

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

Carlos Augusto de Souza Braga

Interação da Matéria Interestelar com os Braços Espirais

São Paulo, Maio de 2015. Tese corrigida. O original encontra-se disponível
na Unidade

Carlos Augusto de Souza Braga

Interação da Matéria Interestelar com os Braços Espirais

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador(a): Prof. Dr. Jacques R. Daniel Lépine

São Paulo, Maio de 2015. Tese corrigida. O original encontra-se disponível
na Unidade

A minha maior companheira: Lola.

Agradecimentos

Agradeço à meu pai por todo o apoio durante minha carreira tanto em períodos de conquistas quanto em momentos difíceis;

Agradeço à minha mãe e irmã por me apoiarem e incentivarem incondicionalmente;

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Jacques R. Daniel Lépine por toda a colaboração, atenção e permanente disposição em me ajudar;

Agradeço ao Prof. Dr. Antônio Mário Magalhães pelos comentários úteis a cada novo relatório;

Agradeço ao Prof. Dr. Diego Falceta-Gonçalves pela grande colaboração durante o período do doutoramento;

Agradeço ao Dr. Grzegorz Kowal por permitir o uso de seu código, GODUNOV, crucial para realizar esse trabalho;

Agradeço aos meus colegas e amigos sem os quais o desenvolvimento do projeto teria sido bastante enfadonha;

Agradeço ao pessoal da informática que garantiu o funcionamento pleno dos equipamentos utilizados durante o desenvolvimento do projeto;

Agradeço ao pessoal da secretaria do departamento e do instituto por sempre atender com um sorriso e tentar resolver qualquer problema que eu tive;

Agradeço à CAPES pelo apoio financeiro durante o projeto;

“The difference between reality and fiction? Fiction has to make sense.”

Tom Clancy

Resumo

Diversos aspectos da física dos braços espirais de galáxias ainda não são suficientemente compreendidos para podermos estimar com certeza os fluxos radiais de gás produzidos pelos mesmos, e assim avaliarmos seus efeitos sobre a evolução secular de discos galácticos. Em particular, ainda não sabemos como certas estruturas são formadas no raio de corotação, tais como o mínimo de formação estelar e a distribuição bimodal de metalicidade entre o disco interno e externo a esse raio. Estas estruturas estão relacionadas com a interação do gás interestelar com o potencial gravitacional do padrão espiral.

Com o objetivo de entender como essa interação acontece, desenvolvemos uma série de simulações hidrodinâmicas, em 2 dimensões, da interação do gás presente no disco galáctico, considerado isotérmico e homogêneo, com o braço espiral, onde o braço é representado por uma perturbação gaussiana ao potencial gravitacional. Em particular, estamos interessados na forma como o gás pode perder momento angular para a componente estelar e a subsequente geração de fluxos dentro dos braços.

Nossas simulações dependem de um conjunto de 5 parâmetros: a velocidade inicial do gás, a abertura dos braços, representada pelo *pitch angle*, a largura do potencial dos braços, a amplitude do potencial e a capacidade térmica do gás. Para explorar estes parâmetros realizamos dois conjuntos de simulações. O primeiro apresenta as variações na velocidade incidente, no *pitch angle* e na amplitude do potencial, sem se preocupar com a dependência do potencial com o raio galáctico. O segundo apresenta algumas variações na capacidade térmica e na largura, mas se detêm principalmente na velocidade e na amplitude, considerando a dependência dessas duas grandezas com o raio galáctico. Para a amplitude usa-se um perfil de decaimento exponencial em função do raio. Evoluimos nossos modelos por 3.0 Ganos.

Choques são formados durante a passagem do gás pelo potencial e são bem descritos por nossas simulações. Podemos ver que a componente da velocidade do gás perpendicular ao braço é drasticamente diminuída quando o choque ocorre, enquanto sua componente paralela não sofre qualquer variação, indicando que o gás perde momento angular durante a sua passagem, fluindo ao longo dos braços.

Observamos também que a densidade do gás aumenta fortemente dentro do braço, por um fator da ordem de 100, desde de seu valor inicial de 10 cm^{-3} até pelo menos 10^3 cm^{-3} , em todas as simulações em que o gás é capturado pelo potencial. A densidade também é correlacionada com o raio galáctico, aumentando quando nos afastamos do raio da corrotação. O mesmo aumento é observado para braços mais abertos. A correlação da densidade com o raio galáctico implica na presença de um mínimo de gás na corrotação, cuja existência já foi constatada na literatura.

Abstract

Various aspects of physics of the spiral arms of galaxies are not yet sufficiently understood to allow us to reliably estimate the radial gas flows along them, and thus to evaluate their effects on secular evolution of galactic disks. In particular, we would like to understand how certain structures are formed at the corotation radius, such as the minimum of star formation and the bimodal distribution of metallicity between internal and external disk with respect to that radius. These structures are related to the interaction of interstellar gas with the gravitational potential of the spiral pattern. In order to investigate how this interaction happens, we developed a series of hydrodynamic simulations in two dimensions, of the interaction of the gas present in the galactic disk, considered isothermal and homogeneous, with a spiral arm. The arm is represented by a Gaussina disturbance to the axissymmetric gravitational potential. In particular, we are interested in the way the gas can lose angular momentum component to stars and the subsequent generation of flows within the arms. Our simulations depend on a set of five parameters: the initial speed the gas, the opening of arms, represented by the pitch angle, the width of the potential minimum of the arms, the depth of this minimum, and the thermal capacity of the gas. To explore these parameters we performed two sets of simulations. The first one investigates the variations in incident speed, pitch angle and potential amplitude, without worrying about the dependency of the potential with the galactic radius. The second presents some variations in thermal capacity and width, but especially investigates the incident speed and potential amplitude, considering the dependence of these two quantities with the galactic radius. For the depth of the potential an exponential decrease as a function of Galactic radius was used. The evolution of our models was computed for 3.0 Gyears. Shocks are formed during the passage of the gas in the potential groove and are well described by our

simulations. We can see that the gas velocity component perpendicular to the arm is dramatically decreased when the shock occurs, while its parallel component does not undergo any variation, indicating that the gas loses angular momentum during its passage into the arms. We note also that the density of the gas increases strongly in the arm, by a factor of the order of 100 from its initial value of 10 cm^{-3} to at least 1000 cm^{-3} , in all simulations in which the gas is captured by the potential. The density of the trapped gas is found to be correlated with the galactic radius, increasing when we move away from corotation, in both directions. The same density variation was observed for more open arms. The dependency of density with the Galactic radius reveals the presence of a minimum density at corotation, whose existence has already been discussed in the literature.

Lista de Figuras

1.1	Via Láctea vista ao amanhecer, sobre Observatório do Paranal, localizado no deserto do Atacama.	23
1.2	Diagrama da Sequencia de Hubble, ou "Diagrama de Diapasão".	24
1.3	Exemplos de galáxias espirais. (<i>esquerda</i>) M81 é uma galáxia considerada <i>Grand design</i> e (<i>esquerda</i>) M101 é um exemplo de galáxia floclenta. . . .	25
1.4	Exemplo de órbitas fechadas com um desvio angular sucessivo entre elas. Note que o resultado é um modo de 2 braços. Figura extraída de Binney e Tremaine (1987).	29
1.5	Curva de rotação em unidades de velocidade angular, e curva de frequência epicíclica, de acordo com Amaral e Lepine (1997). Hoje utilizaríamos uma velocidade do padrão espiral um pouco maior, 25/km/s/kpc, e uma curva de rotação um pouco maior, mantendo assim as posições das ressonancias internas (3 kpc aprox.) e externa (13 kpc) de Lindblad	31
1.6	Esquema de linhas de correntes circulares interagindo com braços espirais. Imagem extraída de Roberts (1969).	33

2.1	Esquema com dimensões exageradas de uma caixa do experimento sobre um braço espiral, e direção do movimento circular do gás na região inter-braços (flecha azul) que penetra na caixa. Se a caixa tiver uma dimensão pequena o braço aparecerá como uma linha reta e o movimento do gás dentro da caixa (antes de "ligar" o potencial do braço) seguirá uma linha reta. A velocidade dentro da caixa é a velocidade circular do gás do disco naquele ponto. Como a caixa é pequena e a curva de rotação é plana, a velocidade circular na Galáxia será a mesma na borda inferior e superior da caixa. A hipótese de que o gás tem velocidade circularizada nas regiões inter-braços é imposta pela condição de contorno periódica que adotamos, com velocidades iguais nas bordas inferior e superior.	40
2.2	Curva de rotação de Barros et al. (2013) (curva vermelha) e a curva do padrão espiral (curva verde). A curva vermelha foi construída usando $\alpha = 240 \text{ km s}^{-1}$, $\beta = 120 \text{ kpc}$, $\gamma = 3.4 \text{ kpc}$, $\delta = 360 \text{ km s}^{-1}$, $\epsilon = 3.1 \text{ kpc}$ e $\eta = 0.09 \text{ kpc}$	42
2.3	Potencial dos braços espirais modelado por JLBB13, para $i = 14^\circ$ e $\sigma = 2.5 \text{ kpc}$. A barra de cor está em uma escala arbitrária. Extraído de JLBB13. .	44
2.4	Esquema de conversão das coordenadas (x,y) para (x',y') . Na figura $\theta = 30^\circ$ e $i = 15^\circ$. O sistema (x',y') corresponde ao sistema dentro do domínio das simulações.	45
2.5	Mapa do potencial do braço como usado em nossas simulações. Este potencial foi construído usando $\sigma_\perp = 200 \text{ pc}$ e $M_s = 11.29 \times 10^{11} \text{ g}$	47
3.1	Perfis da componente y da velocidade para todos os valores de M . As figuras configuram toda a simulação. O perfil corresponde a uma linha paralela ao eixo y da caixa passando por $y = 0$	64
3.2	Perfis de densidade para os modelos apresentados na figura 3.1. Os perfis foram construídos usando uma linha paralela ao eixo y em $x = 0$	65
3.3	Densidade máxima ao longo do tempo, para todos os modelos estudados neste capítulo.	66

3.4	Mapas de densidade para $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$, $i = 15^\circ$ e $M = 28.6 \times 10^{41} \text{ g}$. Os painéis correspondem a diferentes instantes da simulação. Os vetores sobrepostos correspondem ao campo de velocidades do gás.	67
3.5	Densidade máxima como função do raio galáctico R , para $i = 15^\circ$ e todos os valores de M . Note que o raio é correlacionado com a velocidade inicial de forma que a relação nesta figura também é válida para a velocidade inicial V_i	68
3.6	Densidade máxima como função do tempo, para o intervalo de velocidades $5 \text{ km s}^{-1} \leq V_i \leq 20 \text{ km s}^{-1}$. O <i>pitch angle</i> escolhido é $i = 15^\circ$ e $M = 28.6 \times 10^{41} \text{ g}$	69
3.7	Velocidade máxima máxima em função do tempo para $5 \text{ km s}^{-1} \leq V_i \leq 20 \text{ km s}^{-1}$	70
3.8	Densidade máxima do gás em função do <i>pitch angle</i> i para $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$	71
3.9	Densidade máxima máxima em função do tempo para $10^\circ \leq i \leq 25^\circ$	72
4.1	Perfil de decaimento da amplitude do potencial do braço espiral como função do raio galáctico.	74
4.2	Perfis da componente y da velocidade para os modelos com γ_{eff} estudados nesse capítulo. Os perfis foram obtidos passando uma linha paralela ao eixo y , em $x = 0$	86
4.3	Perfis de densidade para os modelos com γ_{eff} estudados nesse capítulo. Os perfis foram obtidos passando uma linha paralela ao eixo y , em $x = 0$	87
4.4	Densidade máxima em função do tempo, para os modelos apresentados neste capítulo, para $\gamma_{eff} = 1.1$ (esquerda) e $\gamma_{eff} = 1.2$ (direita). Note que o modelo da corrotação é apresentado para $\gamma_{eff} = 1.2$	88
4.5	Mapas de densidade para $V_i = -10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_\perp = 100 \text{ pc}$ (superior esquerdo), $V_i = -10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_\perp = 200 \text{ pc}$ (superior direito), $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_\perp = 100 \text{ pc}$ (superior esquerdo) e $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_\perp = 200 \text{ pc}$ (superior direito). Os vetores sobrepostos correspondem ao campo de velocidade.	89
4.6	Densidade máxima do gás em função do raio galáctico R para todos os modelos, $\gamma_{eff} = 1.1$	90

4.7	Imagem composta da galáxia M81, mostrando hidrogênio neutro em azul (projeto THINGS), cor de rosa representa a emissão em 24 microns, atribuída a poeira, e o verde a emissão em 3.5 microns, atribuída a estrelas (THINGS team; NRAO/Spitzer).	91
4.8	Campo de velocidade de HI na galáxia M81, publicado por Visser (1980). .	92
4.9	Esquema de um braço espiral da galáxia M83 por Lord e Kenney (1991). Na parte interna do braço, na qual incide o gás em rotação circular, aparece uma faixa escura de poeira inter-estelar. Pouco mais adiante (ao longo do fluxo de gás) aparece um alinhamento de nuvens densas de CO (contornos) e de regiões HII (manchas escuras).	93
4.10	Mapa da distribuição de molécula CO na Galáxia M51 (Shetty et al., 2007).	94
4.11	Figura de Shetty et al. (2007) mostrando valores observados da densidade do gás e das velocidades radial e tangencial do mesmo, observados ao longo de um anel de raio galactocentrico no intervalo de 8.38 a 8.92 kpc, para a galáxia M51. O eixo das abscissas é o angulo galactocentrico.	95

Lista de Tabelas

2.1	Velocidades iniciais usadas nas simulações.	42
2.2	Espaço de parâmetros usado.	49
4.1	Parâmetros como função do raio gáctico.	75

Sumário

1. <i>Introdução</i>	21
1.1 Estrutura de Galáxias Espirais	22
1.1.1 Estrutura Espiral	26
1.1.2 Interação do potencial com o gás do ISM	32
1.2 Simulações Numéricas	34
1.3 Objetivos e Estrutura da Tese	37
2. <i>Descrição do Problema e das Simulações</i>	39
2.1 Modelo do Disco	39
2.1.1 Velocidade Inicial	40
2.1.2 Termodinâmica do Gás	43
2.2 Modelo do Potencial do Braço Espiral	44
2.3 Código GODUNOV	49
2.3.1 Problema Geral	50
2.3.2 Setup das Simulações	52
3. <i>Interação do Gás com o Potencial do Padrão Espiral</i>	55
3.1 Descrição da resposta do gás	55
3.1.1 Comportamento da Velocidade	56
3.1.2 Resposta da Densidade	57
3.1.3 Fluxos nos Braços	59
3.2 Características globais das simulações	60
3.2.1 Velocidade Inicial	60

3.2.2	Pitch Angle	62
4.	<i>Efeitos da largura do braço e da capacidade térmica</i>	73
4.1	Setup modificado das simulações	73
4.2	Resultados	76
4.2.1	Perfis de velocidade	76
4.2.2	Perfis de densidade	78
4.2.3	Fluxos radiais	79
4.2.4	Dependência da densidade com o raio galáctico	80
4.3	Comparações com a literatura	80
4.3.1	Comparações com observações	81
4.3.2	Comparações com modelos	83
5.	<i>Conclusões e perspectivas</i>	97
5.0.3	Fluxos de gás, evolução secular e mínimo de densidade na corotação	98
5.1	Perspectivas futuras	100
	<i>Referências</i>	101
	<i>Apêndice</i>	111

Introdução

Galáxias espirais estão entre os objetos visualmente mais marcantes no céu. Caracterizados pela presença de longos braços espirais, esses objetos são bastante diversos e complexos. Exemplos são apresentados na figura 1.3 mais abaixo. Desde a década de 1960 modelos teóricos, observações cada vez mais detalhadas e simulações numéricas têm contribuído para um melhor entendimento destas estruturas. Um pouco desta história será resumida mais adiante neste capítulo. No entanto, apesar desta longa história de pesquisa, não há sequer um consenso na literatura sobre a real natureza destas estruturas. Faremos aqui um breve sobrevoo de algumas controvérsias que serão tratadas em mais detalhe ainda neste capítulo. Alguns autores consideram que os braços espirais são fenômenos transientes de muito curta duração (100 milhões de anos) e outros avaliam a duração dos braços em bilhões de anos. Há autores que consideram que os braços são produzidos por uma barra central (apesar de existirem muitas galáxias espirais sem barra) e outros que avaliam que os braços são estimulados por colisões com outras galáxias, ou ainda por um formato alongado de um halo de matéria escura. Alguns consideram que os braços se comportam como um corpo rígido com velocidade angular Ω_p constante, outros que a rotação dos braços espirais varia com a distância galactocêntrica. Outras contradições poderiam ser listadas, mas nosso objetivo aqui era apenas mostrar que são muitas e são profundas. Até num nível menos filosófico do que causas e duração dos braços, não entendemos bem a física dos mesmos em menor escala. Por exemplo, não há um consenso sobre como são formadas estruturas como as "plumas" que emergem de braços espirais, e as pequenas bifurcações (spurs), e não sabemos como as faixas escuras quase sempre observadas (dark lanes) se relacionam exatamente com o potencial gravitacional dos braços.

