Schaye, J., Weinberg, D.H., Katz, N. & Gardner, J., 2001, *ApJ*, 560, 599
- Aldrovandi, S.M.V. & Pequignot, D., 1973, *A&A*, 26, 33
- Anderson, M.C., Jones, T.W., Rudnick, L., Tregillis, I.L., & Kang, H., 1994, *ApJ*, 421, L31
- de Avillez, M.A, 1998, *Ap&SS*, 261, 201
- de Avillez, M.A, 1999, *ASPC*, 166, 103
- de Avillez, M.A, 2000, *Ap&SS*, 272, 23
- de Avillez, M.A, 2001, *AGM*, 18, 114
- de Avillez, M.A, Berry, D.L. & Kahn, F.D., 1998, *LNP*, 506, 495
- de Avillez, M.A., Berry, D.L. & David, L., 2001, *MNRAS*, 328, 708
- Babul, A. & Rees, J.M., 1992, *MNRAS*, 255, 346
- Beck, R., 2005, *AIPC*, 784, 343
- Begelman, M.C. & McKee, C.F., 1990, *ApJ*, 358, 375
- Bertoldi, F., 1989, *ApJ*, 346, 735
- Bertoldi, F., McKee, C.F., 1990, *ApJ*, 354, 529
- Blitz, L., 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E.K. Levy & J.I. Lurin, (Tucson: Univ. of Arizona Press), 125
- Blitz, L., Williams, J.P., 1999, *The Origin of Stars and Planetary Systems*. Edited by C.J. Lada & N.D. Kylafis. Kluwer Acad. Publ., p.3
- Blondin, J.M., Fryxell, B.A., & Konigl, A., 1990, *ApJ*, 360, 370
- Boyce, P.J. & Cohen, R.J. 1994, *A&AS*, 107, 563
- Bonnell, I.A., Dobbs, C.L., Robitaille, T.P. & Pringle, J.E., 2006, *MNRAS*, 365, 37
- Borkowski, K.J., Balbus, S.A. & Fristrom, C.C., 1990, *ApJ* 355, 501

Bradamante, F., Matteucci, F. & D'Ercole, A., 1998, *A&A*, 337, 338

Bregman, J.N., 1980, *ApJ*, 236, 577

Breitschwerdt, D. & Komossa, S., 2000, *Ap&SS*, 272, 3

Bronfman, L., Casassus, S., May, J. & Nyman, L.A., 2000, *A&A*, 358, 521

Bronfman, L., Cohen, R.S., Alvarez, H., May, J. & Thaddeus, P., 1988, *ApJ*, 324, 248

Calzetti, D., Meurer, G.R., Bohlin, R.C., Garnett, D.R., Kinney, A.L., Leitherer, C. & Storchi-Bergmann, T., 1997, *AJ*, 114, 1834

Cappi, M., Persic, M., Bassani, L., Franceschini, A., Hunt, L.K., Molendi, S., Palazzi, E., Palumbo, G.G.C., Rephaeli, Y. & Salucci, P., 1999, *A&A*, 350, 377

Carigi, L., Colin, P., Peimbert, M. & Sarmiento, A., 1995, *ApJ*, 445, 98

Carral, P., Hollenbach, D.J., Lord, S.D., Colgan, S.W.J., Haas, M.R., Rubin, R.H. & Erickson, E.F., 1994, *ApJ*, 423, 223

Cecil, G., Bland-Hawthorn, J., Veilleux, S., Filippenko, A.V., 2001, *ApJ*, 555, 338

Cerqueira, A.H., & de Gouveia dal Pino, E.M., 1999, *ApJ*, 510, 828

Cesaroni, R., Walmsley, C.M., Kompe, C. & Churchwell, E., 1991, *A&A*, 252, 278

Chandrasekhar, S. 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (New York: Dover)

Chandar, R., Leitherer, C., Tremonti, C.A., Calzetti, D., Aloisi, A., Meurer, G.R., & de Mello, D., 2005, *ApJ*, 628, 210

Chevalier, R.A., 1974, *ApJ*, 188, 501S

Chevalier, R.A. & Clegg, A.W., 1985, *Nature*, 317, 44

Chou, W., Matsumoto, R., Tajima, T., Umekawa, M. & Shibata, K., 2000, *ApJ*, 538, 710

Cioffi, D.F., Shull, J.M., 1991, *ApJ*, 367, 96

Ciotti, L., Pellegrini, S., Renzini, A. & D'Ercole, A., 1991, *ApJ*, 376, 380

Colina, L., Lipari, S., & Macchetto, F.D. 1991, *ApJ*, 379, 113

Collins, J.A., Shull, J.M. & Giroux, M.L., 2003, *ApJ*, 585, 336

Cox, D.P., 1970, *BAAS*, 2, 305

Cox, D.P., 1981, *ApJ*, 245, 534

Cox, D.P., 1995, *Nature*, 375, 185

Cox, D.P. & Smith, B.W., 1974, *ApJ*, 189L, 105

Cox, D.P. & Smith, B.W., 1974, *ApJ*, 189L, 105



Cowie, L.L. & McKee, C.F., 1977, ApJ, 211, 135

Cowie, L.L., McKee, C.F. & Ostriker, J.P., 1981, ApJ, 247, 908

Dalgarno, A. & McCray, R.A., 1972, ARA&A, 10, 375

de Gouveia dal Pino, E.M., & Benz, W., 1993, ApJ, 410, 686

de Gouveia Dal Pino, E.M. 1999, ApJ, 526, 862

de Gouveia Dal Pino, E.M. & Medina Tanco, G.A., 1999, Apj, 518, 129

Dekel, A. & Silk, J., 1986, ApJ, 303, 30

de la Reza, R., Jilinski, G. & Ortega, V.G., 2006, AJ

Della Ceca, R., Griffiths, R.E., Heckman, T.M., Lehnert, M.D & Weaver, K.A., 1999, ApJ, 514, 772

D'Ercole, A., 2006, comunicação particular

D'Ercole, A. & Brighenti, F., 1999, MNRAS, 309, 941

Dickey, J.M. & Lockman, F.J., 1990, ARA&A, 28, 215

Ehlerova, S., Palous, J., Theis, Ch. & Hensler, G., 1997, A&A, 328, 121

Elmegreen, B.G., 2003, Ap&SS, 284, 819E

Elmegreen, B.G., & Scalo, J., 2004, ARA&A, 42, 21

Fall, S.M., 2004, ASPC, 322, 399

Ferrara, A. & Tolstoy, E., 2000, MNRAS, 313, 291

Field, G.B., 1975, Ap&SS, 38, 167

Field, G.B., Goldsmith, D.W. & Habing, H.J., 1969, BAAS, 1, 240

Fragile, P.C., Anninos, P., Gustafson, K. & Murray, S.D., 2005, ApJ, 619, 327

Fragile, P.C., Murray, S.D., Anninos, P. & van Breugel, W., 2004, ApJ, 604, 74

Franco, J., Kim, J., Alfaro, E.J. & Hong, S.S., 2002, ApJ, 570, 647

Garay, G. & Lizano, S., 1999, PASP, 111, 1049

Gonzalez, R.F., PhD Thesis, Universidad Autonoma de Mexico, 2001

Gonzalez, R.F., de Gouveia Dal Pino, E.M., Raga, A.C., & Velazquez, P.F. 2004, ApJL, 600, L59