O foco desta tese é o estudo da dinâmica do gás interestelar ao interagir com os braços espirais. Diante da proliferação de hipóteses sobre a natureza dos braços, temos que selecionar o arcabouço de princípios que nos parecem ser os mais realistas. Em especial, dentro da hipótese de que os braços espirais são ondas de densidade no material estelar que se apresentam como poços de potencial gravitacional, estamos interessados em verificar como o gás interestelar é afetado durante sua passagem pelos mesmos. Processos seculares como a transferência de momento angular entre as componentes estelar e gasosa são bastante importantes e pouco estudados no que diz respeito a estrutura espiral. Se descrevermos o braço espiral como uma estrutura presente apenas na componente estelar, cujo efeito é sentido pelo gás, podemos usar os modelos desenvolvidos aqui para descrever como ocorre essa transferência.

Neste capítulo iremos descrever as bases históricas e teóricas que motivam a construção de nossos modelos. Começaremos descrevendo a estrutura de galáxias espirais, focando mais na estrutura espiral e sua interação com o gás interestelar. Por fim, justificaremos o uso de simulações numéricas para estudar esse problema.

1.1 *Estrutura de Galáxias Espirais*

A nossa Galáxia, chamada de Via Láctea, corresponde a uma faixa luminosa inclinada a 60° da eclíptica, com o centro galáctico próximo da constelação de Sagitário e seu anti-centro na direção de Auriga. Naturalmente, sua aparência é devida ao fato do Sol estar localizado no seu disco.

Apesar de ser fruto de estudo de filósofos como Pitágoras, desde a Grécia antiga, a primeira observação científica da Galáxia (por convenção, sempre que nos referimos à Via Láctea, usamos o G maiúsculo) foi realizada apenas no século XVII, por Galileu Galilei, que, em 1610, conseguiu resolver a faixa como uma região de grande densidade de estrelas, sendo a primeira evidencia de sua estrutura. Immanuel Kant, em 1775, propôs que as estrelas observadas na faixa luminosa da Via Láctea deveriam se comportar como os anéis de Saturno, indicando que a Galáxia é constituída de um disco.

Até os anos de 1920, modelos da Via Láctea consideravam que todas as estrelas presentes no universo faziam parte dela. Hubble (1929) foi o primeiro verificar observacionalmente que, de fato, as nebulosas espirais não faziam parte da Galáxia, uma vez que suas



Figura 1.1: Via Láctea vista ao amanhecer, sobre Observatório do Paranal, localizado no deserto do Atacama.

distâncias eram maiores que aquelas apresentadas em modelos aceitos da mesma. Essa descoberta resolve o Grande Debate dos anos 1920, dando razão à ideia de "universos ilha" de Kant. A percepção de que a Galáxia não engloba todo o universo e que, de fato, é apenas mais uma em um conjunto grande de objetos de um dado tipo teve repercussões profundas dentro da astronomia.

Outra contribuição de Hubble para o estudo de galáxias foi a classificação destes objetos por ele desenvolvida (Hubble, 1936). A "Sequência de Hubble" corresponde a uma sequência onde galáxias são dispostas de acordo com sua morfologia. Chamada coloquialmente de "Diagrama de Diapasão", devido a forma que toma quando representada visualmente, esse esquema de classificação divide as galáxias em três tipos básicos: elípticas, cuja designação é E seguido de um inteiro indicativo de sua elipticidade, espirais, cuja designação é S (SB se barrada), seguido de a, b ou c, indicativos da abertura dos braços espirais e da intensidade do bojo, e lenticulares, designadas como S0, que correspondem a galáxias com disco sem uma estrutura espiral definida. A própria Galáxia é comumente

classificada como Sc ou SBc. Note-se que, apesar da impressão de que existe uma sequência evolutiva nesse sistema de classificação, não existe qualquer evidência de que a Sequência de Hubble represente a evolução de galáxias espirais a elíptica ou o oposto.

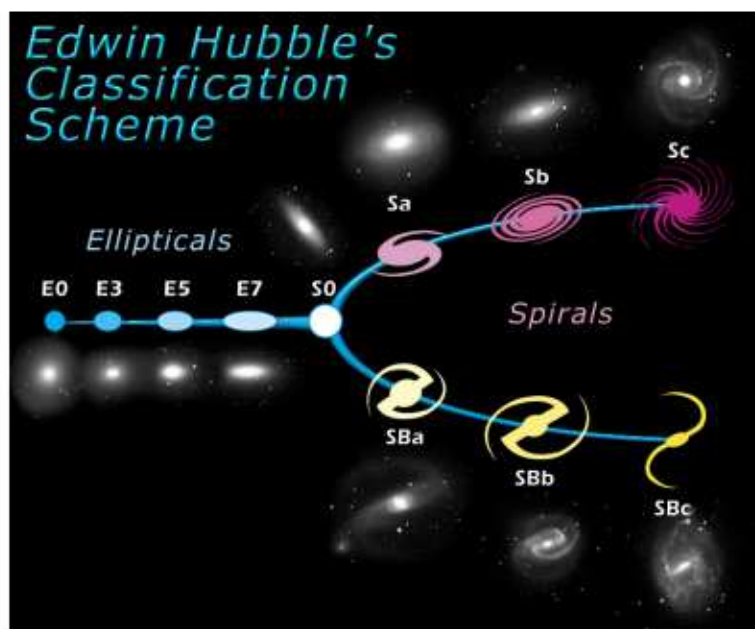


Figura 1.2: Diagrama da Sequência de Hubble, ou "Diagrama de Diapasão".

Uma galáxia espiral típica pode ser descrita de forma grosseira, como composta por um bojo esférico, um disco de gás e estrelas e um halo, composto de estrelas e matéria escura. O bojo e o halo estelar formam uma componente esférica que se estende até algumas dezenas de kpc de raio. Sua composição tende a ser pobre em gás, com estrelas velhas, chamadas de população II. O halo, em particular, é composto de estrelas organizadas em aglomerados globulares que são bastante velhos e pobres em metais. Esses objetos estão distribuídos em torno do centro galáctico, com uma forte concentração central. O bojo é pequeno, com até cerca de 1 a 2 kpc, com tamanho dependendo de sua classificação na Sequência de Hubble. As órbitas das estrelas do bojo são bastante alongadas, não tendo um sentido definido, e com grande dispersão.

Os discos são estruturas bem diferentes das estruturas esféricas. Os discos de galáxias espirais são aproximadamente cilíndricos, com alturas na ordem de centenas de pc e raio na ordem de cerca 15 a 20 kpc. No entanto, a real extensão de tais estruturas é de difícil determinação. Sua composição estelar é tipicamente de população I (estrelas mais jovens),

apesar de apresentar algumas estrelas mais velhas e pobres em metais. Além de estrelas, os discos são ricos em gás e poeira, cuja quantidade também dependem da sua classificação. A presença de gás indica que a formação estelar ainda ocorre no disco, o que não acontece na componente esférica. A característica mais marcante dessas galáxias é a presença de uma estrutura espiral, algumas vezes acompanhada de uma barra central. Enquanto a barra, quando presente, é bem visível, os braços espirais podem parecer indefinidos, como acontece em galáxias ditas flocculentas. No outro extremo, as galáxias chamadas de *grand-design* possuem braços bem definidos, regulares e bastante visíveis. Em discos, ao contrário da componente esférica, as órbitas estelares são ordenadas, com pouca dispersão. A figura 1.3 mostra um exemplo de duas galáxias espirais: uma delas, M81, cujos 2 braços são bastante visíveis e M101, ou *pinwheel galaxy*, cujos braços são mais desordenados.



Figura 1.3: Exemplos de galáxias espirais. (esquerda) M81 é uma galáxia considerada *Grand design* e (esquerda) M101 é um exemplo de galáxia flocculenta.

A maioria dos astrônomos acredita que a componente esférica é completada pela presença de um halo de matéria escura. Esse halo se estenderia além do halo estelar, chegando, em alguns casos, até raios da ordem de 10^2 kpc. Sua importância para a evolução da galáxia situada em seu interior é relacionada a modelos de formação de estruturas no cenário Λ CDM. A forma desses halos seria importante para a formação de galáxias neste cenário, uma vez que essa estrutura forma o poço de potencial onde o gás é acretaado, formando protogaláxias. Simulações numéricas de N-corpos em cenários de formação hierárquica formam halos cuja forma varia radialmente, podendo entretanto, ser ajustada por elipsoides triaxiais (Dubinski, 1994; Athanassoula, 2013) com razões axiais da ordem de $b/a \approx 0.8$ e $c/a \approx 0.6$. Isso indica que halos de matéria escura poderiam ser triaxiais em cenários de

formação Λ CDM.

1.1.1 Estrutura Espiral

A estrutura espiral é a estrutura de mais marcante presente em discos de galáxias espirais. Seu papel na estrutura e evolução de galáxias espirais é bastante importante, uma vez que é sabido que sua interação com o gás interestelar é um dos mecanismos responsáveis pela formação de estrelas (Roberts, 1969). Dessa forma, seu estudo tem ramificações em várias áreas desde a classificação morfológica até a composição e evolução química das galáxias.

Sua origem ainda é parte de grande debate e sua estrutura ainda não é totalmente entendida. De fato, aspectos importantes da teoria ainda são objetos de discussão. Em particular, o papel de choques no meio interestelar, os mecanismos de formação estelar e o tempo de vida da estrutura, entre outros aspectos, como já mencionamos, são pouco entendidos. Um dos primeiros trabalhos a estudar a maneira como os braços espirais são formados e se sustentam foi o de Lindblad (1961). Neste estudo, o autor analisou os efeitos de ressonâncias de órbitas estelares na formação de estruturas espirais.

O trabalho de Lin e Shu (1964) é, talvez o mais importante no que tange à descrição de braços espirais no paradigma de ondas de densidade. Nesse trabalho, os autores descrevem a tal estrutura como sendo rígida, como resultado de uma onda mecânica no disco. Esse modelo trata o gás e as estrelas como uma única componente e resolvem o problema hidrodinâmico, achando soluções que correspondem a espirais logarítmicas. Essas ondas devem ser quase estacionárias, ou seja, sua amplitude deve ser constante no tempo. Isso implica em ondas de densidade permanentes.

A suposição de ondas espirais quase estacionárias é, para alguns autores, problemática. Toomre (1969), por exemplo, discute mecanismos de dissipação de energia que aquecem o disco, destruindo a estrutura depois de um número pequeno de revoluções. De fato, quando tratamos o problema de ondas espirais usando o gás como parte de sua construção, vemos que o gás irá, naturalmente, dissipar energia, uma vez que, devido à sua natureza colisional, a rotação diferencial causa o aquecimento do gás em anéis adjacentes. Esse efeito leva a um número de autores a considerar o padrão espiral como uma estrutura transiente, (de curta vida). Dentro do paradigma de ondas de densidade quase estacionárias, portanto,

são necessários mecanismos de manutenção da onda espiral.

Alguns autores tentam explicar os braços espirais como estruturas puramente transientes e de curta vida. Tipicamente, modelos de braços espirais que resultam em braços de curta vida são feitos com simulações de n -corpos (veja, por exemplo Sellwood e Carlberg, 1984; Carlberg e Freedman, 1985; Elmegreen e Thomasson, 1993; Bottema, 2003; Baba et al., 2009). Esses modelos usam uma combinação de gás e estrelas e encontram uma estrutura transiente e recorrente, ou seja, os braços desaparecem e reaparecem em curtos espaços de tempo. Baba et al. (2009), em especial, encontra em suas simulações que os braços desaparecem e reaparecem em períodos de 100 *Manos*. Esses trabalhos, entretanto, não levam em conta a possibilidade de que sua resolução numérica, i. e. o número de partículas, pode afetar os resultados. Fujii et al. (2011) mostrou que braços de longa vida são formados se o número de partículas é suficientemente alto.

Os trabalhos que utilizam a teoria de ondas de densidade de Lin e Shu (1964) utilizam um número de mecanismos de manutenção da onda. Toomre (1969) discute, por exemplo, a possibilidade de que colisões entre galáxias ou galáxias companheiras sejam capazes de criar ondas espirais, uma vez que força de maré devido a tais tipos de interação seria capaz de gerar as perturbações necessárias para gerar a estrutura. Mais ainda, essa estrutura seria formada das regiões mais externas até as internas, garantindo que a estrutura preencha o disco todo.

Apesar de promissora, a ideia de ondas de densidade formadas via interações, poderia não ser o único mecanismo para manutenção do padrão espiral. Um modelo popular é a formação de braços devido a presença de uma distorção oval ou barra no centro de galáxias. Feldman e Lin (1973) determinam que uma onda espiral seria formada, próxima à corotação, e se propagaria por grande parte do disco devido a distorções ovais. Athanassoula et al. (2009) associam a formação de braços espirais e anéis à órbitas associadas aos pontos L_1 e L_3 de Lagrange de uma barra. Um argumento contra esse modo de manutenção é a possibilidade de que a estrutura espiral seja o mecanismo de formação de barras e distorções ovais (Contopoulos, 1970; Junqueira et al., 2013), além do fato de existirem muitas galáxias espirais sem barra.

Outro modo de interpretar a estrutura espiral é como uma onda de densidade que se propaga apenas na matéria estelar de um disco galáctico. Um modelo desse tipo deve

ser relacionado apenas a dinâmica estelar. Um dos primeiros trabalhos a propor o foco na dinâmica estelar como crucial para a descrição de braços espirais foi Toomre (1964), que argumenta que a maior parte da matéria em discos galácticos está na forma estelar e, portanto, o estudo do padrão espiral pode focar apenas nas órbitas estelares, em primeira aproximação.

Seguindo essa ideia, Kalnajs (1973) apresentou um modelo bastante interessante para o padrão espiral. O autor descreve os braços como uma região de aglomeração das órbitas estelares, devido ao fato de órbitas sucessivas apresentarem um desvio angular com relação a anterior. Uma grande vantagem desse modelo é o fato de que a matéria estelar é não colisional e, portanto, não irá dissipar energia devido a rotação diferencial. Como esse fenômeno ainda tem características de uma onda de densidade (embora uma ressalva sobre este conceito seja discutida mais adiante), braços formados dessa maneira também são resistentes ao problema de enrolamento. A conclusão é que esse tipo de estrutura espiral tem longa vida. A figura 1.4 mostra um exemplo de órbitas estelares com essa característica.

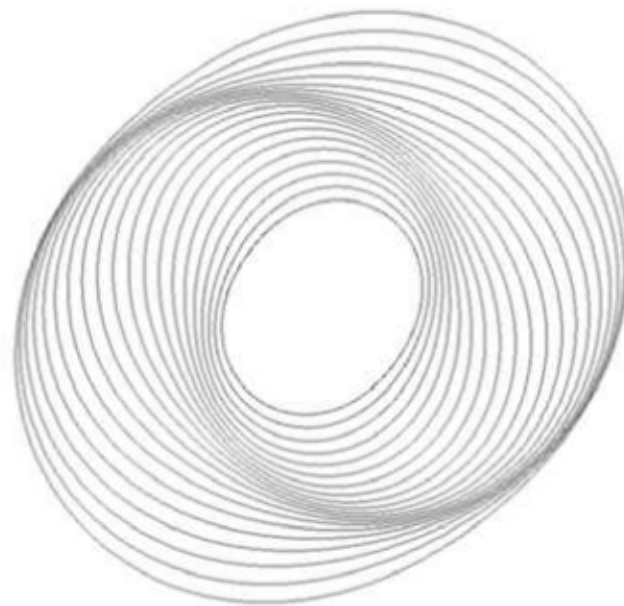


Figura 1.4: Exemplo de órbitas fechadas com um desvio angular sucessivo entre elas. Note que o resultado é um modo de 2 braços. Figura extraída de Binney e Tremaine (1987).

Uma consequência simples da descrição dos braços espirais como um aglomeramento

de órbitas é o acúmulo de matéria estelar onde as órbitas são mais próximas. Esse excesso de massa naturalmente deve criar um potencial local sobreposto ao potencial galáctico.

O trabalho "A new model for gravitational potential perturbations in disks of spiral galaxies. An application to our Galaxy"

O autor desta tese é co-autor do trabalho com o título acima, Junqueira et al. (2013, chamado, a partir de agora, JLBB13), anexado em apêndice. O artigo descreve o potencial produzido pelos braços espirais, no caso da Galáxia, e explica porque consideramos que esta é a melhor descrição disponível para esse potencial. As simulações hidrodinâmicas descritas nos próximos capítulos se baseiam neste potencial. Embora Kalnajs tenha proposto o conceito de aglomeração de órbitas para explicar a existência dos braços, faltou-lhe o complemento necessário de auto-consistência, que explicaremos a seguir.

Primeiro, é importante esclarecer que as órbitas estelares não são naturalmente elípticas, como apresentadas na figura 1.4. Num referencial inercial, as órbitas não "fecham", i.e. não passam pelo mesmo lugar depois de uma volta, parecem desordenadas e não produzem nenhuma aglomeração de órbitas. No entanto, é possível encontrar um referencial em rotação, com velocidade angular designada por Ω_p , no qual as órbitas fecham. Isto acontece porque as órbitas, mesmo parecendo desordenadas, alternam distâncias galactocêntricas máximas e mínimas que se repetem. Basta girar o sistema de referência de um certo ângulo para que o máximo 1 coincida com o máximo 3 (segundo máximo posterior ao primeiro), para obtermos uma órbita fechada com aspecto de elipse. Se uma órbita é fechada, a cada volta a estrela passará pelo mesmo caminho, o que confere alguma espécie de "eternidade" à órbita. Se a mesma velocidade angular Ω_p for capaz de fechar órbitas com raios galácticos diferentes, então qualquer concentração de órbitas (constituída por órbitas com pequenos incrementos de raios) se manterá por longo tempo. Em outras palavras as zonas de alta densidade de matéria se manterão, girando com velocidade Ω_p , que passa a ser a velocidade de rotação do padrão espiral.

Kalnajs ilustrou sua proposta com órbitas calculadas apenas com o potencial axisimétrico do disco. No entanto, quando uma estrela passa por uma zona de alta densidade de matéria, ela sofre desvio devido a esse potencial perturbador. As órbitas sendo alteradas, não produzirão aglomerações nos mesmos locais. O exercício da auto consistência consiste

no seguinte: propõe-se um potencial perturbador acrescido ao potencial axissimétrico, e calculam-se as órbitas para raios sucessivos. Estas órbitas irão definir zonas de aglomerações e portanto de alta densidade estelar, que geram um novo potencial perturbador. Se o novo potencial perturbador for igual àquele que tinha sido imposto inicialmente, isto significa que órbitas futuras serão iguais à anterior, e a estrutura gerada terá longa duração. Diz-se que a perturbação é auto consistente.

Vários trabalhos procuraram auto-consistência nesse tipo de modelo (Contopoulos e Grosbøl, 1986; Amaral e Lepine, 1997; Pichardo et al., 2003), mas utilizando perturbações iniciais com variação senoidal em azimute, como era tradição desde o trabalho de Lin e Shu (1964). Algum grau de consistência foi obtido por esses autores, mas não totalmente satisfatório. No entanto basta examinar a figura 1.4 para perceber que os poços de potencial são mais estreitos e fundos do que se obteria ajustando uma função senoidal ao longo de um círculo galactocêntrico.

No artigo JLBB13 foi utilizado um potencial perturbador imposto com a forma espacial logarítmica, mas com um perfil gaussiano na direção perpendicular ao braço, e obteve-se uma resposta quase idêntica à perturbação inicial até regiões próximas a ressonância 4:1. Este modelo nos oferece portanto uma solução duradoura para os braços espirais, e uma descrição realista dos mesmos (compatível com as observações), razão pelo qual o adotamos.

Faixa de validade das soluções espirais, ressonâncias de Lindblad e conceito de ondas de densidade

Vamos chamar κ a frequência epicíclica, isto é, a frequência com a qual a distância galactocêntrica de uma estrela passa por um máximo, ao longo de sua órbita em torno do centro, e Ω a frequência de rotação em torno do centro. No caso de uma galáxia com dois braços espirais, a geometria simétrica nos indica que deve haver dois ciclos do movimento epicíclico durante uma rotação, isso considerado no padrão de referência em rotação com velocidade Ω_p . O raio galáctico para o qual $\Omega_p = \Omega - \kappa/2$ é chamado de ressonância interna de Lindblad (RIL), e o raio onde $\Omega_p = \Omega + \kappa/2$ de ressonância externa de Lindblad (REL). O movimento de uma estrela pode ser representado como a soma de um movimento circular em torno do centro Galáctico, com frequência Ω , e de um movimento com órbita em forma de elipse de pequena amplitude em torno da posição não perturbada

da estrela, com frequência κ . O resultado da soma dos dois movimentos aparece como uma órbita oval, que precessiona com frequência Ω_p . É possível demonstrar que só podem existir braços espirais (no modo 2 braços) entre essas duas ressonâncias, RIL e REL. A posição das mesmas, para a nossa Galáxia, pode ser vista na figura 1.5.

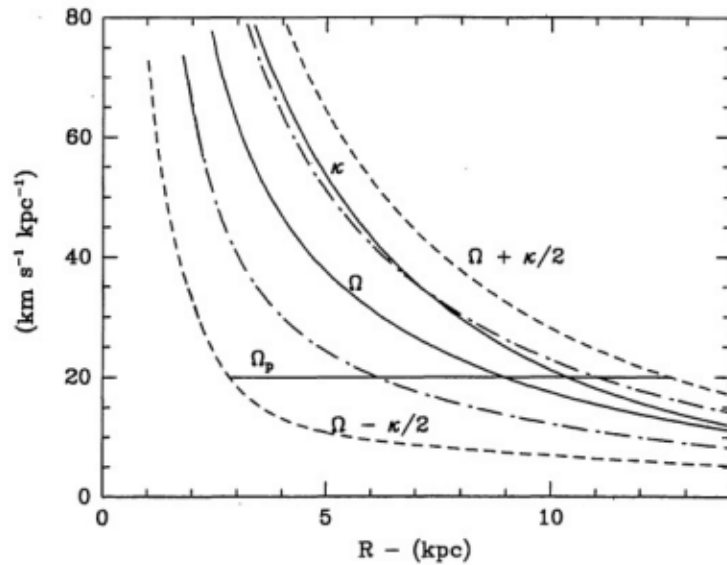


Figura 1.5: Curva de rotação em unidades de velocidade angular, e curva de frequência epicíclica, de acordo com Amaral e Lepine (1997). Hoje utilizaríamos uma velocidade do padrão espiral um pouco maior, $25/\text{km/s/kpc}$, e uma curva de rotação um pouco maior, mantendo assim as posições das ressonâncias internas (3 kpc aprox.) e externa (13 kpc) de Lindblad

Embora usemos a expressão "onda de densidade" para descrever os braços espirais, cabe ressaltar que os excessos de densidade estelar que consideramos não obedecem às mesmas leis que as ondas consideradas por Lin e Shu. As órbitas estelares não são controladas pela física local, como numa onda hidrodinâmica. As estrelas são não colisionais, portanto o conceito de pressão não faz sentido. A forma de uma órbita estelar, e os locais onde ela apresenta um maior alongamento, dependem de todas as interações sofridas durante uma volta em torno do centro galáctico. Ao contrário, uma onda de choque no meio interestelar é regida pelas condições do gás no local. Assim, em nosso conceito de braços, o fato das órbitas estelares serem bastante estáveis confere uma grande estabilidade ao padrão espiral de uma galáxia.

Alguns autores mencionam a existência de um "braço em expansão" a cerca de 3 kpc

do centro Galáctico, eg. Dame (2008), Sanna (2009). Esta hipótese provém das velocidades radiais anômalas do gás (moléculas CO e HI) em longitudes próximas do centro galáctico. De acordo com a interpretação dos braços adotada neste trabalho, é impossível um braço se expandir, pois as órbitas estelares não se expandem. Temos, portanto, que propor outra hipótese para as velocidades observadas. Isto será feito com base no resultados deste trabalho.

1.1.2 Interação do potencial com o gás do ISM

Independente do modelo de braço espiral, a interação de seu potencial com o gás do meio interestelar é pouco entendida. De fato, uma das principais consequências da passagem do gás pelo braço é a formação de choques, previstos por Roberts (1969). Este autor estudou essa interação analiticamente, utilizando um potencial espiral com perfil senoidal e encontrou que o gás, ao cruzar o potencial sofre um choque. Essa frente de choque tem uma forma logarítmica, como aquela da perturbação inicial. Um resultado de seu trabalho é a ideia de que choques devido a passagem do gás pelo braço sejam responsáveis pelo colapso e fragmentação de nuvens moleculares dentro do braço. Isso ocorreria devido a um aumento da pressão no gás.

A formação de estruturas devido a choques no meio interestelar é um evento conhecido, especialmente devido a choques espirais (Comeron et al., 1997; Martos et al., 1999; Petit et al., 1996). Dobbs e Bonnell (2006), em particular encontra que o gás é comprimido ao passar pelo choque espiral e forma nuvens ao sair do potencial, um resultado reproduzido por Dobbs e Bonnell (2008) quando resfriamento ativo, ao invés de uma equação de estado isotérmica, é usado. O aparecimento de *spurs* também pode ser associado a choques devido a braços espirais. Kim e Ostriker (2002) modelou o braço espiral como uma barra, devido as dimensões de seu domínio, com perfil senoidal e determinou que *spurs* são formados tanto em modelos puramente hidrodinâmicos quanto em modelos MHD. Note-se que seus modelos apresentam uma configuração tal que essas estruturas aparecem após o choque, durante a saída do gás do braço. Isso ocorre devido a existência de instabilidades formadas no gás devido a sua passagem pelo potencial (Dobbs e Bonnell, 2008; Dobbs et al., 2008; Kim et al., 2006).

Outra característica marcante dos modelos de Roberts (1969) é a possibilidade de que

o gás se mova ao longo dos braços espirais. A figura 1.6 foi extraída desse trabalho e representa como linhas de corrente de gás, em movimento puramente circular, são deformadas de forma que seu traçado siga os braços espirais. Note-se, entretanto, que as linhas retornam a seu estado natural depois de algum tempo.

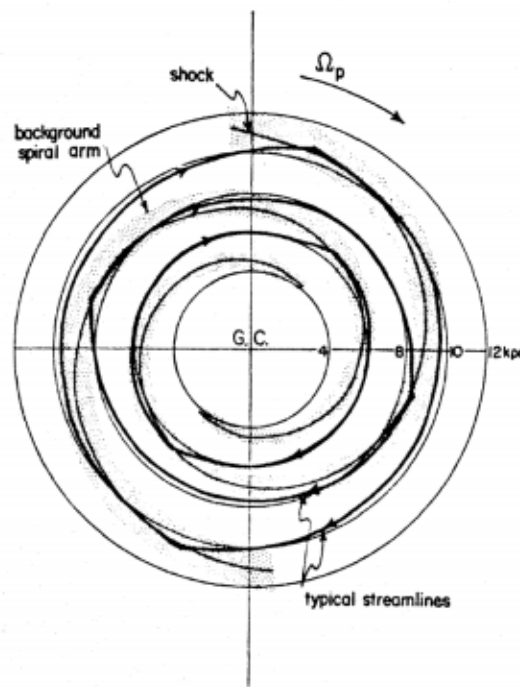


Figura 1.6: Esquema de linhas de correntes circulares interagindo com braços espirais. Imagem extraída de Roberts (1969).

Esse resultado indica que o gás deve sofrer variações de momento angular durante sua passagem pelo braço e sua interação com o choque espiral. Uma consequência direta dessa troca, são fluxos de gás ao longo dos braços. De fato, sabe-se que estruturas não axisimétricas como barras geram perdas de momento angular no gás interestelar e causam seu movimento para as regiões centrais do disco (Jogee et al., 2005; Kim e Stone, 2012; van de Ven e Fathi, 2010; Thakur et al., 2009; Ann e Thakur, 2005). Movimentos radiais de gás, devido a transferência de momento angular tem um papel importante na estrutura de galáxias. O exemplo mais forte disto são os AGNs (*Active Galactic Nuclei*), presentes em galáxias espirais. Esse tipo de galáxia tem, em seu centro, um buraco negro supermassivo que está acretando massa, gerando um grande excesso de luminosidade, quando comparado ao resto da galáxia no qual ele está localizado. De acordo com Knapen et al.

(2000), galáxias que contem um AGN tendem a ser mais barradas que suas contrapartidas normais e, portanto, podemos assumir que fluxos de gás radiais, devido a barras podem ser mecanismos de manutenção de AGNs (Knapen et al., 2000; Regan e Mulchaey, 1999; Hunt et al., 2008).

Tipicamente, estudos sobre a estrutura espiral focam em problemas de auto-consistência e seu papel na geração de braços (Contopoulos e Grosbøl, 1986; Pichardo et al., 2003; Amaral e Lepine, 1997; Junqueira et al., 2013; Barros et al., 2013). Seu papel na formação de fluxos radiais de gás dentro de um disco galáctico é, entretanto, pouco entendido. Apesar de fluxos de gás ao longo dos braços ser observado (Elmegreen et al., 2009), pouco esforço tem sido dedicado a seu estudo completo. De fato, nem mesmo estudos que focam na travessia do gás através do potencial espiral (e.g. Dobbs e Bonnell, 2008; Kim et al., 2008; Wada e Koda, 2004; Wada, 2008) não analisam, de forma adequada, o papel da estrutura espiral na troca de momento angular entre a matéria estelar e o gás interestelar. Esse é um dos principais objetivos do presente trabalho.

1.2 Simulações Numéricas

Simulações numéricas são de grande importância na astrofísica. Desde evolução de sistemas em larga escala como formação de estruturas no cenário hierárquico (veja, por exemplo, Springel et al., 2005), formação e evolução de galáxias (veja, por exemplo, Machado e Athanassoula, 2010) até formação de estrelas (veja, por exemplo, Stone et al., 1998; Mac Low e Klessen, 2004; Klessen et al., 2000), a evolução de sistemas complexos, em astrofísica, é tipicamente resolvido numericamente.

Existem duas maneiras distintas de descrever um fluido. A forma euleriana corresponde a maneira de representar um fluido em uma dada posição fixa. Neste caso, estudamos o fluido em uma dada posição enquanto este flui ao longo de um dado caminho. Essa derivação leva à equação clássica da hidrodinâmica, a equação de Euler, para um fluido sob ação da gravidade

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}(x, t) \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}(x, t) = -\vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \Phi, \quad (1.1)$$

onde ρ é a densidade do fluido, \vec{v} é o campo de velocidade, p é a pressão e Φ é o potencial

gravitacional. Se escrevermos $-\vec{\nabla}p - \rho\vec{\nabla}\Phi$ como uma força resultante \vec{F} aplicada sobre um elemento de fluido na posição \mathbf{x} , podemos escrever a equação 1.1 como

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}(x, t) \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}(x, t) = \rho \vec{F}. \quad (1.2)$$

Essa equação descreve o campo de velocidades do fluido em uma dada posição \mathbf{x} . De maneira grosseira, um problema hidrodinâmico se resume a resolver essa equação em conjunto às equações do fluxo de energia e da conservação de massa (em casos magneto hidrodinâmicos, ou MHD, também adicionamos uma equação para o fluxo magnético). Em simulações numéricas, esse procedimento requer a definição de uma grade fixa, na qual cada elemento é uma célula de tamanho Δx e o fluido é avaliado em cada uma dessas células. Os métodos típicos para sua resolução são os métodos de diferenças finitas ou volumes finitos, já bastante estudados na literatura (veja, por exemplo, Gardiner e Stone, 2005; Fryxell et al., 2000; Mignone et al., 2007). Esse tipo de código é, normalmente, bastante estável, mesmo quando tratamos de problemas com campos magnéticos.

Um problema comum com esse método é o fato de que uma grande quantidade de problemas importantes em astrofísica requerem estudo de diferentes escalas de tamanho, tempo e densidade. Como exemplo é o problema de formação de estrelas em galáxias. Neste caso, o problema começa com uma escala de tamanho da ordem de alguns pc a dezenas de kpc, onde estudamos os mecanismos básicos de formação, como estrutura espiral. No entanto, não é possível, com uma grade cujas células tem um tamanho Δx fixo da ordem de alguns pc, verificar como as estrelas individuais são formadas, uma vez que sua escala se encontra em ordens bem menores. Progresso tem sido feito nos últimos anos para mitigar esse problema. O desenvolvimento da técnica de redes adaptativas (*Adaptive Mesh Refinement*, AMR) (Fryxell et al., 2000) é um tipo de solução, apesar de ser sua implementação não ser trivial.

O segundo método para a descrição do fluido é a forma lagrangeana. Neste tipo de formalismo, ignoramos a posição do fluido, uma vez que seguimos o elemento de fluido de interesse ao longo de seu percurso, semelhante a maneira como estudamos partículas. Nesse caso, a derivada temporal de um campo vetorial $\vec{u}(x, t)$ representativo das propriedades dinâmicas de um fluido passa a ser

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{\partial\vec{u}(x,t)}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}(x,t). \quad (1.3)$$

Note-se que usamos D/Dt como a derivada lagrangeana para diferenciar da derivada euleriana $\partial/\partial t$. A equação 1.2 se torna agora

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{F}. \quad (1.4)$$

A equação 1.4 representa a equação de movimento de um elemento de fluido visto de um referencial que se move a uma velocidade \vec{v} .