Gorjian, V., Turner, J.L. & Beck, S.C., 2001, ApJ, 554, L29

Gorti, U. & Hollenbach, D., 2002, ApJ, 573, 215

Greggio, L., 2005, A&A, 441, 1055

- Greggio, L. & Renzini, A., 1983, A&A, 118, 217
- Hartigan, P., Raymond, J. & Hartmann, L., 1987, ApJ, 316, 323
- Hartquist, T.W., Dyson, J.E., Pettini, M. & Smith, L.J., 1986, MNRAS, 220, 801
- Heckman, T., 1997, RMxAC, 6, 156
- Heckman, T.M., Armus, L. & Miley, G.K., 1990, ApJS, 74, 833
- Heiles, C., 1987, ApJ, 315, 555
- Heiles, C., 1990, ApJ, 354, 483
- Heiles, C., 1979, ApJ, 229, 533
- Heiles, C., 1980, ApJ, 235, 833
- Ho, L.C., 1997, RMxAC, 6, 5H
- Hoogerwerf, R., de Bruijne, J.H.J. & de Zeeuw, P.T., 2001 A&A 365, 49
- Hulsbosch, A.N.M. & Wakker, B.P., 1988, A&AS, 75, 191
- Haffner, L.M., Reynolds, R.J. & Tufte, S.L., 1999, ApJ, 523, 223
- Jeans, J.H., 1902, Phil. Trans. A., 199, 1
- Johnson, K.E., Kobulnicky, H.A., Massey, P. & Conti, P.S., 2001, ApJ, 559, 864
- Jun, B-I. & Jones, T.W., 1999, ApJ, 511, 774
- Jun, B.I., Jones, T.W. & Norman, M.L., 1996, ApJ, 468, L59
- Kahn, F.D., 1981, *Investigating the universe*, Dordrecht, D. Reidel Publishing
- Kerp, J., Herbstmeier, U. & Mebold, U., 1993, A&A, 268L, 21
- Kim, J., Ryu, D. & Jones, T.W., 2001, ApJ, 557, 464
- Klein, R., McKee, C.F. & Colella, P., 1994, ApJ, 420, 213
- Klessen, R.S., Heitsch, F. & MacLow, M-M., 2000, ApJ, 535, 887
- Koo, B-C. & McKee C.F., 1990, ApJ, 354, 513
- Koo, B-C. & McKee, C.F., 1992, ApJ, 388, 103
- Kornreich, P. & Scalo, J., 2000, ApJ, 531, 366
- Kramer, C., Stutzki, J., Röhrig, R. & Corneliussen, U., 1998, A&A, 329, 249
- Kulkarni, S.R. & Heiles, C., 1987, *Interstellar processes; Proceedings of the Symposium*, Dordrecht, D. Reidel Publishing Co.
- Lada, C.J. & Lada, E.A., 2003, ARA&A, 41, 57
- Larson, R.B., 1974, MNRAS, 169, 229

- Larson, R.B., 1981, MNRAS, 194, 809
- Larson, R.B., 1987, in Thuan T.X., Montmerle T., Van J.T.T., eds, Starbursts and Galaxy Evolution, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, p.467
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J.D., Gonzales Delgado, R.M., Robert, C., Kune, R.F., de Mello, D.F., Devost, D. & Heckman, T.M., 1999, ApJS, 123, 3
- Lehnert, M.D. & Heckman, T.M., 1996, ApJ, 462, 651
- Leitherer, C. & Heckman, T.M., 1995, ApJS, 96, 9
- Lim, A.J. & Raga, A.C. 1999, MNRAS, 303, 546
- Lin, D.N.C. & Murray, S.D., 2000, ApJ, 540, 170
- Lockman, F.J., 1984, ApJ, 283, 90
- Mac Low, M.-M. & Ferrara, A., 1999, ApJ, 513, 142
- Mac Low, M-M. & Klessen, R.S., 2004, RvMP, 76, 125
- MacLow, M-M. & McCray, R., 1988, ApJ, 324, 776
- Marcolini, A., Strickland, D.K., D'Ercole, A., Heckman, T.M. & Hoopes, C.G., 2005, MNRAS, 362, 626
- Masciadri, E., de Gouveia Dal Pino, E.M., Raga, A.C. & Noriega-Crespo, A., 2002, ApJ, 580, 950
- Mathews, W.G. & Bregman, J.N., 1978, ApJ, 224, 308
- Matteucci, F. & Recchi, S., 2001, Apj, 558, 351
- McCray, R., 1985, in Spectroscopy of Astrophysical Plasmas, edited by A. Delgarno & D. Layzer, p270
- McCray, R. & Kafatos, M., 1987, ApJ, 317, 190
- McKee, C.F., 1988, in IAU colloq. 101, Supernova Remnants and the Interstellar Medium, Ed. by R.S. sRoger and T. L. Landecker. Cambridge: University Press, 1988., p.205
- McKee, C.F., 1992, Evolution of the Interstellar Medium, ed. L. Blitz (San Francisco: ASP), 3
- McKee, C.F., 1995, The Physicas of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium, ASP Conference Series, 80, p. 292
- McKee, C.F. & Begelman, M.C., 1990, ApJ, 358, 392
- McKee, C.F. & Cowie, L.L., 1977, ApJ, 215, 213
- McKee, C.F. & Ostriker, J.P.O., 1977, ApJ, 218, 148

McKee, C. F. & Zweibel, E. G., 1995, *ApJ*, 440, 686M

Melioli, C., de Gouveia Dal Pino, E.M. 2004, *A&A*, 424, 817

Melioli, C., de Gouveia Dal Pino, E.M., & Raga, A., 2005, *A&A*, 443, 495

Melioli, C. & de Gouveia Dal Pino, E.M., 2006, *A&A* , 445, 23

Melioli, C., de Gouveia Dal Pino, E.M., de la Reza, R. & Raga, A., 2006, *in press* MNRAS

Melioli, C., de Gouveia Dal Pino, E.M., Leão, M. R. M., & Raga, A., 2006, *in prep.*

Melo, V.P., Munoz-Tunón, C., Maóz-Apellániz, J. & Tenorio-Tagle, G., 2005, *ApJ*, 619, 270

Meurer, G.R., Heckman, T.M., Leitherer, C. & Kinney, A., 1995, *ApJ*, 110, 2665

Meurer, G.R., Heckman, T.M., Leitherer, C., Kinney, A., Robert, C. & Garnett, D.R., 1995, *ApJ*, 110, 2665

Münch, G., 1952, *PASP*, 64, 381

Münch, G. & Zirin, H., 1962, *ApJ*, 133, 11

Murakami, I. & Babul, A., 1999, *MNRAS*, 309, 161

Nakamura, F., McKee, C.F., Klein, R.I. & Fisher, R.T., 2005, *astro-ph/0511016*

Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M., 1997, *ApJ*, 490, 493

Nittmann, J., Falle, S.A.E.G. & Gaskell, P.H., 1982, *MNRAS*, 201, 833

Norman, C.A. & Ferrara, A., 1996, *ApJ*, 467, 280

Oey, M.S., 1996, 467, 666

Ortega, V.G., de la Reza, R., Jilinski, E. & Bazzanella, B., 2002, *ApJ*, 575, 75

Ortega, V.G., de la Reza, R., Jilinski, E. & Bazzanella, B., 2004, *ApJ*, 609, 243

Ortega, V.G., Volkov, E. & Monte-Lima, I., 2001, *A&A*, 366, 276

Ott, J., Martin, C.L. & Walter, F. 2003, *ApJ*, 594, 776

Paglione, T.A.D., Tosaki, T. & Jackson, J.M., 1995, *ApJ*, 454, L117

Palous, J., Wunsch, R. & Ehlerova, S., 2001, *IAU Symposium series*, Vol. 207, Grebel, Geisler and Minniti eds.

Parker, E.N., 1966, *ApJ*, 145, 811

Pietsch, W., Roberts, T.P., Sako, M., Freyberg, M.J., Read, A.M., Borozdin, K.N., Branduardi-Raymont, G., Cappi, M., Ehle, M., Ferrando, P., e 5 co-autores, 2001, *A&A*, 365L, 174