A descrição lagrangeana de um fluido permite que a grade fixa, base de códigos que resolvem a equação 1.2, seja descartada em favor do uso de partículas cuja equação de movimento é representada pela equação 1.4. Note-se que as partículas aqui são apenas pontos de interpolação que seguem o movimento do fluido e carregam as quantidades ligadas ao fluido. O método chamado de *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH Lucy, 1977; Gingold e Monaghan, 1977; Marinho e Lépine, 2000; Marinho E.P., 2001), é um exemplo de tal formalismo e é útil em problemas nos quais adaptatividade é importante, uma vez que, como ignoramos a grade, podemos definir apenas quantas partículas um dado fluido terá e a resolução estará definida. Mais ainda, como estamos tratando de partículas, esse tipo de código é naturalmente compatível com códigos de n-corpos (veja, por exemplo, Springel, 2005).

Em nosso trabalho escolhemos um código de grade, uma vez que nosso problema não envolve grandes variações na escala espacial e podemos manter uma estabilidade maior.

1.3 Objetivos e Estrutura da Tese

Neste trabalho, esperamos descrever como o gás interestelar interage com o potencial do braço espiral. Em especial, queremos verificar como ocorre a troca de momento angular entre o material estelar e o gás com o objetivo de estudar como fluxos radiais ocorrem dentro do disco, devido a estrutura espiral. Usamos modelos numéricos hidrodinâmicos para descrever o gás e uma função gaussiana simples para descrever um potencial fixo em um domínio em rotação com a velocidade angular do padrão espiral. Dois tipos de modelos são usados Modelos que utilizam uma permutações da velocidade inicial do gás, da

profundidade do poço de potencial e do *pitch angle* para verificarmos como essas variações devem afetar o fluxo de gás ao cruzar um braço espiral são apresentados. O segundo tipo de modelo usa um setup similar, apenas aumentando o intervalo de velocidades iniciais, variando a amplitude do poço de potencial via uma simples função de decaimento exponencial com o raio galáctico, modulada pelo próprio raio, variando a capacidade térmica de forma a modificar o resfriamento e variando a largura do braço.

A presente tese está dividida da seguinte maneira. Os capítulos 2 e 3 são dedicados ao conjunto de modelos feitos com permutações de velocidade inicial, profundidade do potencial e *pitch angle*. O capítulo 4 apresenta os resultados obtidos para as simulações que usam o segundo tipo de modelo. Por fim, apresentamos nossas conclusões e discutimos possíveis caminhos a prosseguir no capítulo 5.

Descrição do Problema e das Simulações

O objetivo do presente trabalho é verificar como o gás interestelar interage com o braço espiral. Para tanto, realizamos um grande número de simulações hidrodinâmicas de 2 dimensões e alta resolução usando o código GODUNOV. Neste capítulo, iremos descrever como modelamos o gás e o braço e detalharemos o código.

2.1 *Modelo do Disco*

Começamos com o modelo do disco. Iremos dividir essa seção em duas partes. A primeira corresponde ao modelo de um disco gasoso de densidade uniforme. A segunda parte corresponde a descrição do potencial do braço, descrito em detalhes em Junqueira et al. (2013, referido, a partir de agora, como JLBB13).

O modelo do disco é bastante simples. Usamos um disco de massa $6 \times 10^{10} M_{\odot}$, com raio $R_G = 15$ kpc e altura $h = 100$ pc. Descartamos a idéia de um bojo central, uma vez que sua presença não irá afetar como o gás em raios distantes do centro galáctico interage com o potencial do braço. Dessa forma, a densidade inicial do disco é simplesmente dada como $\rho_G = M_G / (\pi R^2 h) = 1.92 \times 10^{-23} \text{ g/cm}^{-3}$. Esta densidade se traduz a uma densidade numérica de $n \approx 10 \text{ cm}^{-3}$, para todo o disco.

A região simulada é uma pequena caixa quadrada de lado $l = 1$ kpc, dividida em 1024^2 células, seguindo o braço espiral. A figura 2.1 mostra o disco com um par de espirais logarítmicas sobrepostas exemplificando onde o domínio das simulações é construído dentro de uma galáxia. A caixa mostrada nessa figura tem 2 kpc de lado apenas para ilustrar como selecionamos a posição do domínio.

É importante mencionar que apesar do domínio ser bi-dimensional, as unidades são

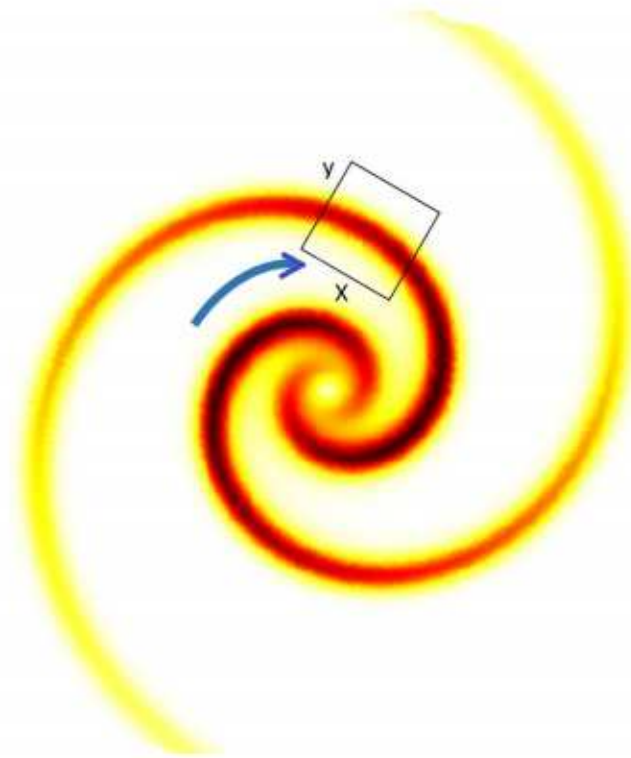


Figura 2.1: Esquema com dimensões exageradas de uma caixa do experimento sobre um braço espiral, e direção do movimento circular do gás na região inter-braços (flecha azul) que penetra na caixa. Se a caixa tiver uma dimensão pequena o braço aparecerá como uma linha reta e o movimento do gás dentro da caixa (antes de "ligar" o potencial do braço) seguirá uma linha reta. A velocidade dentro da caixa é a velocidade circular do gás do disco naquele ponto. Como a caixa é pequena e a curva de rotação é plana, a velocidade circular na Galáxia será a mesma na borda inferior e superior da caixa. A hipótese de que o gás tem velocidade circularizada nas regiões inter-braços é imposta pela condição de contorno periódica que adotamos, com velocidades iguais nas bordas inferior e superior.

escritas em 3 dimensões, uma vez que assumimos que existe uma simetria em torno do plano em questão. Dessa forma, o gás é introduzido com a densidade inicial de $n = 10 \text{ cm}^{-3}$ e sua massa total inicial é $M_{box} = h l^2 = 5.64 \times 10^{10} \text{ g}$, com $h = 100 \text{ pc}$. Este valor é importante para definir a amplitude do potencial dos braços, descrito com maiores detalhes na seção 2.2.

2.1.1 Velocidade Inicial

Definimos a velocidade inicial do gás em nosso modelo a partir de uma curva de rotação, através da equação

$$V_i = V(R) - R\Omega_p, \quad (2.1)$$

onde R é o raio galáctico, $V(R)$ é a velocidade de rotação e Ω_p é a velocidade angular do padrão espiral. O valor de $\Omega_p = 25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ foi escolhido usando um raio de corrotação $R_c = 8.5 \text{ kpc}$ (Lépine et al., 2011) e a curva de rotação da Galáxia obtida por Barros et al. (2013).

A curva de rotação escolhida foi determinada por Barros et al. (2013), descrita pela equação

$$V(R) = \alpha \exp \left[\frac{-R}{\beta} - \left(\frac{\gamma}{R} \right)^2 \right] + \delta \exp \left[\frac{-R}{\epsilon} - \frac{\eta}{R} \right], \quad (2.2)$$

onde $\alpha = 240 \text{ km s}^{-1}$, $\beta = 120 \text{ kpc}$, $\gamma = 3.4 \text{ kpc}$, $\delta = 360 \text{ km s}^{-1}$, $\epsilon = 3.1 \text{ kpc}$ e $\eta = 0.09 \text{ kpc}$. A curva acima pode ser considerada como uma composição do disco galáctico, representado pelo primeiro termo da equação, que apresenta um crescimento da velocidade com o raio galáctico R nas partes mais internas e um leve decréscimo para raios mais externos. A segunda parte da equação 2.2 corresponde a contribuição da componente esférica. A figura 2.2 mostra essa curva e a curva de rotação do padrão espiral. O raio da corrotação é $R_{corr} = 8.5 \text{ kpc}$ para a curva do padrão espiral.

O procedimento para determinar a velocidade inicial é bastante simples. Se V_i é a velocidade inicial para um dado raio R , temos apenas que resolver a equação

$$V(R) - R\Omega_p - V_i = 0, \quad (2.3)$$

para R e introduzimos esse valor no setup do código (mais detalhes na seção 2.3. Os valores de velocidade inicial escolhidos estão na tabela 2.1, onde apresentamos as velocidades iniciais e os raios galácticos correspondentes.

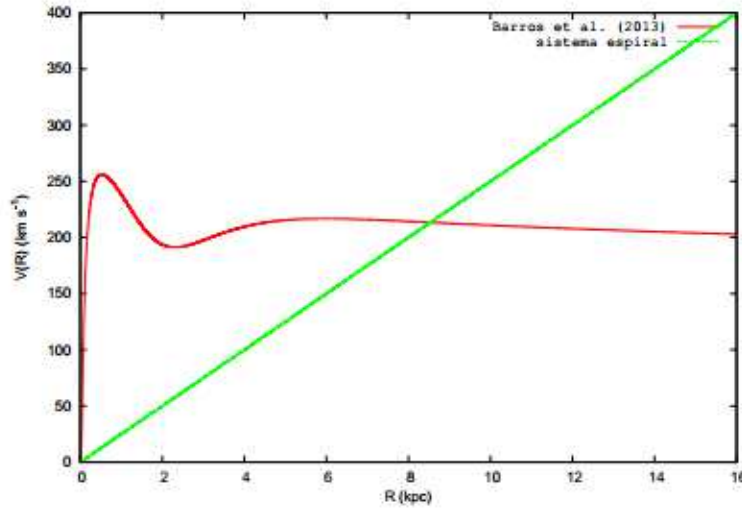


Figura 2.2: Curva de rotação de Barros et al. (2013) (curva vermelha) e a curva do padrão espiral (curva verde). A curva vermelha foi construída usando $\alpha = 240 \text{ km s}^{-1}$, $\beta = 120 \text{ kpc}$, $\gamma = 3.4 \text{ kpc}$, $\delta = 360 \text{ km s}^{-1}$, $\epsilon = 3.1 \text{ kpc}$ e $\eta = 0.09 \text{ kpc}$.

Tabela 2.1 - Velocidades iniciais usadas nas simulações.

Raio Galáctico (kpc)	Velocidade Inicial (km s^{-1})
8.4	5.0
8.2	10.0
8.0	15.0
7.8	20.0

Note-se que as equações 2.1 e 2.3 representam a velocidade relativa ao braço. Nesse caso, a escolha da curva de rotação é irrelevante, uma vez que seu único papel é determinar em qual raio ocorre qual velocidade inicial. O único critério usado para escolher a curva da equação 2.2 é a forma plana de seus raios mais externos, próximos ao raio da corrotação.

O gás é introduzido na caixa com a mesma velocidade em cada célula. Como o braço sempre está a um ângulo não nulo, que podemos identificar como o *pitch angle*, com relação ao movimento circular, a velocidade inicial é introduzida com o *pitch angle* i com relação ao braço. Na seção 2.2 iremos discutir como determinamos os valores de i , uma vez que este é uma propriedade do padrão espiral e, por consequência, do potencial.

É importante lembrar que em nossas simulações, a caixa se move com a mesma velocidade angular do braço espiral, mantendo o mesmo centralizado e alinhado ao eixo x do domínio. Dessa forma, o referencial das simulações é não inercial e o gás está sujeito à forças desse tipo. Definimos a força centrífuga como

Tais forças estão orientadas de forma a inicialmente termos a velocidade e a força centrífuga sempre perpendiculares. Na seção 2.2 iremos completar as forças as quais o gás dentro da caixa está submetido.

2.1.2 Termodinâmica do Gás

Nossas simulações usam um gás isotérmico, cuja temperatura T é determinada pela velocidade do som

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_{eff} p}{\rho}}, \quad (2.6)$$

onde c_s é a velocidade do som, p é a pressão do gás e γ_{eff} é o coeficiente adiabático. Para um gás ideal isotérmico $\gamma_{eff} = 1$ e a pressão é dada por $p = nk_B T$, a velocidade do som se torna

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}}, \quad (2.7)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann. A massa do hidrogênio m_H aparece na equação 2.7 porque escrevemos $n = N/V = \rho/\mu m_H$. Como, durante as simulações, existem divisões por $\gamma_{eff} - 1$, escolhemos o valor de $\gamma_{eff} = 1.01$, garantindo que o gás ainda seja bem próximo de ser isotérmico e evitando divisões por zero.

Essa escolha de γ_{eff} corresponde a a modelos politrópicos do tipo $p \propto \rho_{eff}^\gamma$. Seu valor no meio interestelar está no intervalo $\gamma_{eff} = 1.1 - 1.4$ (Spaans e Silk, 2000). Esse tipo de equação de estado tem a vantagem de incorporar efeitos de resfriamento e aquecimento, sem ampliar o espaço de parâmetros em nossas simulações. Note-se que escolhemos um valor mais baixo do que o esperado. Isso se deve ao fato de termos interesse em um resfriamento bastante forte.

A escolha da temperatura está relacionada com o tipo de gás presente no meio interestelar. O gás interestelar neutro é encontrado em duas fases, o meio neutro quente (*warm neutral medium, WNM*), com uma temperatura típica de 10^{3-4} K, e o meio neutro frio (*cold neutral medium, CNM*), a temperaturas de 40 - 200 K. Escolhemos uma temperatura de $T \approx 100$ K (a velocidade do som escolhida é $c_s = 1 \text{ km s}^{-1}$) o que nos coloca dentro do

CNM. A escolha do CNM é devido a considerações relacionadas a falta de um resfriamento adequado. Note-se que um gás isotérmico simula uma situação em que a energia absorvida do meio é irradiada, não afetando, por tanto, a energia interna.

2.2 Modelo do Potencial do Braço Espiral

Como mencionado anteriormente, usamos como potencial dos braços espirais o modelo de JLBB13, descrito em sua equação 6, como uma espiral logarítmica com um perfil gaussiano, representada aqui em coordenadas cilíndricas, como

$$\Phi(R, \theta, z) = \zeta_0 R e^{-\frac{R^2}{\sigma^2} [1 - \cos(m\theta - f_m(R))] - \varepsilon_s R - |kz|}, \quad (2.8)$$

onde ε_s^{-1} é a escala de tamanho do padrão espiral, σ corresponde a largura do perfil gaussiano na direção azimutal, $k = m/R \tan(i)$ é o número de onda, i é o *pitch angle* e $f_m(R)$ a função de forma. A função de forma é dada por

$$f_m(R) = \frac{m}{\tan(i)} \ln(R/R_i) + \varphi, \quad (2.9)$$

onde m corresponde ao número de braços, R_i é o ponto onde a espiral cruza o eixo x em $x = 0$ e φ é apenas um ângulo de fase. A figura 2.3 apresenta uma representação gráfica do potencial, extraída do mesmo trabalho.

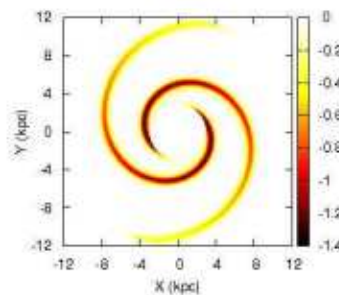


Figura 2.3: Potencial dos braços espirais modelado por JLBB13, para $i = 14^\circ$ e $\sigma = 2.5$ kpc. A barra de cor está em uma escala arbitrária. Extraído de JLBB13.

É importante notar que a espiral da figura 2.3 sofre um decréscimo em sua intensidade com o aumento do raio galáctico. Essa queda é representada pela presença do termo -

$\varepsilon_s R$ no argumento da exponencial da equação 2.8. Essa relação entre a intensidade e o raio pode ser desconsiderada em nossas simulações, uma vez que não nos interessa como o potencial se comporta dentro do disco. Note-se que podemos descartar essa relação porque nossas simulações são localizadas e não globais. De forma semelhante desconsideraremos a dependência com a coordenada vertical, pois nossas simulações são bi-dimensionais.

A equação 2.8 pode ser reescrita em coordenadas cartesianas, quando ignoramos os termos descritos acima, como

$$\Phi(x, y) = A e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma}}, \quad (2.10)$$

onde $A = \zeta_0 R$ é a amplitude do potencial e $x_0 = R_0 \cos f_m(R)$ e $y_0 = R_0 \sin f_m(R)$ correspondem à espiral logarítmica. Essa transformação é feita quando assumimos que $x = R \cos \theta$ e $y = R \sin \theta$.

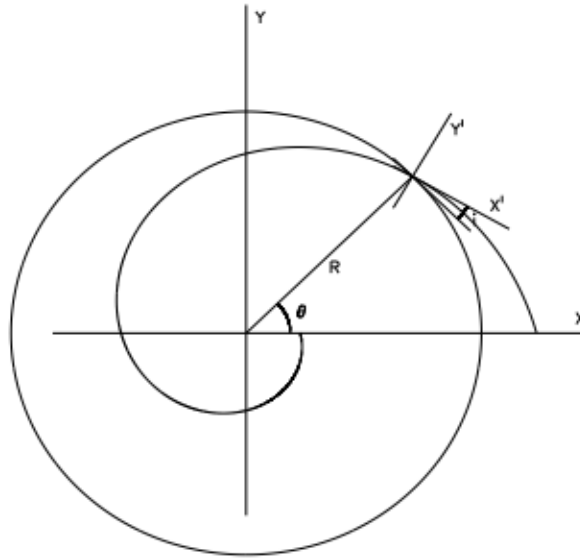


Figura 2.4: Esquema de conversão das coordenadas (x, y) para (x', y') . Na figura $\theta = 30^\circ$ e $i = 15^\circ$. O sistema (x', y') corresponde ao sistema dentro do domínio das simulações.

Precisamos transferir as coordenadas do potencial da equação 2.10 para as coordenadas do domínio das simulações (x' e y' , veja a figura 2.1). Se quisermos escrever esse potencial

nas coordenadas (x',y') , temos que determinar sua relação com (x,y) . A figura 2.4 mostra um esquema do sistema utilizado aqui. Nela podemos ver que, como R é perpendicular a reta que tangencia a circunferência correspondente a uma órbita qualquer, o ângulo $i = 15^\circ$ corresponde ao *pitch angle*. Dessa forma, se definirmos um ângulo $\alpha = -90^\circ + i + \theta$, podemos ver que ele representa a rotação de (x,y) para (x',y') . Para completar a transformação precisamos, apenas definir $\vec{R}_0 = x_0\hat{e}_x + y_0\hat{e}_y$ e podemos escrever as coordenadas x e y como

$$\begin{aligned}x &= x' \cos \theta - y' \sin \theta + x_0, \\y &= x' \sin \theta + y' \cos \theta + y_0.\end{aligned}\tag{2.11}$$

Podemos ver, pelo conjunto de equações 2.12, que $x - x_0$ e $y - y_0$ correspondem a uma rotação simples. Quando elevamos os termos ao quadrado e somamos obtemos o potencial em sua forma usada em nossas simulações

$$\Phi(x', y') = A e^{-\frac{x'^2 + y'^2}{2\sigma_\perp^2}}.\tag{2.12}$$

Apresentamos algumas considerações sobre o potencial descrito pela equação 2.12. Como usamos uma caixa de dimensões pequenas em relação ao disco e ao padrão espiral, podemos ignorar a curvatura do potencial. Se posicionarmos o potencial, agora representado por uma barra de perfil gaussiano, alinhado a qualquer dos eixos podemos ignorar a dependência nesta direção. Assim, em nossas simulações, o potencial é fixo e alinhado ao eixo x (a partir de agora, abandonamos o símbolo ' quando nos referimos aos eixos da caixa.)

É importante notar que não usamos o σ utilizado anteriormente. De acordo com JLBB13, σ corresponde à largura do braço na direção azimutal e não corresponde a largura real (numa direção perpendicular ao braço). Podemos escrever essa largura como $\sigma_\perp = \sigma \cos i$. Como em nossa caixa, o potencial está alinhado ao eixo x sua largura deve ser a real e não σ e escrevemos o potencial usando σ_\perp .

Finalmente, a constante A não é descrita da mesma forma que JLBB13. Como mencionado na seção anterior, usamos a grandeza, que chamamos de massa da fonte, M_s que

é usado como a amplitude do potencial, dada em gramas. Dessa forma, A é dado como $A = GM_s/\sqrt{2\pi}\sigma_\perp$ e o potencial da equação 2.12 se torna

$$\Phi(x, y) = \frac{GM_s}{\sqrt{2\pi}\sigma_\perp} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_\perp^2}}. \quad (2.13)$$

onde abandonamos a notação da equação 2.12, para x' e y' . Este potencial tem a forma de uma barra alinhada com o eixo x de nossa caixa com perfil gaussiano na direção y , como mostrado na figura 2.5.

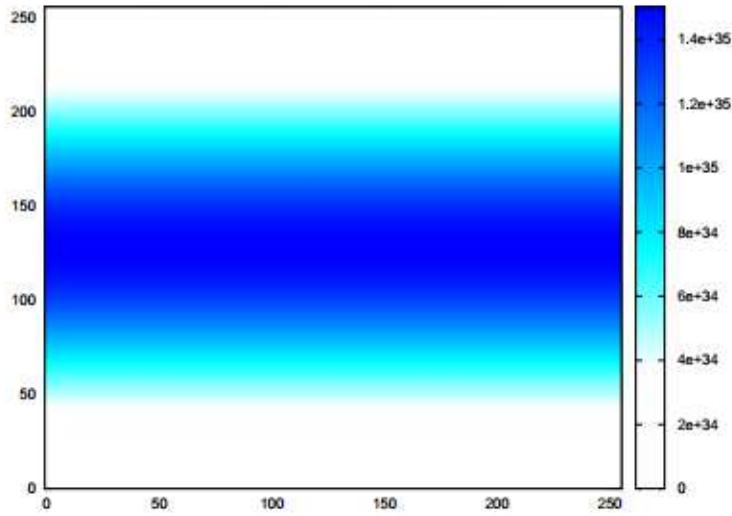


Figura 2.5: Mapa do potencial do braço como usado em nossas simulações. Este potencial foi construído usando $\sigma_\perp = 200$ pc e $M_s = 11.29 \times 10^{41}$ g.

Os parâmetros do padrão espiral que estamos interessados em determinar são a massa da fonte M_s , o *pitch angle* i e a largura real dos braços σ_\perp . A massa da fonte M_s pode ser determinada lembrando-se que a amplitude do potencial da equação 2.8 é equivalente a amplitude do potencial da equação 2.10. Podemos fazer essa suposição, uma vez que o potencial da equação 2.13 é, apenas, uma forma simplificada do potencial da equação 2.8. Como $A = \zeta_0 R$ e $GM_s/\sqrt{2\pi}\sigma_\perp = \zeta_0 R$ e podemos escrever a massa da fonte M_s como

$$M_s = \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_\perp\zeta_0 R}{G}, \quad (2.14)$$

onde assumimos um raio $R = 8$ kpc, uma vez que nossos raios são bastante próximos desse valor (veja tabela 2.1). Note-se que podemos escolher qualquer raio, uma vez que

uma dependência radial não afeta os resultados dentro do domínio. O valor da amplitude pode ser deduzido se seguirmos o esquema de JLBB13, no que diz respeito ao contraste de densidade. De acordo com os autores, podemos escrever o contraste de densidade como

$$\frac{\Sigma_{sp}}{\Sigma_d} = 1.016 \times 10^{-3} \frac{\zeta_0 m}{2\pi G \sigma^2 |\tan i|} R^2 e^{-(\epsilon_s - \epsilon_d)R}, \quad (2.15)$$

Σ_{sp} é a amplitude da densidade superficial que gera o padrão espiral, Σ_d é a densidade superficial do disco. O valor 1.016×10^{-3} corresponde ao inverso do valor máximo da densidade do disco, dada por uma lei de decaimento exponencial. Quando substituimos os valores de $i = 14^\circ$, $m = 2$ e assumimos que a escala do disco é idêntica à do padrão espiral temos

$$\frac{\Sigma_{sp}}{\Sigma_d} = 3 \times 10^{-4} \frac{\zeta_0 R^2}{\sigma^2}. \quad (2.16)$$

A equação 2.16 ainda depende do raio e de σ para determinação do valor de ζ_0 . Como nossas simulações são locais, nosso potencial, dentro do domínio não é afetado pela escolha de uma dada posição. Dessa forma, por simplicidade escolhemos um raio galáctico $R = \sigma_\perp$. JLBB13 argumenta que a dependência radial da equação 2.16 pode ser mitigada usando valores distintos de ϵ_d e ϵ_s . No entanto, como não estamos interessados em evoluir o potencial, e nosso modelo de disco não utiliza qualquer dependência radial da densidade inicial do gás, esse método deve prover um bom intervalo de valores para a massa da fonte.

Como ignoramos a dependência radial, podemos escolher qualquer posição dentro do disco. dessa forma, podemos escrever a equação 2.16 como

$$\frac{\Sigma_{sp}}{\Sigma_d} = 3 \times 10^{-4} \zeta_0. \quad (2.17)$$

Antoja et al. (2011) coletou na literatura, valores do contraste de densidade pra fontes galácticas e extragalácticas e determinou que, para galáxias espirais, seu valor se encontra no intervalo $0.13 \leq \frac{\Sigma_{sp}}{\Sigma_d} \leq 0.23$. Esse intervalo nos leva a uma massa da fonte $M_s \approx 9.95 - 17.59 \times 10^{11} \text{ g}$. Isso corresponde a um $c \approx 20 - 30$. Como usamos apenas um grupo de valores definidos para σ_\perp e i , decidimos aumentar nosso intervalo para $c = 10 - 50$, o que gera $M_s = 5.64 - 28.2 \times 10^{11} \text{ g}$.

O *pitch angle* i é variado de $10^\circ \leq i \leq 25^\circ$, seguindo a idéia de que esse é o intervalo típico de galáxias espirais indo de Sa a Sc (veja, a título de referencia Kennicutt, 1981; Ma et al., 1999). Por fim, $\sigma_\perp = 100$ pc nas simulações. A tabela 2.2 resume nosso espaço de parâmetros.

Tabela 2.2- Espaço de parâmetros usado.

Velocidade Inicial (km s ⁻¹)	Massa da fonte M_s ($\times 10^{41}$ g)	<i>Pitch angle</i> ($^\circ$)
5.0	5.64	10
10.0	11.2	15
15.0	16.9	20
20.0	22.5	25
—	28.2	—

2.3 Código GODUNOV

GODUNOV ¹ é um código usado para resolver um grande número de problemas astrofísicos. Desde trabalhos sobre turbulência no ISM e ICM (Kowal et al., 2007; Falceta-Gonçalves et al., 2010,?), trabalhos relacionados à formação estelar (Leão et al., 2009; Santos-Lima et al., 2010, 2012), reconexão magnética (Kowal et al., 2009, 2012) até aceleração de raios cósmicos (Kowal et al., 2011, 2012). A versão utilizada no presente trabalho é a versão 2.5, modificada onde necessário. Abaixo descrevemos, com brevidade, o código.

2.3.1 Problema Geral

O código usa um esquema do tipo *Godunov* de segunda ordem com a capacidade de evoluir um conjunto de equações hidrodinâmicas ou MHD (note que MHD está fora do escopo deste trabalho) em uma grade uniforme e fixa. O conjunto de equações é

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (2.18)$$

¹ Uma versão publica está disponível, sob a GPL versão 3, no website <http://www.amuncode.org>

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \right) \vec{v} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \{(e + p)\vec{u}\} = 0, \quad (2.20)$$

onde ρ , \vec{u} e p são as variáveis primitivas densidade, velocidade e pressão. A variável e corresponde à densidade de energia total do gás dada por

$$e = \frac{1}{2}\rho u^2 + e_T, \quad (2.21)$$

onde e_T corresponde à densidade de energia interna do gás. Naturalmente, precisamos de uma equação de estado para resolver o conjunto. É assumido, no código, que o gás é ideal e, portanto, podemos escrever a pressão como

$$p = (\gamma_{eff} - 1)e_T, \quad (2.22)$$

onde γ_{eff} é o coeficiente adiabático.

As equações 2.18 a 2.20 formam o problema de um fluxo de um gás ideal, adiabático e sob o efeito de um potencial gravitacional. A primeira equação corresponde à conservação de massa, a segunda à conservação de momentum e a terceira corresponde à conservação de energia.

Para resolvermos as equações acima, as reescrevemos na forma de seus fluxos conservativos

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = - \sum_{l=x,y,z} \frac{\partial \vec{F}_l}{\partial l}, \quad (2.23)$$

onde \vec{U} corresponde ao conjunto de variáveis conservativas (densidade, momentum e energia) e \vec{F}_l corresponde aos fluxos. Para simplificar o problema de resolução iremos mostrar o esquema da solução para $l = x$. Se escrevermos a equação 2.23 como

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = - \frac{\partial \vec{F}_x(\vec{U})}{\partial x}, \quad (2.24)$$

onde escrevemos o fluxo na direção x como a função de fluxo $\vec{F}_x = \vec{F}_x(\vec{U})$. O esquema usado para resolver a equação 2.23 discretiza o domínio, de tamanho L , em M células de tamanho $\Delta x = x_{i-\frac{1}{2}} + x_{i+\frac{1}{2}}$, onde $x_{i\pm\frac{1}{2}}$ corresponde as interfaces das células. A integração sobre cada célula i gera

$$\Delta \vec{U}^i = \frac{\Delta t}{\Delta x} (\vec{F}_x^{i+\frac{1}{2}} - \vec{F}_x^{i-\frac{1}{2}}), \quad (2.25)$$

\vec{U}^i é a média dos valores de \vec{U} dentro da célula e $\vec{F}_x^{i\pm\frac{1}{2}}$ é o fluxo nas interfaces da célula.

O fluxo em uma dada interface $x_{i\pm\frac{1}{2}}$ é calculado usando os valores \vec{U}^i e \vec{U}^{i+1} e posteriormente reconstruindo o valor a partir do par. O código utiliza o que é chamado de resolvidor de Riemann. Vários estão disponíveis, entretanto utilizamos o mais simples, que é rápido e robusto o suficiente para o escopo desta tese, HLL (veja, por exemplo Toro, 1999).

A solução dada na equação 2.25 pode ser estendida para y e z simplesmente somando \vec{F}_y e \vec{F}_z (note que esses fluxos são independentes um do outro e, portanto, podemos calcular cada um separadamente), obtendo, para a célula (i,j,k) , com volume $\Delta x \Delta y \Delta z$

$$\begin{aligned} \Delta \vec{U}^{i,j,k} = & - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\vec{F}_x^{i+\frac{1}{2},j,k} - \vec{F}_x^{i-\frac{1}{2},j,k}) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta y} (\vec{F}_y^{i,j+\frac{1}{2},k} - \vec{F}_y^{i,j-\frac{1}{2},k}) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta z} (\vec{F}_z^{i,j,k+\frac{1}{2}} - \vec{F}_z^{i,j,k-\frac{1}{2}}). \end{aligned} \quad (2.26)$$

A equação 2.27 corresponde a um tempo qualquer t , durante a simulação. A evolução temporal das soluções é feita via o esquema de Runge-Kutta de segunda ordem (veja, por exemplo Press et al., 1992). Se chamamos de $\Delta \vec{U}$ (ignoramos os índices i, j e k , por simplicidade) o incremento $\Delta \vec{U} = \vec{U}_n - \vec{U}_{n-1}$, podemos evoluir a solução de um estado inicial n a um estado $n + 1$ gerando um estado intermediário \vec{U}_{inter} . O procedimento é como segue

$$\begin{aligned} \vec{U}_{inter} &= \vec{U}_n + \delta t \delta \vec{U}, \\ \vec{U}_{n+1} &= \frac{1}{2} (\vec{U}_n + \vec{U}_{inter}) + \frac{1}{2} \delta t \delta U_{inter}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

onde $\delta t = t_{n+1} - t_n$.

Finalmente, por questões de estabilidade, o código utiliza a condição Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) de estabilidade que determina que o fluido não pode fluir por mais de uma célula por Δt . Dessa forma é definido que o passo de tempo máximo Δt_{max} corresponde ao tempo que um elemento de fluido movendo-se com a máxima velocidade dentro do sistema cruza uma célula, ou

$$\Delta t_{max} = \frac{\min(\Delta x \Delta y \Delta z)}{V_{max}}, \quad (2.28)$$

onde $V_{max} = \max(\vec{u} + c_s)$ é a velocidade máxima dentro do sistema calculada como o valor máximo, dentro do domínio, da soma da velocidade do fluido à velocidade do som. em termos práticos, o passo de tempo deve sempre ser menor que a condição CFL e, portanto, escrevemos $\delta t = f\delta t_{max}$, onde $f = 0.3$ é um fator de segurança.