- Planesas, P., Colina, L. & Perez-Olea, D., 1997, A&A, 325, 81
- Poludnenko, A.Y., Frank, A. & Blackman, E.G., 2002, ApJ, 576, 832
- Raga, A.C., de Gouveia Dal Pino, E.M., Noriega-Crespo, A., Minnini, P.D. & Velázquez, P.F., 2002, A&A, 392, 267
- Raga, A.C., Mellema, G. & Lundqvist, P., 1997, ApJS, 109, 517
- Raga, A.C., Navarro-Gonzalez, R. & Villagran-Muniz, M. 2000, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 36, 67
- Raga, A.C. & Reipurth, B. 2004, RMxAA, 40, 15
- Raga, A.C., Steffen, W. & González, R.F., 2005, RMxAA, 41, 45
- Raymond, J.C., Cox, D.P. & Smith, B.W., 1976, ApJ, 204, 290
- Recchi, S., Matteucci, F. & D'Ercole, A., 2001, MNRAS, 322, 800
- Redman, M.P., Williams, R.J.R. & Dyson, J.E., 1998, MNRAS, 298, 33
- Reynolds, R.J., 1983, ApJ, 268, 698
- Reynolds, R.J., 1989, ApJ, 339, 29
- Richter, P., de Boer, K.S., Widmann, H., Kappelman, N., Gringel, W. Grewing, M. & Barnstedt, J., 1999, Nature, 402, 386
- Roberts, W.W., 1969, ApJ, 158, 123
- Rosen, A. & Bregman, J.N., 1995, ApJ, 440, 634
- Sanders, D. & Mirabel, F.I., 1996, ARA&A, 34, 749
- Satoh, C., 1980, PASJ, 32, 41
- Savage, B.D., Bohlin, R.C., Drake, J.F. & Budich, W., 1977, ApJ, 216, 291
- Scalo, J. & Chappell, D., 1999, MNRAS, 310, 1
- Scalo, J. & Lazarian, A., 1996, ApJ, 496, 189S
- Scoville, N.Z. & Sanders, D.B., 1987, Interstellar processes; Proceedings of the Symposium, Grand Teton National Park, WY (A88-14501 03-90). Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., p. 21-50.
- Scoville, N. & Soifer, B.T. 1990, em *Massive stars and starburst*, edited by C. Leitherer, N.R. Walborn, T.M Heckman & C.A. Norman, p. 233 e 238
- Sembach, K.R., Wakker, B.P., Savage, B.D., Richter, P., Meade, M., Shull, J.M., Jenkins, E.B., Moos, H.W. & Sonneborn, G., 2004, Soft X-ray Em. F. Cl. of Gal. and Relat. Phen. Ed. by Richard Lieu and Jonathan Mittaz. Publ. by Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, p.83

Shapiro, P.R., Giroux, M.L. & Babul, A., 1994, ApJ, 427, 25

Shapiro, P.R. & Field, G.B, 1976, ApJ, 205, 762

Shore, S.N. & Ferrini, F., 1995, Fundam. Cosmic. Phys., 16, 1

Silich, S.A., Franco, J., Palous, J. & Tenorio-Tagle, G., 1996, ApJ, 468, 722

Silich, S.A. & Tenorio-Tagle, G., 1998, MNRAS, 299, 249

Slavin, J D. & Cox, D. P., 1992, ApJ, 392, 131S

Slavin, J D. & Cox, D. P., 1993, ApJ, 417, 187S

Spitzer, L,Jr., 1956, ApJ, 124, 20

Steffen, W. & Lopez, J.A. 2004, ApJ, 612,319

Stone, J.M., Xu, J. & Hardee, P.E. 1997, ApJ, 483, 121

Strickland, D.K. & Stevens, I.R., 2000, MNRAS, 314, 511

Strickland, D.K., Heckman, T.M., Colbert, E.J.M., Hoopes, C.G. & Weaver, K.A., 2004, ApJS, 151, 93

Suchkov, A.A., Balsara, T.S., Heckman, T.M. & Leiterher, C., 1994, ApJ, 430, 511

Tenorio-Tagle, G. & Muñoz-Tuñón, C., 1998, MNRAS, 293, 299

Tenorio-Tagle, G., Silich, S., Rodríguez-González, A. & Munoz-Tunon, C., 2005, ApJ, 628, 13

Torres, C.A.O., Quast, G. R., da Silva, L., de la Reza, R., Melo, C.H.F. & Sterzik, M., 2006 submetido para A&A

Tosi, M., 2003, comunicação particular

Tremonti, C.A., Calzetti, D., Leitherer, C., & Heckman, T.M., 2001, ApJ, 555, 322

Tomisaka, K. & Ikeuchi, S., 1986, PASJ, 38, 697

Van Leer, B., 1982, ICASE, Report No. 82-30

Vázquez-Semadeni, E., Pasot, T. & Pouquet, A., 1995, ApJ, 441, 702

Vázquez-Semadeni, E., Gazol, A. & Scalo, J., 2000, ApJ, 540, 271

Velázquez, P.F., Koenigsberger, G. & Raga, A.C., 2003, RMxAC, 18, 150

Young, T.R. & Boris, J.P., 1973, NRL Mem. REep. 2611

Wada, K. & Norman, C.A., 1999, ApJ, 516, L13

Wada, K. & Norman, C.A., 2001, ApJ, 547, 172

- Wakker, B.P., 2004, High Velocity Clouds. Edited by Hugo van Woerden, Kapteyn Institute, Groningen, The Netherlands
- Whitmore, B.C., Gilmore, D., Leitherer, C., Fall, S.M. & Chandar, R., 2005, astro-ph/0507706
- Williams, J.P., Blitz, L. & Stark, A.A., 1995, ApJ, 451, 252
- Williams, J.P., Blitz, L. & McKee, C.F., 2000, Protostars and Planets IV, eds Mannings, V., Boss, A.P., Russell, S.S., p. 97
- Wiseman, J.J. & Ho, P.T.P., 1998, ApJ, 502, 676
- Zinnecker, B.A., McCaughrean, M.J. & Wilking, B.A., 1993, in Protostars and Planets III, ed. E.K. Levy & J.I. Lurin, (Tucson: Univ. of Arizona Press), 429
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M.S. & Webb, R.A., 2001, ApJ, 562, 87

# Apêndice A

## O código YGUAZU

### A.1 Introdução

O YGUAZU é um código tridimensional com rede adaptativa que resolve as equações hidrodinâmicas de um plasma juntamente com um sistema de equações para a evolução de várias espécies atômicas, iônicas e moleculares. A evolução das espécies químicas permite o cálculo do resfriamento radiativo mesmo na ausência do equilíbrio de ionização. Em um intervalo de temperaturas entre 1000 K e  $10^7$  K o resfriamento é calculado no código com um erro máximo do 10 %.

A primeira versão 3-D do YGUAZU foi desenvolvida por Raga, Navarro Gonzalez e Villagran Muniz (2000) e empregada em vários estudos de jatos e de interações de jatos com nuvens. A partir daí, várias modificações foram introduzidas a fim de viabilizar o estudo de variados problemas astrofísicos. Entre eles, valem destacar as interações entre frentes de choque e nuvens (Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005), interações entre remanescentes de supernovas (RSN) e nuvens moleculares gigantes (NMGs) (Melioli, de Gouveia Dal Pino, de La Reza & Raga 2006), interações entre frentes de choque e nuvens sob a ação de foto-evaporação (González & Raga 2005; Melioli, de Gouveia Dal Pino & Raga 2005), interações entre ventos (González, de Gouveia Dal Pino & Raga 2004a,b), interações de ventos com RSNs (Velázquez, Koenigsberger & Raga 2003) e mais recentemente, processos de ejeção de gás (*outflow*) e de formação de halos quentes em galáxias (Melioli et al., em prep.).

O YGUAZU (escrito em FORTRAN 77) foi criado para poder resolver problemas complexos não-lineares através de cálculo numérico sem necessariamente precisar de super-computadores ou processadores ligados em paralelo. A presença da rede adaptativa permite alcançar altas resoluções sem a necessidade de demandar longos tempos de cálculo. As simulações utilizadas ao longo desta tese, por exemplo, foram rodadas em micro-computadores PENTIUM 4 de 32 bit e Athlon de 64 bit, com 1 Giga de memória RAM. Os processos demandaram tempos totais de computação que foram desde 24 horas (para sim-



ulações adiabéticas da formação e evolução de superbolhas e ventos em discos galácticos; veja Capítulo 6) até 22 dias (para simulações das interações radiativas entre uma onda de choque e três nuvens; veja Capítulo 3).

É importante notar que o YGUAZU ainda não está implementado com equações magnetohidrodinâmicas e não leva em conta nem a condução térmica e nem a auto-gravidade do gás, embora seja possível implementá-lo o código com um campo externo (como fizemos no Capítulo 6).