2.3.2 Setup das Simulações

Como mencionado anteriormente, o código resolve um conjunto de equações hidrodinâmicas para um gás sob a ação de um campo gravitacional. Para nosso problema usamos a soma do gradiente do potencial do braço (equação 2.13) às componentes das forças não inerciais (equações 2.5 e 2.6). Essas são as forças as quais o fluido está submetido durante a evolução das simulações. Dessa forma o gradiente $\vec{g} = -\nabla\Phi$ é dado por

$$\begin{aligned} g_x &= \Omega_p^2 [R \sin(\frac{\pi}{2} + i) + x] - 2\Omega_p V_i \sin i, \\ g_y &= -\frac{GM_s}{\sqrt{2\pi\sigma_\perp}^3} y e^{-\frac{y^2}{2\sigma_\perp}} + \Omega_p^2 [R \sin(\frac{\pi}{2} + i) + y] - 2\Omega_p V_i \cos i. \end{aligned} \quad (2.29)$$

As condições iniciais são simples. Definimos uma densidade, velocidade nas direções x, y e z e a pressão iniciais para o gás. A densidade é simplesmente $\rho_G = 1.92 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$. A pressão inicial p é dada pela equação

$$p = \frac{\rho_G c_s^2}{\gamma_{eff}}. \quad (2.30)$$

Como não variamos o valor da densidade entre as simulações, esse valor é usado em todas as nossas simulações.

Por fim, a velocidade inicial é calculada via a curva de rotação escolhida (Barros et al., 2013). No código, introduzimos, portanto, o raio mostrado na tabela 2.1 e obtemos o valor da velocidade para aquele raio. Com o valor do *pitch angle*, escrevemos as componentes x e y da velocidade como

$$V_{ix} = V_i \cos i, \quad (2.31)$$

$$V_{iy} = V_i \sin i.$$

Note-se que a componente $V_{iz} = 0$ uma vez que não existem movimentos nessa direção.

As variáveis conservativas são calculadas a partir dos valores obtidos acima. Usamos, em nossas simulações, condições de contorno periódicas nas bordas de y inferior e superior e abertas nas bordas x inferior e superior. As simulações são integradas até $t_{tot} = 3.0 \times 10^9$ anos.

Interação do Gás com o Potencial do Padrão Espiral

Neste capítulo iremos descrever os resultados para as simulações descritas no capítulo 2. É importante notar que essas simulações apresentam um problema em suas condições de contorno, especificamente na borda inferior em y . Como a condição básica nas bordas inferior e superior em y são periódicas, esperamos que choques se propagando além do braço seriam levados da borda superior a inferior e afetariam a estabilidade dos resultados. Escolhemos uma condição extra na região, que garante que choques que deixam a caixa não sejam reintroduzidos, ou seja, determinamos que variações de densidade e momento não existam nas células mais próximas da borda inferior.

Essa condição não é forte o suficiente e variações nos valores da velocidade, após a passagem pelos braços, são detectadas na borda. Como usamos uma velocidade inicial única na caixa, a velocidade na região da borda inferior deveria ser mantida constante. Nos resultados apresentados aqui, esse efeito é bastante pequeno uma vez que o braço está a uma distância razoável das bordas. Dessa forma, os resultados apresentados aqui servem para ilustrar o comportamento básico do gás sob efeito do potencial do braço. No capítulo 4 apresentamos simulações com essa condição de contorno corrigida.

3.1 Descrição da resposta do gás

Nesta seção iremos descrever os resultados para 5 simulações que chamamos de básicas. Apresentamos nossos resultados dessa forma uma vez que os resultados obtidos para outras simulações são muito semelhantes com pouco desvio fora variações nas propriedades básicas como densidade e velocidade máximas alcançadas. As simulações escolhidas são aquelas com velocidade inicial $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$ e *pitch angle* $i = 15^\circ$. A massa da fonte é variada

para todos os valores descritos no capítulo 2.

3.1.1 *Comportamento da Velocidade*

Começamos nossa análise estudando como a velocidade do gás se comporta em nossa simulação. Iremos estudar primeiro como é o perfil da componente y da velocidade do gás. A figura 3.1 mostra os perfis da componente y da velocidade para vários instantes ao longo das simulações. A característica mais visível desses perfis é a presença de uma descontinuidade próxima do centro. Tal descontinuidade aparece nos primeiros 100 Manos, começando a aparecer mais cedo para casos cujo potencial é mais intenso, em uma posição posterior ao centro e se propaga para uma posição anterior ao centro após cerca de 100 Manos, quando fica estável pelo restante do tempo mostrado.

É importante notar que a região após a descontinuidade apresenta uma componente y bastante próxima de 0 para todos os modelos, durante toda a simulação, indicando que o gás se move apenas na direção paralela ao braço. Note-se que durante os primeiros 1.0 Ganos todas as simulações apresentam uma descontinuidade secundária, na região posterior ao braço.

Descontinuidades desse tipo são tipicamente associadas a frentes de choque formadas devido a colisão do gás que está saindo do braço com a porção que está entrando. Roberts (1969) previu choques desse tipo devido a potenciais espirais, com perfis de velocidade bastante similares aos apresentados aqui. Note-se que a segunda frente de choque existe por um processo semelhante ao descrito, apenas para o outro lado do braço. Como a formação de choques é ocorre devido à captura do gás pelo potencial, isso indica que esse potencial é bastante intenso, uma vez que a componente y da velocidade é orientada de forma a fazer o gás a se mover para longe do braço na região do segundo choque.

Note-se que a intensidade do potencial afeta como o gás se comporta durante os primeiros 100 Manos. Para o menor potencial, vemos que o gás apresenta o menor crescimento da velocidade ao longo de toda a simulação. No entanto, esse modelo é o primeiro a ver a dissipação do choque secundário, já no instante 1.0 Gano. Os modelos com massas maiores também apresentam a dissipação do choque secundário após 1. Gano. Uma característica curiosa do gás, na região entre as frentes de choque, é o fato de que, após se estabilizar no centro do braço, a componente y oscila em torno de 0, indicando que,

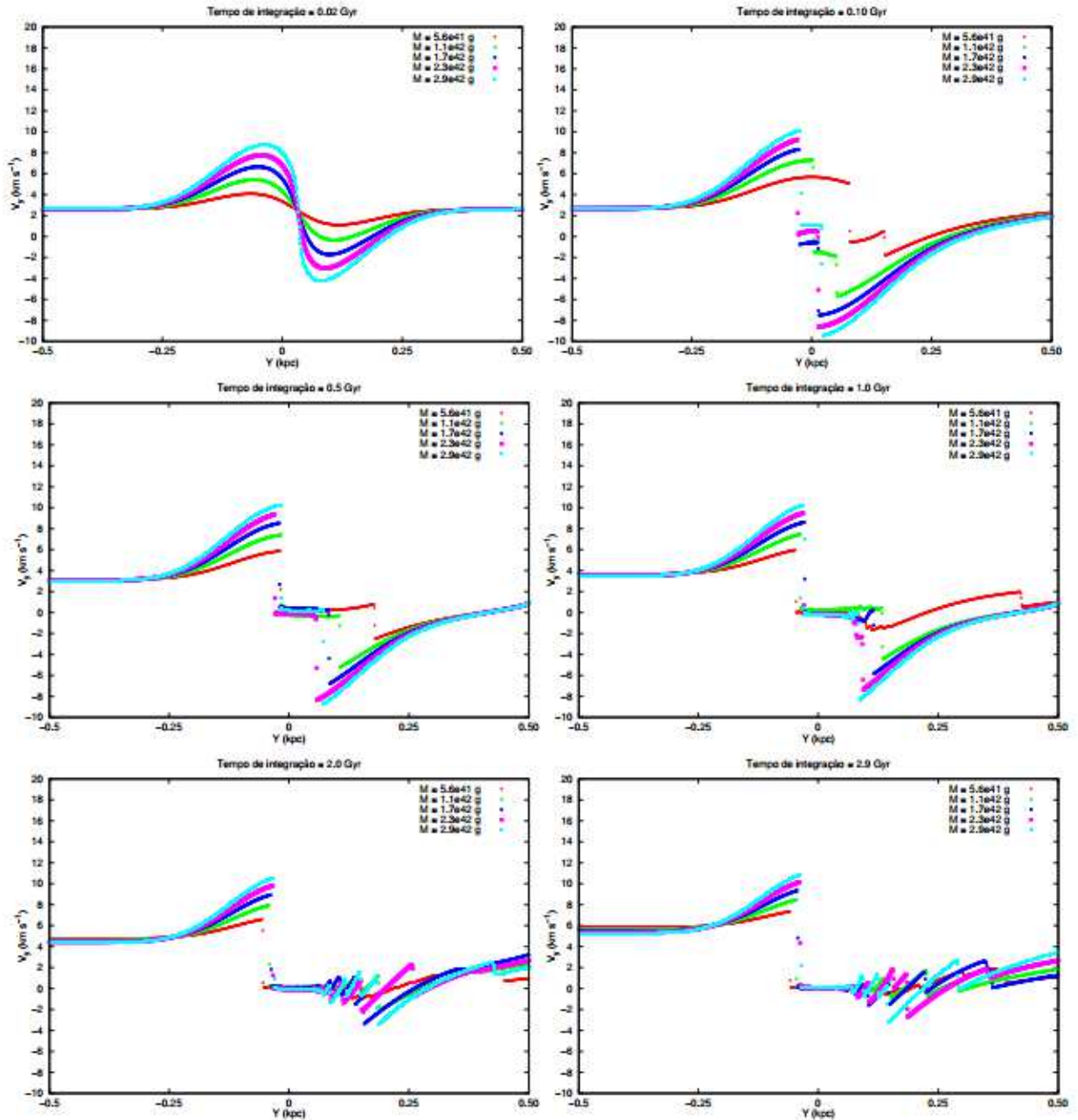


Figura 3.1: Perfis da componente y da velocidade para todos os valores de M . As figuras configuram toda a simulação. O perfil corresponde a uma linha paralela ao eixo y da caixa passando por $y = 0$.

devido a formação do choque em ambos os lados, existe alguma oscilação do gás preso no braço. Isso se traduz em oscilações se propagando pelo gás, como visto nos painéis de 2.0 a 2.9 Ganos, nos quais vemos um numero de choques secundários se propagando a partir a região onde a componente y é nula.

3.1.2 Resposta da Densidade

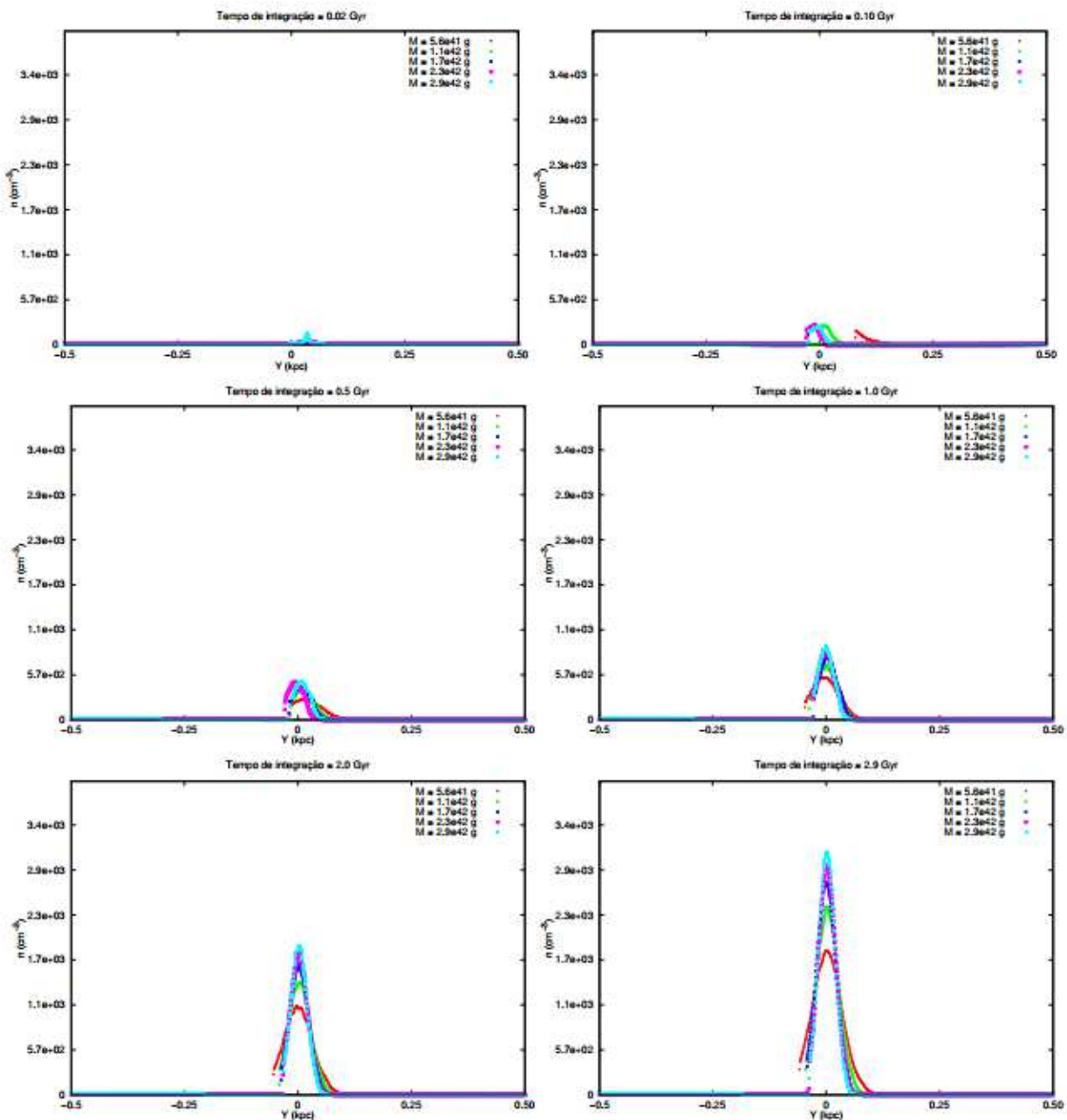


Figura 3.2: Perfis de densidade para os modelos apresentados na figura 3.1. Os perfis foram construídos usando uma linha paralela ao eixo y e em $x = 0$.

A figura 3.1 mostra uma característica interessante do gás quando capturado pelo potencial do braço. A região entre as frentes de choque mostra pequenas oscilações espaciais. Isso indica que podemos estar vendo oscilações em toda a extensão do braço. A figura 3.2 mostra perfis de densidade para os mesmos modelos apresentados na figura 3.1, para toda

a simulação. Podemos ver claramente que, ao longo do tempo, uma região mais densa é formada em uma fina faixa que se mantém separada do resto do sistema. Se compararmos a posição dessa faixa, no eixo y , vemos que a mesma coincide com a região entre os choques. Podemos ver, também, que o gás oscila espacialmente, mesmo depois de se assentar no centro da caixa. Note-se que, como o caso dos perfis da componente y da velocidade, essa região coincide com o centro do braço.

A região dos braços mostra claramente um adensamento, como esperado. No entanto, mesmo após se estabilizar no centro da caixa, a densidade do gás não varia muito em relação aquela vista nos primeiros 20 Manos, pelos próximos 500 Manos. Isso pode ser explicado como parte do relaxamento do gás. A região onde o gás é mais denso é bastante pequena, mas mostra que seu tamanho aumenta levemente, especialmente durante o período após 1.0 Gano. Isso indica que a pressão interna do gás passa a dominar a pressão de arraste que comprime o gás de ambos os lados e permite que o gás seja acumulado no centro de uma maneira quasi-estacionária.

O efeito da pressão de arraste, definida como ρv^2 , em comparação ao potencial e a pressão interna pode ser visto mais claramente quando comparamos as larguras da região do braço gasoso. Vemos que essa largura aumenta quando diminuimos a amplitude do potencial, indicando que a pressão interna, de fato é mais importante para casos. Note-se que, enquanto modelos com $M_s \geq 17 \times 10^{41}$ g apresentam a região de alta densidade presa no centro do braço já no instante 100 Manos, casos com menor massa da fonte apresentam um desvio da posição do pico de densidade com relação ao braço, no mesmo intervalo de tempo.

O fato de existir um desvio entre o pico de densidade e o centro do braço, para os modelos com os potenciais menos intensos, é outro indicativo de que a pressão de arraste somente é importante quando o potencial é fraco. De fato, quando a velocidade inicial é alta o suficiente, o gás forma, durante os primeiros instantes, um pequeno excesso de densidade cuja distância ao centro do braço depende tanto da intensidade do potencial quanto da velocidade inicial, assim como nos casos do potencial mais fraco vistos na figura 3.2. Se a velocidade é muito alta, para um mesmo potencial, esse pequeno excesso é empurrado para fora da caixa e o gás não é aprisionado no braço.

É importante notar que a frente do choque posterior ao braço, aparenta ser mais fraca

quando vista nos mapas de densidade. Isso pode indicar que o gás é acumulado no potencial mais fortemente pelo choque anterior. Dessa forma, esse choque secundário seria apenas um resultado do potencial muito forte, forçando o gás da região posterior do braço a cair no braço ao invés do caminho esperado em que o gás iria sair do braço e fluir para a borda superior da caixa. Note-se que, como a região de adensamento é pequena, o gás fora dessa região se comporta como o esperado e flui para fora da caixa na borda superior. A presença de choques de ambos os lados do potencial deve, portanto, amplificar o efeito que gera fluxos ao longo dos braços.