## A.2 O código

O código YGUAZU integra um sistema formado pelas equações hidrodinâmicas de Euler em 3-D e por uma serie de equações que consideram a evolução de várias espécies atômicas, iônicas e moleculares. As equações de conservação de massa, momento e energia são dadas, respectivamente, pelas equações abaixo (também vistas no Capítulo 3):

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

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \vec{f}_{ext} \quad (\text{A.2})$$

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

onde  $\rho$  é a densidade total do íons,  $\vec{v}$  é o vetor velocidade,  $p$  é a pressão térmica,  $s$  é a entropia por grama do sistema,  $\vec{f}_{ext}$  representa todas as forças de natureza não hidrodinâmica (como, por exemplo, o campo gravitacional) e  $\mathcal{L}$  é a taxa de resfriamento líquido radiativo (diferença entre os termos de aquecimento e os termos de resfriamento). Dentro do código, essas equações possuem a seguinte forma:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz} = S, \quad (\text{A.4})$$

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

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

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

$$H = (w(E + P), \rho uw, \rho vw, \rho w^2 + P, \rho w, n_1 w, , n_R w) \quad (\text{A.8})$$

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

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

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

$$n_e = \sum z_r n_r \quad (\text{A.12})$$

$$m = \frac{\sum m_r n_r}{\sum n_r} \quad (\text{A.13})$$

onde  $v$ ,  $u$ ,  $w$  são as componentes da velocidade  $\vec{v}$  ao longo dos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ ,  $T$  a temperatura,  $n_1, \dots, n_R$  são as densidades das várias espécies químicas consideradas,  $n_e$  é a densidade de elétrons e  $z_r$  representa a abundância de cada espécie. O termo  $S$  representa o vetor fonte, o qual inclui os ganhos ( $G$ ) e as perdas ( $L$ ) energéticas (o equivalente de  $\mathcal{L}$ ), e os termos  $S_1, \dots, S_R$ , os quais descrevem as reações que acontecem entre as várias espécies. Modificando o vetor  $S$  é possível considerar também outros fenômenos físicos, como por exemplo, a presença de um campo gravitacional externo.

O sistema de equações é integrado no tempo da seguinte forma. A integração das equações na primeira ordem é feita dentro de meio passo temporal como:

$$\begin{aligned} U_{i,j,k}\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) = & U_{i,j,k}(t) - \frac{\Delta t}{2\Delta x}(F_{i-1,j,k}^+ + F_{i+1,j,k}^- - F_{i,j,k}^+ - F_{i,j,k}^-) - \\ & \frac{\Delta t}{2\Delta y}(G_{i,j-1,k}^+ + G_{i,j+1,k}^- - G_{i,j,k}^+ - G_{i,j,k}^-) - \\ & \frac{\Delta t}{2\Delta z}(H_{i,j,k-1}^+ + H_{i,j,k+1}^- - H_{i,j,k}^+ - H_{i,j,k}^-) + \\ & \frac{\Delta t}{2}S_{i,j,k}(t) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

onde  $i, j, k$ , e  $\Delta x, \Delta y$  e  $\Delta z$  são os índices e os tamanhos da grade nos pontos de coordenadas  $x, y$  e  $z$ , e onde os fluxos  $F^+, F^-, G^+, G^-, H^+$  e  $H^-$  são calculados de acordo com o algoritmo *flux vector splitting* de Van Leer (1982). É importante notar também que os valores de  $U(t)$  são calculados no centro de cada célula da grade.

A técnica do *flux vector splitting* é baseada na definição de vetor de fluxo, gerado pela soma de duas componentes: uma positiva,  $F^+$ , que carrega as informações que se

propagam à esquerda da interface da célula, e uma negativa,  $F^-$ , que carrega as informações que se propagam à direita da interface da célula. A formulação original dessa técnica é baseada na diagonalização e na decomposição da matriz Jacobiana de fluxo. Em fluxos multidimensionais, o método do *flux splitting* considera uma decomposição local dos autovalores unidimensionais, o que é equivalente a assumir que a propagação da informação é perpendicular à parede da célula da grade, e então a solução tem uma dependência com a orientação da própria grade. O esquema introduzido por Van Leer foi obtido impondo-se várias condições sobre os dois fluxos  $F^+$  e  $F^-$  que, especificamente, devem ser funções contínuas do número de Mach associado ao fluxo Jacobiano, e são expressos como polinômios de ordem mais baixa possível.

Depois de haver evoluído  $U$  através de meio passo temporal, o código calcula as variáveis primitivas,  $Prim = (p, u, v, w, \rho, n_1 \dots, n_R)$ , e então as utiliza para calcular o gradiente ao longo dos três eixos em cada face dos pontos (i,j,k):

$$\Delta_{x,i,j,k}^+ = Prim_{i+1,j,k} - Prim_{i,j,k} \quad (\text{A.15})$$

$$\Delta_{x,i,j,k}^- = Prim_{i,j,k} - Prim_{i-1,j,k} \quad (\text{A.16})$$

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

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

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

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

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 (Eqs. A.15 – A.20).

Uma vez que são obtidos os gradientes no centro da célula, é possível calcular as primitivas nas faces das grades após meio passo temporal, da seguinte maneira:

$$Prim_{i-1/2,j,k} = Prim_{i,j,k} - \frac{\Delta_{x,i,j,k}}{2} \quad (\text{A.21})$$

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

O mesmo cálculo é feito ao longo dos eixos  $y$  e  $z$ . Com estes valores é então possível obter os valores dos fluxos no centro de cada célula da grade, condição indispensável para poder-se integrar as equações na segunda ordem sobre o passo temporal inteiro:

$$\begin{aligned}
U_{i,j,k}(t + \Delta t) = & U_{i,j,k}(t) \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{(i-1)+1/2,j,k}^+ + F_{(i+1)-1/2,j,k}^- - F_{i,j,k}^+ - F_{i,j,k}^-) - \\
& \frac{\Delta t}{\Delta y} (G_{i,(j-1)+1/2,k}^+ + G_{i,(j+1)-1/2,k}^- - G_{i,j,k}^+ - G_{i,j,k}^-) - \\
& \frac{\Delta t}{\Delta z} (H_{i,j,(k-1)+1/2}^+ + H_{i,j,(k+1)-1/2}^- - H_{i,j,k}^+ - H_{i,j,k}^-) + \\
& \Delta t S_{i,j,k}(t)
\end{aligned} \tag{A.23}$$

Para a integração do sistema que descreve a evolução das espécies químicas, o código YGUAZU usa um método semi-implícito inspirado no trabalho de Young & Boris (1973). Sem entrar no detalhe desse método, é possível demonstrar que a expressão final que representa a densidade numérica de uma determinada espécie, depois da evolução ao longo de um passo temporal, resulta ser:

$$n_r(t_n) = -\Delta t_c \Sigma S_{p,r}(t_{n-1}, \Delta t) + \Delta t_c \Sigma S_{p,s}^{(r)}(t_{n-1}, \Delta t) \tag{A.24}$$

onde  $S_{p,r}$  representa a taxa de reação entre as espécies  $p$  e  $r$  que destroem a espécie  $r$ , e  $S_{p,s}^{(r)}$  representa a taxa de reação entre as espécies  $p$  e  $s$  que formam a espécie  $r$ .

O aspecto importante a ser ressaltado nesta expressão é que ela é estável para qualquer escolha do passo temporal  $\Delta t$ , o que permite uma correta convergência para um equilíbrio parcial entre espécies provenientes de reações rápidas.

### A.3 A rede adaptativa

Uma das características mais importantes do código YGUAZU é o fato de se poder integrar as equações sobre uma grade adaptativa. De forma esquemática, podemos dizer que existem dois níveis de grade que são definidos sobre o domínio computacional inteiro, e os demais  $n - 2$  níveis de grade são construídos apenas naquelas regiões do domínio computacional onde os gradientes das variáveis fica maior que um certo valor de referência  $\psi$ . Mais detalhadamente: existem duas grades,  $g = 1$  e  $g = 2$ , definidas sobre todo o domínio computacional. A razão entre as distâncias dos pontos da grade  $g = 2$  e  $g = 1$  é igual a 2. As sucessivas grades,  $g = 3, 4, \dots, n$ , têm uma distância entre os pontos de grade que é um fator  $1/2^n$  menor do que o da grade  $g = 1$ . Ou seja, se a grade  $g = 1$  tem

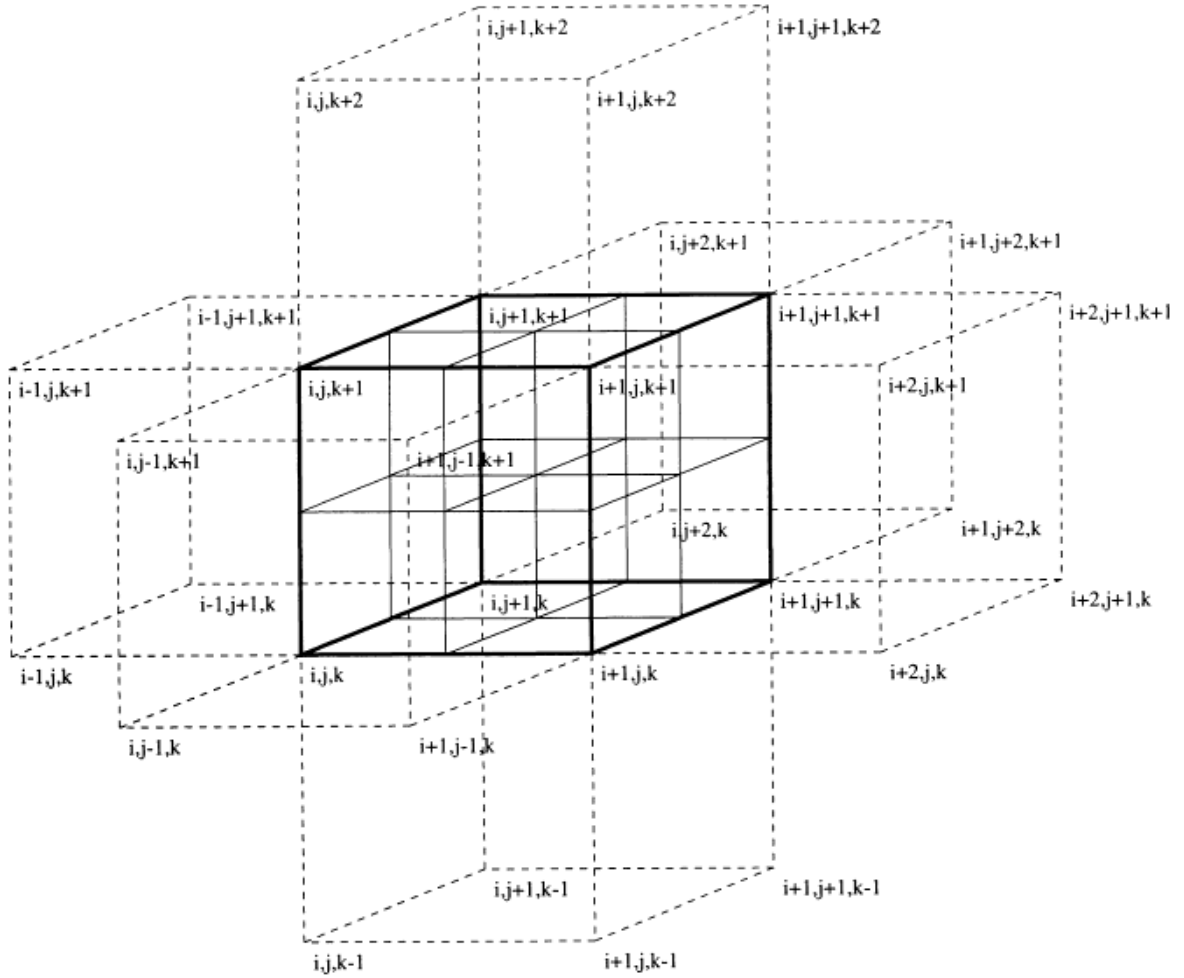


Figura A.1: Representação esquemática da rede adaptativa construída pelo código YGUAZU.

uma distância entre dois pontos igual a  $d$ , a grade de nível 6 ( $g = 6$ ) terá uma distância entre dois pontos igual a  $d/2^6 = d/64$ .

Toda vez que o gradiente de uma variável qualquer calculada em dois pontos consecutivos for maior que um certo valor de referência, o código constrói uma nova grade com resolução dobrada, diminuindo de um fator 2 a distância entre os pontos naquela região específica. Isso permite obter alta resolução em regiões com altos gradientes e altas densidades, e resoluções menores nas demais regiões. Uma representação esquemática de como a grade é construída é ilustrada na Figura A.1.

É importante ressaltar o fato de que o número de níveis necessários para resolver um determinado problema não pode ser escolhido de forma casual, e também não pode ser indeterminadamente alto. De fato, quanto maior for o número de níveis de grades,

menor vai ser a resolução definida sobre o domínio computacional completo. Além disso, é necessário ressaltar que cada variável é escrita como um vetor de  $n$  componentes ( $n =$  níveis de grades). Um problema físico integrado sobre 6 níveis ocupará então o dobro da memória ocupada pelo mesmo problema integrado sobre 3 níveis. O que deve ser feito então, é escolher-se o número de níveis adequado para poder-se obter boa rapidez de cálculo e ao mesmo tempo uma boa resolução com a suficiente memória RAM ao longo de toda a simulação.

## A.4 O cálculo do resfriamento

Como vimos no final da Sessão A.2, o código YGUAZU consegue calcular e acompanhar a evolução das abundâncias das várias espécies. Dessa forma, é possível obter-se o resfriamento com grande precisão, pois a cada passo temporal é possível calcular explicitamente as perdas radiativas associadas a cada espécie química.

As espécies químicas consideradas pelo código são:

- Elétrons ( $e^-$ )
- Hidrogênio neutro ( $HI$ )
- Hidrogênio ionizado ( $HII$ )
- Oxigênio neutro ( $OI$ )
- Oxigênio ionizado uma vez ( $OII$ )
- Oxigênio ionizado duas vezes ( $OIII$ )
- Carbono ionizado uma vez ( $CII$ )
- Carbono ionizado duas vezes ( $CIII$ )
- Carbono ionizado três vezes ( $CIV$ )

e as reações levadas em conta são:

- $e^- + HII \rightarrow HI$
- $e^- + HI \rightarrow 2e^- + HII$
- $e^- + OI \rightarrow 2e^- + OII$
- $e^- + OII \rightarrow 2e^- + OIII$

- $e^- + OIII \rightarrow OII$
- $e^- + OII \rightarrow OI$
- $HI + OII \rightarrow HII + OI$
- $HII + OI \rightarrow HI + OII$
- $e^- + CII \rightarrow 2e^- + CIII$
- $e^- + CIII \rightarrow 2e^- + CIV$
- $e^- + CIV \rightarrow CIII$
- $e^- + CIII \rightarrow CII$

onde as taxas de ionização são aquelas indicadas por Cox (1970), as taxas de recombinação são aquelas indicadas por Aldrovandi & Péquignot (1973) e as taxas de reação entre o hidrogênio e o oxigênio são aquelas indicadas por Osterbrock (1989). Através destas reações é então possível calcular o resfriamento com grande precisão em um intervalo de temperaturas entre  $10^3$  K e  $10^6$  K. Caso se queira calcular o resfriamento em situações de temperaturas inferiores aos  $10^3$  K, é necessário levar-se em conta também a presença de moléculas, como o  $H_2$  ou o  $CO$ , tal como fizemos em algumas das simulações apresentadas ao longo deste estudo.

Os átomos e os íons listados acima emitem energia de acordo com uma taxa de resfriamento tabelada por Raga, Mellema & Lundqvist (1997). Para simplificar o cálculo do resfriamento, o plasma é sempre considerado opticamente fino, assim que nenhuma equação de transporte radiativo precisa ser resolvida pelo código. Tal hipótese é válida para densidades do gás menores que  $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , e desta maneira o resfriamento depende somente da temperatura e da densidade do plasma. As perdas energéticas ( $L_i$ ) são então calculadas considerando-se as seguintes equações:

- 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  $t = 1590 \text{ K}/T$ .

- 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 e  $\chi_H$  o potencial de ionização do hidrogênio.