A densidade da região central aumentou bastante em comparação com a densidade inicial do gás. Isso indica que o gás mais denso, ao se assentar, passa a acumular gás rapidamente. Note-se que mesmo nesses últimos 2.0 Ganos, a densidade central continua aumentando e a simulação termina com o gás nunca atingindo um estado completamente estacionário.

Terminamos nossa análise estudando como a densidade máxima evolui com o tempo. A figura 3.3 mostra a densidade máxima como função do tempo, para os modelos apresentados nesse capítulo. Podemos ver que, em todos os casos, a simulação atinge um estado quase-estacionário, como mencionado anteriormente. Mais ainda, esse estado acontece após cerca de 100 a 200 Manos, como visto nos mapas de densidade da figura 3.2. Note-se que todas as simulações mostram variações fortes na densidade durante os primeiros instantes. Como mencionamos, durante esse período, o gás está relaxando e se estabilizando e são esperadas oscilações.

Existem diferenças sutis entre os diferentes modelos. Podemos ver que o pico de densidade inicial é dependente da intensidade do potencial, uma vez que, para uma única velocidade, vemos que existe uma relação entre a densidade do pico inicial e o momento em que o mesmo acontece. De fato, para massas maiores, o pico inicial é sempre maior e ocorre mais cedo na simulação. Note-se que o maior aumento da densidade ocorre durante os primeiros 100 Manos, para todos os modelos. Após o período de relaxação do gás, vemos que a densidade aumenta quase linearmente, indicando, como mencionado anteriormente, que o gás nunca alcança um estado estacionário.

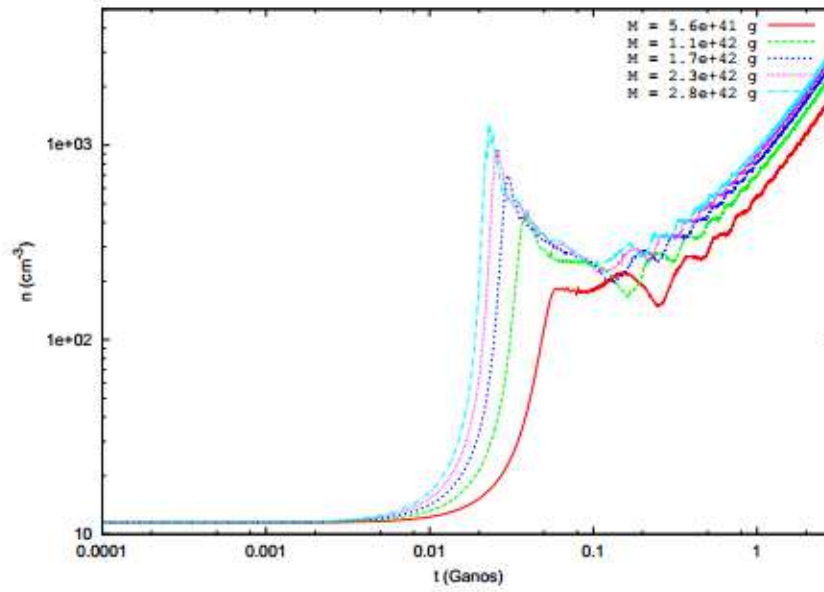


Figura 3.3: Densidade máxima ao longo do tempo, para todos os modelos estudados neste capítulo.

3.1.3 Fluxos nos Braços

A presença de choques devido aos braços espirais é, como mencionado, um resultado esperado (Roberts, 1969), com consequências importantes para a estrutura do ISM_g em galáxias. Uma das consequências mais interessantes é a possibilidade da existência de fluxos de gás ao longo dos braços. De fato, os perfis apresentados na figura 3.1 mostram que o gás se move com a mesma velocidade do padrão espiral quando aprisionado no potencial, uma vez que a componente y de sua velocidade se torna nula após a frente de choque.

Como nossas simulações vão a raios próximos da corotação, podemos inferir se existe algum fluxo de gás na direção do braço. Como mostrado anteriormente, choques são formados devido a captura do gás dentro do braço. Esse choque gera uma região, próxima do centro do braço, onde a velocidade do gás é nula na direção perpendicular ao mesmo. Para que possamos verificar a presença de fluxo de gás dentro dos braços, é necessário que a velocidade mantenha sua componente x mesmo que sua componente y seja nula.

A figura 3.4 mostra mapas de densidade com campos de velocidade sobrepostos para um dos modelos apresentados neste capítulo, $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$, $i = 15^\circ$ e $M_g = 28.6 \times 10^{11} \text{ g}$. Podemos ver nessa figura que, enquanto a componente y da velocidade é nula após o

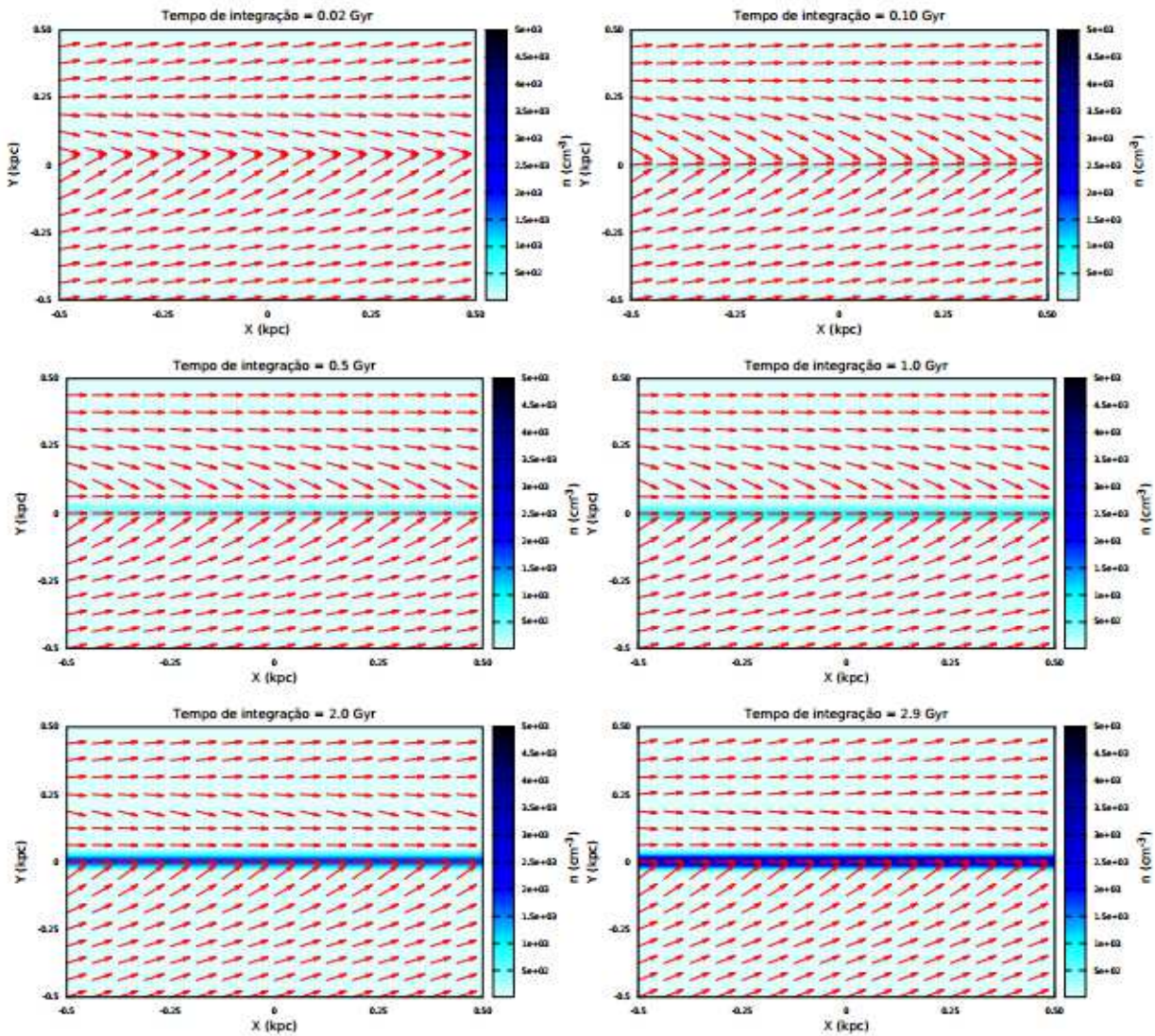


Figura 3.4: Mapas de densidade para $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$, $i = 15^\circ$ e $M = 28.6 \times 10^{11} \text{ g}$. Os painéis correspondem a diferentes instantes da simulação. Os vetores sobrepostos correspondem ao campo de velocidades do gás.

choque, os vetores agora apontam na direção do braço, dentro da região de alta densidade formada dentro do potencial. Isso indica que a componente x da velocidade não é afetada por choques, o que garante que o gás, logo após cair no braço, flui ao longo do mesmo.

Uma característica importante nos mapas da figura 3.4 é maneira como o campo de velocidades se comporta durante a simulação, no que diz respeito a sua recuperação da componente y. Podemos ver que durante os instantes iniciais, até 100 Manos, os vetores após a região de alta densidade apontam na direção do braço, como esperado pela análise dos perfis da figura 3.1. Após esse período, os vetores ainda aparentam apontar para o

centro da caixa. Note-se, entretanto, que depois de 1.0 Ganos, o gás apresenta choques secundários, como visto no perfil da componente y da velocidade. Mais ainda, o caso apresentado na figura 3.4 é aquele com o potencial mais intenso e, portanto, demora mais para que o choque secundário, formado no início das simulações, se dissipe. Dessa forma vemos que as oscilações vistas nos perfis de velocidade se estendem por toda a caixa e apenas acontecem para a componente y . Isso nos leva a concluir que o gás certamente está se movendo dentro dos braços na direção paralela ao mesmo.

3.2 Características globais das simulações

Nesta seção iremos verificar como os parâmetros iniciais afetam a interação do potencial com o ISM. Começaremos mostrando como a densidade máxima se comporta ao longo de nossas simulações. Aqui iremos mostrar como a densidade e velocidade máximas do gás, em nossas simulações se comportam, em relação aos parâmetros iniciais.

3.2.1 Velocidade Inicial

A figura 3.5 mostra a densidade máxima como função do raio galáctico R para $i = 15^\circ$ e todos os valores de M . Note-se que o raio é correlacionado à velocidade inicial, da seguinte forma

$$V_i = V(R) - R\Omega_p, \quad (3.1)$$

onde $V(R)$ é a curva de rotação de Barros et al. (2013) e Ω_p e a velocidade angular do padrão espiral. Isso significa que as curvas mostradas na figura 3.5 são associadas a velocidade inicial do gás. Tal associação tem consequências bastante interessantes no que diz respeito a estrutura do disco. Vemos nessa figura que existe uma queda na densidade com o raio galáctico. Essa relação é esperada em qualquer galáxia espiral, uma vez que em galáxias reais o disco tem um perfil de densidade radial. No entanto, a relação com a velocidade inicial torna essa relação em um mínimo na região da corrotação. Isso se deve ao fato de que, como nossas simulações são simétricas com respeito ao raio de corrotação, a mesma relação após tal raio deve existir. Dessa forma, se nos aproximamos da corrotação de qualquer lado, vemos que o gás é menos denso no raio da corrotação.

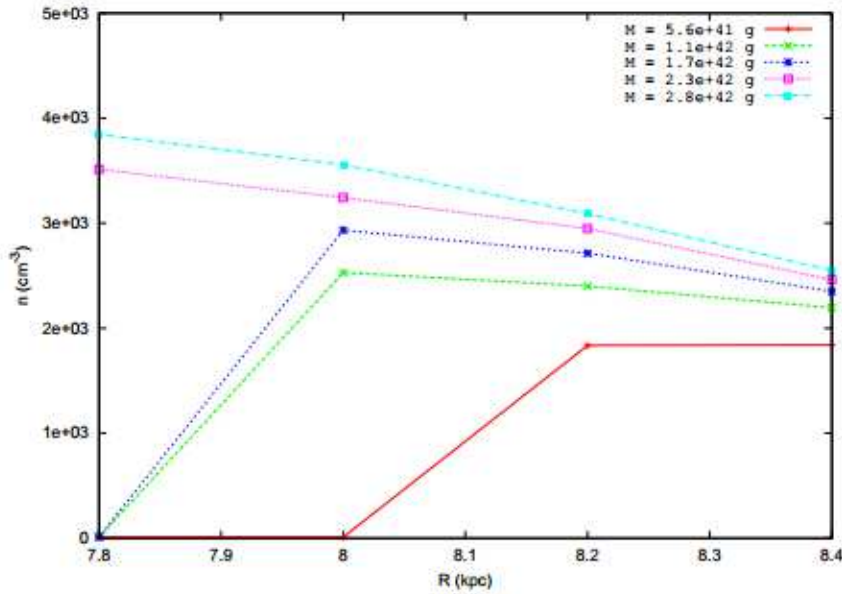


Figura 3.5: Densidade máxima como função do raio galáctico R , para $i = 15^\circ$ e todos os valores de M . Note que o raio é correlacionado com a velocidade inicial de forma que a relação nesta figura também é válida para a velocidade inicial V_i .

Amôres et al. (2009) apresenta uma das consequências mais interessantes desse mínimo. De acordo com esses autores, um mínimo da densidade de gás é visível no ISM_g da Galáxia, em um anéis cujo raio é bastante próximo do raio da corrotação. Esse mínimo foi previsto por Lépine et al. (2001). Neste trabalho, os autores utilizam simulações de n-corpos em 2 dimensões que indicam que o gás, ao passar pelos braços espirais, deve seguir o mesmo, sempre se afastando da corrotação. Como nossas simulações são hidrodinâmicas, podemos ver com maiores detalhes e explicar, em parte com o mínimo é formado.

O mínimo presente na corrotação é muito importante para a evolução secular da Galáxia, uma vez que a falta de gás pode ser associada a diferenças na inclinação de perfis de metalicidade para o disco interno e externo, assim como a possível presença de um mínimo (Lépine et al., 2011; Acharova et al., 2012). A possibilidade de um disco com duas fases é explicada como uma consequência do mínimo de gás na corrotação isolando o disco interno e o disco externo. O mesmo vazio pode ser visto no disco estelar, como mostrado por Barros et al. (2013), indicando que essa estrutura deve ser uma característica global.

Podemos ver que o mínimo é uma característica geral de galáxias, uma vez que o gás

apresenta o mesmo comportamento para diferentes massas da fonte e, portanto, para potenciais de intensidades diferentes. Note-se, entretanto, que alguns modelos não capturam o gás. Nesses casos a densidade máxima se mantém igual a seu valor inicial. Note-se também que a diferença entre as densidades para diferentes potenciais diminui quanto mais próximos da corrotação estamos, indicando quanto menor a velocidade inicial, mais o potencial irá dominar.

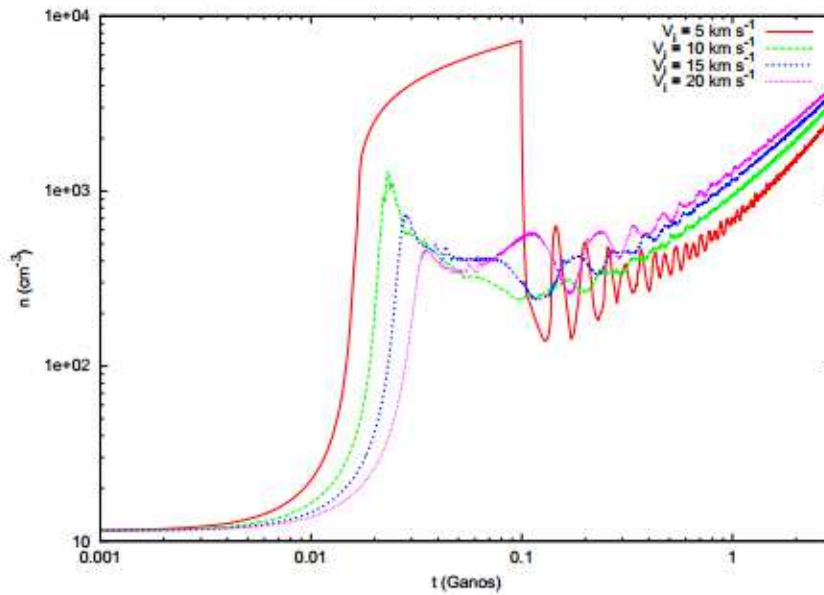


Figura 3.6: Densidade máxima como função do tempo, para o intervalo de velocidades $5 \text{ km s}^{-1} \leq V_i \leq 20 \text{ km s}^{-1}$. O *pitch angle* escolhido é $i = 15^\circ$ e $M = 28.6 \times 10^{11} \text{ g}$.