- Recombinação radiativa do *HII*: Neste caso foi utilizada a fórmula clássica de interpolação dada por Hummer & Seaton (1959).
- Excitação por choque do *OI* (com elétrons):

$$L = L_1 + L_2 \quad (\text{A.27})$$

onde

$$\log_{10} \left( \frac{L_1}{n_e n_{OI}} \right) = -23.95 + 1.23t_1 + 0.5t_1^{10} \quad (\text{A.28})$$

e

$$\log_{10} \left( \frac{L_2}{n_e n_{OI}} \right) = -21.05 + 1.2t_2 + 1.2[\max(t_2, 0)]^5 \quad (\text{A.29})$$

e onde  $t_1 = 1 - 100 \text{ K}/T$  e  $t_2 = 1 - 10^4 \text{ K}/T$

- Excitação por choque do *OI* (com *HI*):

$$\log_{10} \left( \frac{L}{n_{HI} n_{OI}} \right) = 10.3t + t^8 - 34.4 \quad (\text{A.30})$$

onde  $t = 10 \text{ K}/T$ .

- Excitação por choque do *OII*:

$$L = L_1 + L_2 \quad (\text{A.31})$$

onde

$$\log_{10} \left( \frac{L_1}{n_e n_{OII}} \right) = 7.9t_1 - 26.8 \quad (\text{A.32})$$

e

$$\log_{10} \left( \frac{L_2}{n_e n_{OII}} \right) = 1.9 \frac{|t_2|^{0.5}}{t_2} - 20.5 \quad (\text{A.33})$$

e onde  $t_1 = 1 - 2000 \text{ K}/T$  e  $t_2 = 1 - 5 \times 10^4 \text{ K}/T$

- Excitação por choque do *CII*:

$$\log_{10} \left( \frac{L_1}{n_e n_{CII}} \right) = -23.65 + 1.2[\max(t - 2, 0)]^{[1.5 - 0.25\max(t - 4, 0)]} \quad (\text{A.34})$$

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

- Excitação por choque do *CIII*:

$$\log_{10} \left( \frac{L_1}{n_e n_{CIII}} \right) = -20.8 + 3.9(t - 4) - 1.37(t - 4)^2 \quad (\text{A.35})$$

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



- Resfriamento parametrizado do *OIII*:

$$L = L_1 + L_2 \quad (\text{A.36})$$

onde

$$\log_{10} \left( \frac{L_1}{n_e n_{yOIII}} \right) = -21.4 - 3.5(t - 5.4)^2 \quad (\text{A.37})$$

e

$$\log_{10} \left( \frac{L_2}{n_e n_{yOIII}} \right) = -21.7 - 0.7(t - 6.5)^2 \quad (\text{A.38})$$

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

# Apêndice B

## Ondas de choque

### B.1 Descontinuidades em hidrodinâmica

Uma das características da hidrodinâmica é a de admitir soluções descontínuas, tais que em certas superfícies especiais, chamadas de *descontinuidade*, todas as quantidades físicas macroscópicas são descontínuas. De um ponto de vista matemático, tais superfícies são verdadeiros degraus sem nenhuma espessura, onde os limites das quantidades físicas no lado esquerdo da superfície são diferentes dos limites das mesmas quantidades físicas no lado direito. De um ponto de vista físico, por outro lado, a descontinuidade possui sempre uma certa espessura, mas o seu valor é desprezível quando comparado com o tamanho característico do sistema. Por isso é razoável, na maioria dos casos, estudar uma descontinuidade física através de uma representação matemática, onde os micros eventos que acontecem dentro da própria descontinuidade não são levados em conta e não têm influência sobre a evolução global do sistema. Existem dois tipos diferentes de descontinuidades: o primeiro é chamado de *descontinuidade tangencial*, o segundo de *descontinuidade de choque*. Uma descontinuidade tangencial forma-se quando dois fluidos coexistem um ao lado do outro sem que a superfície de separação seja cruzada por qualquer fluxo de massa. Este tipo de descontinuidade não tem nenhum interesse físico, é instável e conseqüentemente não pode existir por um longo tempo. Uma descontinuidade de choque forma-se, ao invés, quando dois fluidos com características físicas diferentes co-existem um ao lado do outro e ocorre uma transferência de massa através da superfície que os separa. As descontinuidades de choques (ou *ondas de choque*) tem uma grande importância em vários processos físicos e astrofísicos, e formam-se com facilidade tanto nas micros como nas macros escalas.

Em um sistema caracterizado por uma simetria plana (onde todas as grandezas físicas dependem de uma única coordenada) e estacionário (onde todas as grandezas físicas não dependem explicitamente do tempo), as equações da hidrodinâmica de conservação de massa, momento e energia de um fluxo tem a mesma validade também em presença de

uma descontinuidade. Isso significa que:

$$\frac{dJ}{dx} = 0 \quad (\text{B.1})$$

onde  $J$  representa quaisquer um dos fluxos de massa, momento e energia, e onde a derivada é calculada através da superfície matemática da descontinuidade. Se as quantidades no lado esquerdo da descontinuidade são indicadas com o número 1, e as quantidades do lado direito são indicadas com o número 2, a Eq. B1 pode ser re-escrita, para os três fluxos (na ausência de campos magnéticos), como:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (\text{B.2})$$

$$\rho_1 v_1 \left( w + \frac{1}{2} v_1^2 \right) = \rho_2 v_2 \left( w + \frac{1}{2} v_2^2 \right) \quad (\text{B.3})$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2 \quad (\text{B.4})$$

onde  $w = \epsilon + p/\rho$  é a entalpia específica,  $\epsilon$  é a energia interna do gás,  $p$  a sua pressão,  $v$  a sua velocidade e  $\rho$  a sua densidade. Tais equações são obtidas assumindo que a velocidade é perpendicular à superfície de descontinuidade, e que a entalpia específica é a mesma nos dois lados da descontinuidade. As Eqs. B2, B3 e B4 são chamadas equações de Rankine-Hugoniot, e descrevem então as condições de continuidade de um fluxo atravessado por uma descontinuidade (ou onda) de choque.

## B.2 Ondas de choque

Consideremos um sistema de referência onde a descontinuidade, ou onda de choque, esteja em repouso, ou seja tenha uma velocidade  $v_c = 0$ . Nesta situação, é o gás que se mexe em direção à frente de choque (ou descontinuidade) com uma velocidade  $v_1$ , uma densidade  $\rho_1$ , uma temperatura  $T_1$  e uma pressão  $p_1$ . Evidentemente, na realidade, é a onda de choque que se move no fluido ainda não perturbado com uma certa velocidade, mas a análise das condições de Rankine-Hugoniot torna-se muito mais simples em um sistema de referência onde  $v_c = 0$ .

As equações de Rankine-Hugoniot permitem determinar as condições hidrodinâmicas do fluido após o choque, uma vez que são conhecidas as condições antes do choque. Para tal, é necessário conhecer-se também a equação de estado do fluido em exame. Para um fluido ideal, onde  $\gamma$  é a razão dos calores específicos, a equação de estado é:

$$w = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = \frac{C_s^2}{\gamma - 1} \quad (\text{B.5})$$

onde  $C_s$  é a velocidade do som. Definindo-se o número de Mach,  $M$ , como a razão entre a velocidade do gás não perturbado,  $v_1$ , e a velocidade do som, tal que  $M_1 = v_1/C_s$ , as equações B.2, B.3 e B.4 podem ser reescritas, após alguma passagem algébrica, como:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2}{\gamma + 1} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (\text{B.8})$$

Já o material chocado terá um número de Mach,  $M_2$ :

$$M_2^2 = \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2}{2\gamma M_1^2 - \gamma + 1} \quad (\text{B.9})$$

As relações que acabamos de escrever podem ser reescritas para os casos onde  $M_1 \gg 1$ , e são os chamados casos de *choque forte*, ou hipersônico. Teremos nesses casos:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2}{\gamma + 1}; \quad p_2 = \frac{2\rho_1 v_1^2}{\gamma + 1} \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} M_1^2; \quad T_2 = 2 \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} m v_1^2 \quad (\text{B.12})$$

$$M_2^2 = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \quad (\text{B.13})$$

onde  $m$  é a massa média das partículas que cruzam a onda de choque.

### B.3 Interpretação física das ondas de choque

As equações que acabamos de escrever mostram que mesmo em presença de um choque forte, o gás pode aumentar a própria densidade somente de um fator 4 (para  $\gamma = 5/3$ ), enquanto a temperatura pode alcançar valores muitos maiores, sendo diretamente proporcional ao quadrado do número de Mach. Evidentemente, a energia responsável por este aquecimento é a energia cinética: por isso, a velocidade do gás após o choque é muito menor da velocidade do gás antes do choque. Podemos dizer então que o choque transforma a maior parte da energia cinética em energia interna. É necessário, porém, fazer-se algumas considerações sobre os possíveis valores do numero de Mach. De fato, quando

$M_1 = 1$ , temos que  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $v_1 = v_2$  e  $p_1 = p_2$ , e não ocorre nenhuma transformação entre os lados 1 e 2, pois na verdade não há uma descontinuidade (ou choque) nesse caso. Já quando  $M_1 < 1$ , as Eqs. B.6, B.7 e B.8 nos dizem que  $v_1 < v_2$  e  $T_1 > T_2$ . Isso significa que a energia interna do sistema teria sido transformada em energia cinética sem fazer nenhum outro tipo de trabalho. O segundo princípio da termodinâmica nos diz porém que isso é impossível (não se pode transformar integralmente calor em trabalho), e por isso podemos dizer que não se pode ter uma onda de choque em presença de movimentos sub-sônicos. As ondas de choque são então sempre super-sônicas. Levando em conta a Eq. B.9, e baseados no fato de que  $M_1$  é sempre maior de 1, podemos também concluir que o choque resulta ser super-sônico com respeito ao fluido não perturbado, mas será sempre sub-sônico respeito ao fluido perturbado.

A formação de uma onda de choque depende da não linearidade das equações da hidrodinâmica e de muitas condições de contorno típicas da situação considerada. O único caso que pode ser tratado analiticamente é aquele onde a onda tem uma amplitude não infinitesimal, chamada *ondas simples*. Neste caso, a velocidade de propagação da onda é tanto maior quanto maior é a densidade, e os pontos próximos à crista da onda mover-seão mais rapidamente do que os pontos próximos à base da onda. Neste caso, a diferença entre as duas velocidades não é infinitesimal, sendo que a onda tem dimensões finitas e por isso, ao longo de um tempo finito, a crista irá alcançar a base, formando uma superfície de descontinuidade. Por isso, não é importante ter condições iniciais específicas para formar uma onda de choque: é necessário somente um meio fortemente perturbado, tal que as próprias perturbações tenham amplitudes com uma dimensão não infinitesimal.

## B.4 Ondas de choque radiativas

Até agora consideramos apenas descontinuidades adiabáticas, ou seja, descontinuidades onde as perdas radiativas não são levadas em conta. Na realidade porém, e ainda mais em uma situação de choque forte, depois de um certo tempo as perdas radiativas não podem mais ser desprezadas, e por isso é preciso tratar também este tipo de choques. Em um choque fortemente radiativo, as perdas energéticas são tão rápidas que podemos assumir que  $T_1 = T_2$ , ou seja, o aumento de temperatura causado pelo choque é contrastado por perdas radiativas bem rápidas que acontecem enquanto o material cruza a descontinuidade. Sendo assim, em choques intensos é razoável assumir que a energia cinética do fluido seja muito maior que sua pressão, ou seja  $\rho_1 v_1^2 \gg p_1$ . Inserindo esta condição em Eq. B.4, resulta:

$$p_2 \sim \rho_1 v_1^2 - \rho_2 v_2^2 \tag{B.14}$$

Utilizando as Eqs. B.2, B.3, B.4 e o fato de que a velocidade do som é a mesma tanto no pré-choque quanto no pós-choque, a Eq. B.14 pode ser reescrita como:

$$v_2^2 - v_1 v_2 + C_s^2 = 0 \quad (\text{B.15})$$

cuja solução, para choques fortes, é:

$$v_2 \sim \frac{v_1}{2} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2C_s^2}{v_1^2} \right) \right] = \frac{C_s^2}{v_1} \quad (\text{B.16})$$

Em termos do número de Mach, resulta então que:

$$\frac{v_1}{v_2} = M_1^2 \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = M_1^2 \quad (\text{B.18})$$

ou seja, a taxa de compressão não é mais limitada por 4, como no caso adiabático, mas depende do número de Mach do gás não perturbado. De fato, para manter  $T$  constante, parte da energia interna é irradiada, favorecendo assim a compressão. Retomando o sistema de referência em repouso no fluido, utilizando a Eq. B.17 é fácil verificar que

$$v_2 \sim v_c \quad (\text{B.19})$$

ou seja, o gás chocado tem aproximadamente a mesma velocidade e direção da onda de choque.

# Apêndice C

## Glossário dos símbolos

- $\beta$ : fator que aparece na função de resfriamento  
 $C_s$ : velocidade do som ( $\text{cm s}^{-1}$ )  
 $c_{s,6}$ : velocidade do som em unidades de  $10^6 \text{ cm s}^{-1}$   
 $\chi$ : contraste de densidade,  $\rho_n/\rho_g$   
 $d_{c,SSSF}$ : espessura da camada gerada após o resfriamento do gás  
 $\delta$ : fração de gás do MIS depositado nas superfícies dos RSNs  
EA: eficiência de aquecimento pelas SNs  
EFE: eficiência de formação estelar  
 $E_{51}$ : energia da SN em unidades de  $10^{51} \text{ erg}$   
 $E_0$ : energia da SN ( $\text{erg}$ )  
 $\dot{\epsilon}_{SN}$ : taxa de injeção de energia das SNs  
 $\dot{E}_{SN}$ : energia injetada pelas SNs  
 $\eta$ : razão entre a massa das estrelas e a massa total de gás  
 $\vec{F}_g$ : força de gravidade da galáxia  
 $\vec{f}_{ext}$ : soma de todas as forças de natureza não hidrodinâmica  
 $f_{f,t}$ : fator de fragmentação  
 $h_{sh}$ : espessura da frente de choque  
 $h_{max}$ : altura máxima do disco da Galáxia  
 $H_{eff,2}$ : escala de altura em unidades de 100 pc  
 $H_{eff}$ : escala de altura (pc)  
 $I$ : integral para o cálculo da velocidade média dentro da nuvem  
 $\Lambda(T)$ : função de resfriamento  
 $\lambda_{kh}$ : comprimento de onda da instabilidade K-H  
 $\lambda_{rt}$ : comprimento de onda da instabilidade R-T  
 $\lambda_j$ : comprimento de onda de Jeans  
 $L_p$ : luminosidade em que  $\dot{R}_B(H_{eff}) = C_s$

$L_M$ : caminho máximo da nuvem  
 $L_{RSN}$ : energia emitida pelo RSN  
 $L_{ruptura}$ : luminosidade mínima necessária para que a super-bolha fragmente-se  
 $L_{SN}$ : luminosidade das SNs  
 $L_{38}$ : luminosidade das SNs em unidade de  $10^{38}$  erg  
 $k_j$ : numero de onda de Jeans  
 $k_{kh}$ : número de onda da instabilidade K-H  
 $k_{rt}$ : número de onda da instabilidade R-T  
 $M$ : número de Mach  
 $M_A$ : número de Mach em uma interação adiabática  
 $M_R$ : número de Mach em uma interação radiativa  
 $M_g$ : massa total das nuvens de um ambiente de SB  
 $\dot{M}_{SN}$ : massa injetada pelas SNs  
 $M_j$ : massa de Jeans  
 $m_{J,A}$ : massa de Jeans de uma nuvem chocada por um RSN adiabático ( $M_\odot$ )  
 $m_{J,R}$ : massa de Jeans de uma nuvem chocada por um RSN radiativo ( $M_\odot$ )  
 $\dot{M}_d$ : taxa de perda de massa por arraste  
 $M_{\star,6}$ : massa estelar de um aglomerado em unidades de  $10^6 M_\odot$   
 $M_b$ : massa das estrelas em uma região SB  
 $M_{l,n}$ : fração de massa perdida pelas nuvens  
 $M_{l,t}$ : massa total perdida pelas nuvens no tempo  $t$   
 $M_{vv}$ : massa varrida por uma super-bolha com velocidade rotacional  $v_g$   
 $M_v$ : massa varrida por uma super-bolha com velocidade rotacional nula  
 $M_{5,star}$ : massa das estrelas em unidades de  $10^5 M_\odot$   
 $M_{halo}$ : massa do halo  
 $M_{tot}$ : massa de gás acumulada na super-bolha  
 $m_n$ : massa de uma nuvem  
 $\dot{m}_{UV}$ : taxa de perda de massa das nuvens por fotoevaporação  
 $\dot{m}_e$ : taxa de perda de massa das nuvens por evaporação térmica  
 $n_h$ : densidade do halo de gás em volta da galáxia ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $n_g$ : densidade do gás ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $n_{sh}$ : densidade da frente de choque ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $n_n$ : densidade da nuvem ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $n_{n,c}$ : densidade da nuvem chocada ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $n_{n,c,A}$ : densidade da nuvem chocada por um RSN em fase adiabática ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $n_{n,c,R}$ : densidade da nuvem chocada por um RSN em fase radiativa ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $n_{n,10}$ : densidade da nuvem em unidades de  $10 \text{ cm}^{-3}$



$n_{RSN}$ : densidade da superfície do RSN ( $\text{cm}^{-3}$ )  
 $\mathcal{N}_f$ : número total de fragmentos das nuvens  
 $N_n$ : número de nuvens  
 $N_{n,int}$ : número de nuvens formadas pelas interações dos RSNs  
 $\mathcal{N}_{SN}$ : número de SNs  
 $\mathcal{N}_{100}$ : número de SNs em unidades de 100  
 $p_h$ : pressão do halo de gás em volta da galáxia  
 $p_{04}$ : pressão do MIS em unidades de  $10^4 k$   
 $\Phi_h$ : potencial do halo de matéria escura  
 $\Phi$ : potencial total da galáxia  
 $\Phi_b$ : potencial do bojo  
 $\Phi_*$ : potencial das estrelas  
 $Q$ : parâmetro de porosidade  
 $r_0$ : raio mínimo de um RSN (pc)  
 $r_{n,A}$ : raio de Jeans para uma nuvem chocada por um RSN adiabático (pc)  
 $r_{n,R}$ : raio de Jeans para uma nuvem chocada por um RSN radiativo (pc)  
 $R_{ag,10}$ : raio de uma NMG em unidades de 10 pc  
 $R_{ag}$ : raio médio de um aglomerado estelar  
 $R_c$ : raio característico do halo de matéria escura  
 $R_h$ : raio máximo do halo de matéria escura  
 $R_{halo}$ : raio do halo  
 $R_s$ : raio de Strömgren  
 $\dot{R}_B$ : velocidade da super-bolha  
 $R_B$ : raio da super-bolha  
 $R_{RSN}$ : raio do RSN (pc)  
 $R_{RSN,50}$ : raio do RSN em unidades de 50 pc  
 $R_{SB}$ : raio do região de SB (pc)  
 $\mathcal{R}$ : taxa de explosão das SNs  
 $\rho_c$ : densidade central do halo de matéria escura ( $\text{g cm}^{-3}$ )  
 $\rho_h$ : densidade da matéria escura ( $\text{g cm}^{-3}$ )  
 $\rho_g$ : densidade do gás ( $\text{g cm}^{-3}$ )  
 $\rho_s h$ : densidade da frente de choque ( $\text{g cm}^{-3}$ )  
 $\rho_n$ : densidade da nuvem ( $\text{g cm}^{-3}$ )  
 $\dot{\rho}_{cl}$ : massa perdida pelas nuvens em unidade de volume  
 $\dot{\rho}_{SN}$ : injeção de massa pelas SNs em unidade de volume  
 $S$ : fluxo de fótons ( $\text{s}^{-1}$ )  
 $s$ : entropia

$\sigma$ : velocidade de dispersão de um aglomerado estelar  
 $\sigma_t$ : parâmetro de saturação crítico  
 $\sigma_t$ : parâmetro de saturação no processo de evaporação térmica  
 $\Sigma_e$ : densidade superficial das estrelas  
 $\Sigma_n$ : seção de choque da nuvem  
 $t_{d,max}$ : tempo máximo de destruição da nuvem  
 $t_{e,SSSF}$ : tempo de resfriamento dentro da frente de choque  
 $t_{e,c}$ : tempo de resfriamento dentro da nuvem  
 $t_{cc,A}$ : tempo de cruzamento de uma frente de choque adiabática  
 $t_{cc,R}$ : tempo de cruzamento de uma frente de choque radiativa  
 $t_{cruz}$ : tempo necessário para a frente de choque cruzar a nuvem  
 $t_s$ : tempo de propagação de uma onda sonora dentro de uma nuvem  
 $t_{coll}$ : tempo característico de colisão das nuvens  
 $t_{ev}$ : tempo característico de aumento de densidade por evaporação térmica  
 $t_d$ : tempo característico de aumento de densidade por arraste  
 $t_{UV}$ : tempo característico de aumento de densidade por fotoevaporação  
 $t_{int-rad}$ : tempo de interação dos RSNs durante a fase radiativa  
 $t_{int-sedov}$ : tempo de interação dos RSNs durante a fase adiabática  
 $t_b$ : tempo de vida de uma estrela de  $8 M_{\odot}$   
 $t_{SC}$ : tempo necessário para uma frente de choque atravessar uma nuvem  
 $t_c$ : tempo de resfriamento  
 $t_z$ : tempo necessário para uma super-bolha alcançar uma altura  $h_z$   
 $t_4$ : tempo em unidades de  $10^4$  anos  
 $t_7$ : tempo em unidades de  $10^7$  anos  
 $t_0$ : tempo de formação de um RSN (anos)  
 $t_{ff}$ : tempo de colapso gravitacional em ausência de forças resistivas  
 $t_{c,RSN}$ : tempo de cruzamento de um RSN  
 $T_h$ : temperatura do halo de gás em volta da galáxia (K)  
 $T_g$ : temperatura do gás (K)  
 $T_{sh}$ : temperatura da frente de choque (K)  
 $T_n$ : temperatura da nuvem (K)  
 $T_{n,c}$ : temperatura da nuvem chocada (K)  
 $T_4$ : temperatura do MIS em unidades de  $10^4$  K  
 $\tau_{30}$ : tempo de explosão das SNs em unidades de 30 Myr  
 $\tau_{K-H}$ : tempo característico de crescimento das instabilidades K-H  
 $\tau_{R-T}$ : tempo característico de crescimento das instabilidades R-T  
 $\tau_{ct}$ : tempo característico para as estrelas atravessar um aglomerado estelar

$\tau_n$ : tempo característico para que  $\rho_n$  reduz-se de um fator  $1/e$   
 $\tau_r$ : tempo característico de remoção do gás de um aglomerado estelar  
 $\tau_{SN}$ : tempo durante o qual as SNs explodem  
 $v_{s,n}$ : velocidade da onda de choque dentro da nuvem  
 $v_e$ : velocidade de escape das estrelas  
 $v_{n,6}$ : velocidade das nuvens em unidades de  $10^6 \text{ cm s}^{-1}$   
 $v_{n,A}$ : velocidade da frente de choque adiabática dentro da nuvem  
 $v_{n,R}$ : velocidade da frente de choque radiativa dentro da nuvem  
 $v_{RSN}$ : velocidade do RSN  
 $v_{s,RSN}$ : velocidade da onda de choque dentro do RSN  
 $v_n$ : velocidade da nuvem  
 $v_{n,N}$ : velocidade normalizada da nuvem  
 $v_{n,t}$ : velocidade da nuvem em um tempo  $t$   
 $v_\Phi$ : componente tangencial da velocidade do gás  
 $\hat{v}_n$ : velocidade média da frente de choque dentro da nuvem  
 $V_{SB}$ : volume da região de SB ( $\text{pc}^3$ )  
 $\xi_w$ : solução morna  
 $\xi_h$ : solução quente  
 $\xi$ : razão entre  $\dot{\rho}_{cl}$  e  $\dot{\rho}_{SN}$

# Apêndice D

## Artigo publicado nº 1

- Evolution of the ISM of starburst galaxies: the SN heating efficiency (A&A, 2004)

# Apêndice E

## Artigo publicado n<sup>o</sup> 2

- Multidimensional hydrodynamical simulations of radiative cooling SNRs-clouds interactions: an application to starburst environments (A&A, 2005)

# Apêndice F

## Artigo publicado n<sup>o</sup> 3

- ISM gas removal from starburst galaxies and the premature death of star clusters (A&A, 2006)

# Apêndice G

## Artigo publicado n<sup>o</sup> 4

- Star formation triggered by SN explosions: an application to the stellar association of  $\beta$  Pictoris (MNRAS, 2006)