Para verificarmos como a densidade máxima se comporta durante toda a simulação, construímos um gráfico, apresentado na figura 3.6, mostrando a evolução da densidade máxima para cada velocidade inicial, para o mesmo *pitch angle* i e massa da fonte $M_s = 28.6 \times 10^{11} \text{ g}$. Podemos ver que a densidade máxima se comporta como visto na figura 3.3, com a densidade sendo maior para a maior velocidade ao longo de praticamente toda a simulação. Note-se que no início, existe um pico grande de densidade para $V_i = 5 \text{ km s}^{-1}$. Esse pico é simplesmente um resultado do relaxamento do gás durante os primeiros 100 Manos. Nesse caso, como o raio é bastante próximo da corrotação, o movimento do gás se assemelha com aquele do gás naquela região e ambas as frentes de choque são importantes, especialmente durante o período em que o gás é mais comprimido, como vimos nos mapas de densidade da figura 3.4 e nos perfis da figura 3.2. Esse pico, naturalmente não afeta o

resto da simulação para esse caso, como vemos na figura 3.6.

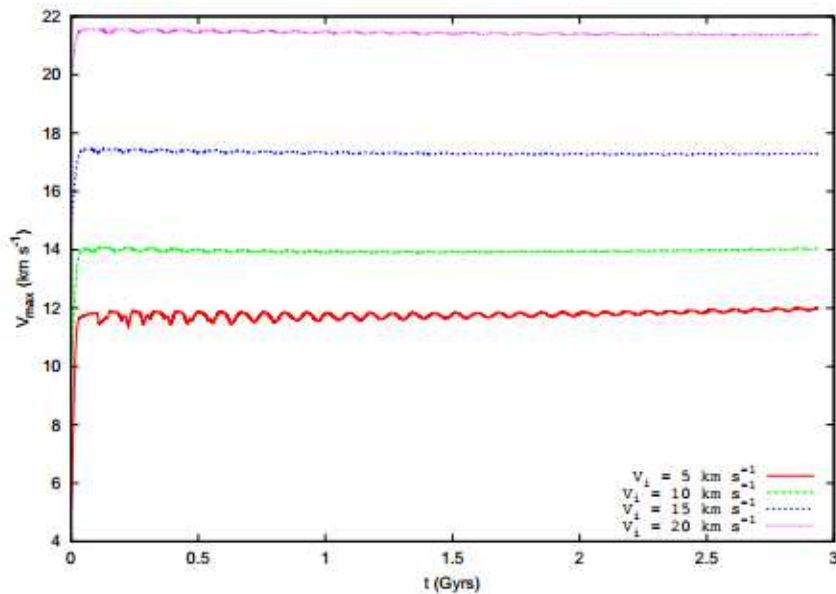


Figura 3.7: Velocidade máxima máxima em função do tempo para $5 \text{ km s}^{-1} \leq V_i \leq 20 \text{ km s}^{-1}$.

Por fim, estudamos, brevemente, como é o comportamento da velocidade ao longo das simulações. A figura 3.7 mostra a evolução da velocidade máxima do gás para o mesmo intervalo de parâmetros usados na figura 3.6. As curvas mostram o comportamento esperado, sendo constantes e aumentando para cada velocidade inicial. Todas as curvas aqui apresentam oscilações ao longo de toda a simulação, com $V_i = 5 \text{ km s}^{-1}$ apresentando as perturbações mais visíveis. Estas são possivelmente conectadas às oscilações acústicas presentes nas simulações, uma vez que elas aparecem sempre que o gás é capturado.

3.2.2 Pitch Angle

Direcionamos, agora, nossa atenção para a correlação do *pitch angle* com a densidade e velocidade máximas. A figura 3.9 mostra as densidades máximas finais para $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$ e todas as massas da fonte M . Podemos ver que existe uma forte correlação entre o *pitch angle* e a densidade máxima. Isto significa que o contraste de densidade entre o braço e o disco aumenta ao longo da sequência de Hubble. Esse resultado é esperado, uma vez que galáxias de tipos mais tardios tendem a ter um conteúdo gasoso maior que tipos anteriores.

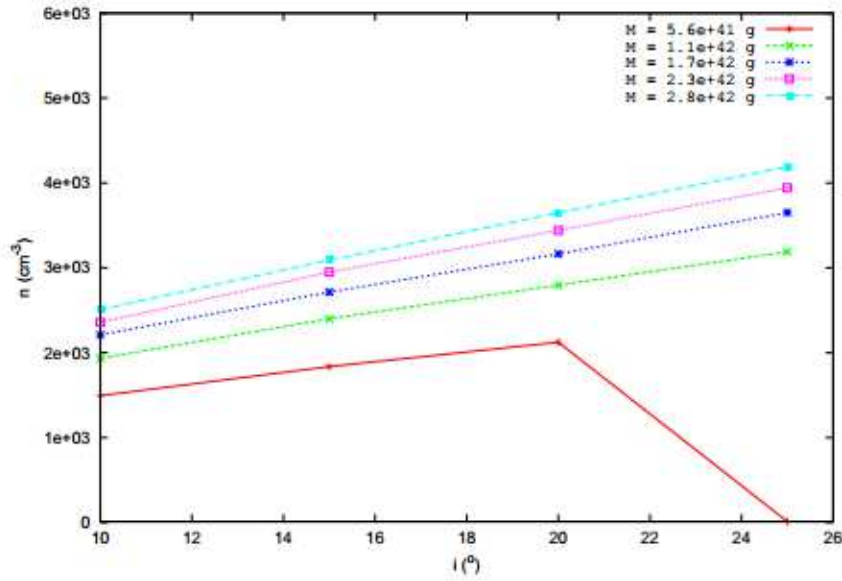


Figura 3.8: Densidade máxima do gás em função do *pitch angle* i para $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$.

O efeito visto na figura 3.8 é observado em galáxias reais. Grosbøl et al. (2004) estudou 54 galáxias, retiradas do catálogo RC3 (de Vaucouleurs et al., 1992) na banda K' e usou transformadas de Fourier em 1D para obter a amplitude das componentes não axissimétricas como barras e braços espirais. Ele acha que a amplitude A_2 , associada aos braços tende a ser mais forte para *pitch angles* mais altos, um resultado observado por de Lapparent et al. (2011), usando 4458 galáxias. ? também estudou as propriedades de galáxias espirais, usando 46 retiradas do catálogo S⁴G (Sheth et al., 2010), e também encontra um correlação entre o tipo de Hubble e o contraste dos braços com a região intermediária. Nosso modelo de potencial do braço e de sua interação com o gás interestelar nos permite explicar esses resultados com bastante simplicidade, uma vez que a relação entre o *pitch angle* é uma consequência natural de nosso potencial.

Note-se que, assim como o caso da velocidade inicial, vemos na figura 3.8 que em alguns casos o gás não é capturado pelo braço. De fato, quando usamos o potencial mais fraco, o gás deixa de ser aprisionado para 20 km s^{-1} . No caso da figura 3.5, vemos que o efeito é mais forte, mas similar ao visto para o *pitch angle*, uma vez que a componente y da velocidade é o parâmetro determinante no aprisionamento do gás.

A evolução da densidade máxima é mostrada na figura 3.9, para $10^\circ \leq i \leq 25^\circ$, para o conjunto de parâmetros usados na figura 3.8. A primeira característica vista nesta figura

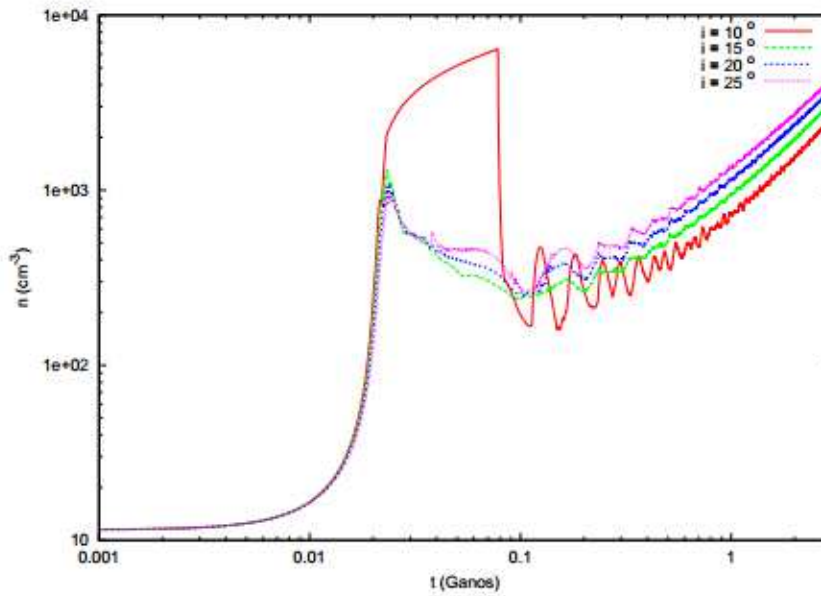


Figura 3.9: Densidade máxima máxima em função do tempo para $10^\circ \leq i \leq 25^\circ$.

é o grande pico visto para $i = 10^\circ$. Esse pico é formado pelo mesmo mecanismo descrito para o caso de $V_i = 5 \text{ km s}^{-1}$, visto na figura 3.6. Note-se que a densidade máxima não é afetada pela formação de tal pico ao longo da simulação e que esse pico também se encontra no período em que o gás está em relaxação. Como esperado, esse caso apenas corrobora o resultado visto na figura 3.8, e novamente a densidade do gás apenas cresce após os primeiros 100 Manos.

Efeitos da largura do braço e da capacidade térmica

No capítulo 3 verificamos como o gás interestelar responde ao potencial gravitacional para diferentes velocidades iniciais e amplitudes do potencial, no modelo em que o braço é um poço de potencial com perfil gaussiano. Um problema dos modelos anteriores é o fato de que a magnitude do potencial da equação 2.13 é determinada tanto pela massa da fonte M_s quanto pela largura do braço σ_{\perp} . Essa variação naturalmente afeta os resultados obtidos até o momento.

Outro fator importante é o fato de que usamos um $\gamma_{eff} = 1.01$, ou seja que o gás é isotérmico. Isso significa que o gás efetivamente perde energia interna na mesma taxa em que a sua compressão irá aumentá-la. Dessa forma, a escolha desse coeficiente determina a compressão e o tamanho da região de alta densidade dentro do braço. Mais ainda, a energia interna irá ser afetada diretamente, assim como a densidade máxima.

Neste capítulo estudamos como os parâmetros σ_{\perp} e γ_{eff} afetam as simulações anteriores. As simulações aqui também englobam um intervalo maior de raios, passando pela corrotação, e usam um perfil de decaimento exponencial modulado pelo raio galáctico para a amplitude do potencial.

4.1 *Setup modificado das simulações*

Como mencionado no capítulo 2, todas as simulações realizadas utilizam o mesmo esquema básico. Simulamos um domínio 2D quadrado de lado 1 kpc e resolução de 1024^2 . Os métodos de resolução já foram discutidos no capítulo 2. O modelo do disco (seção 2.1) é o mesmo e os valores de densidade numérica e massa de gás dentro da caixa computacional são $n = 10 \text{ cm}^{-3}$ e $M_{box} = 5.6 \times 10^{40} \text{ g}$, respectivamente. A escala de altura do disco é h

= 100 pc, assim como as simulações apresentadas no capítulo 3.

As velocidades iniciais do gás são determinadas da mesma forma, via resolução da equação 2.3. A curva de rotação é a mesma (Barros et al., 2013) e o valor de $\Omega_p = 25.0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (Lépine et al., 2011). A primeira diferença entre as simulações é o intervalo de raios galácticos utilizados neste capítulo. Escolhemos um intervalo de 7.0 kpc a 10 kpc, com o raio da corrotação em $R = 8.5 \text{ kpc}$. Isso corresponde a um intervalo de velocidades de -40 até 40 km s^{-1} .

O potencial utilizado é aquele apresentado na equação 2.13. No entanto, definimos um perfil para a amplitude do potencial. Escrevemos a amplitude $M(R)$ como

$$M(R) = M_0 R e^{-R/\epsilon_s}, \quad (4.1)$$

onde M_0 é a massa máxima do perfil e $\epsilon_s = 2.5 \text{ kpc}$ é a escala de comprimento do padrão espiral. A figura 4.1 ilustra esse perfil.

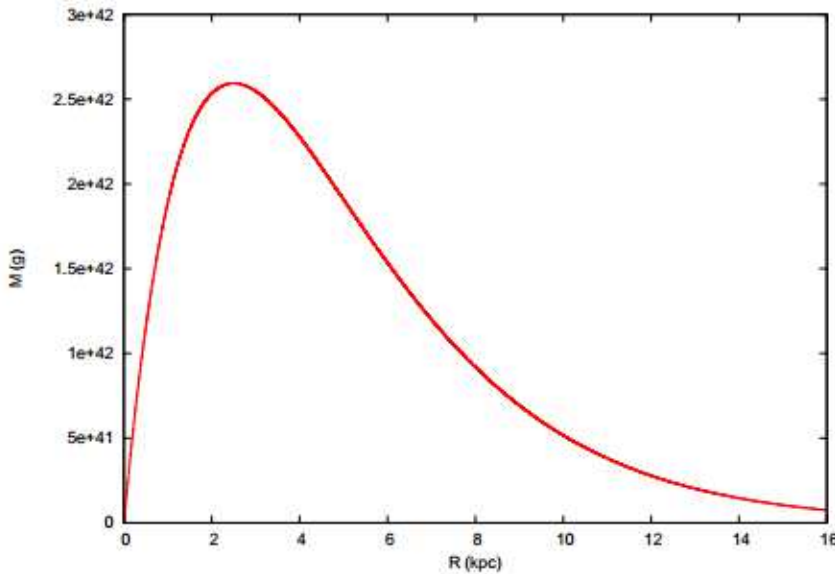


Figura 4.1: Perfil de decaimento da amplitude do potencial do braço espiral como função do raio galáctico.

A escolha de $\epsilon_s = 2.5 \text{ kpc}$ foi feita para garantir que o contraste de densidade presente na equação 2.15 aumente com o raio galáctico, como observado por ? e Kendall et al. (2011) em suas amostras. Como usamos o modelo proposto por JLBB13 para determinar o contraste de densidade apresentado na equação 2.16, vemos que isso de fato acontece

quando $\epsilon_d = 2.5$ kpc, ou seja, quando $\epsilon_d = \epsilon_s$. Note-se que, de acordo com JLBB13, isso significa que o crescimento é talvez rápido demais. No entanto, isso não afeta fortemente nossos resultados uma vez que, para cada raio, escolhemos uma região de área 1 kpc^2 onde todas as propriedades do gás e braço são inicialmente constantes.

Para determinar o valor de M_0 , escolhemos a maior massa da fonte dos modelos anteriores, $M_{corr} = 28.6 \times 10^{11} \text{ g}$, como a amplitude do potencial no raio da corotação. Dessa forma $M_0 = 98.7 \times 10^{11} \text{ g}$. Completamos o modelo do potencial escolhendo o *pitch angle* i que é, agora, mantido constante, com o valor de $i = 15^\circ$. O valor de σ_\perp é um parâmetro livre, cujos valores possíveis estão entre 100 e 200 pc.

Por fim, mantemos a mesma temperatura $T \approx 100 \text{ K}$ para o gás, porém modificamos o valor de γ_{eff} . Para os modelos estudados neste capítulo, usamos $\gamma_{eff} = 1.1$ para todos os modelos de velocidade e σ_\perp . Isso gera uma velocidade do som $c_s = 1.0 \text{ km s}^{-1}$, idêntica ao valor escolhido para os modelos estudados no capítulo 3. Para os modelos com $V_i = -10$ até 10 km s^{-1} , também empregamos $\gamma_{eff} = 1.2$. Neste caso a velocidade do som ainda é bastante próxima de 1.0 km s^{-1} .

O tempo de integração também é 3.0 Ganos. A tabela 4.1 mostra o valor do raio galáctico, as velocidades relativas e amplitudes do potencial correspondentes.

Tabela 4.1 - Parâmetros como função do raio galáctico.

R (kpc)	V_i (km s^{-1})	$M(R)/M_{corr}$
10.0	-40.0	0.65
9.7	-30.0	0.71
9.3	-20.0	0.80
8.9	-10.0	0.90
8.5	0.0	1.00
8.2	10.0	1.10
7.8	20.0	1.22
7.4	30.0	1.35
7.0	40.0	1.49

4.2 Resultados

Nesta seção apresentamos os resultados de 5 simulações que varrem nosso espaço de parâmetros de maneira adequada. Os modelos apresentados aqui tem raio $R = 8.2 - 8.9$ kpc, correspondendo a velocidades iniciais $V_i = -10 - 10 \text{ km s}^{-1}$, para ambas as larguras do potencial e $\gamma_{eff} = 1.1$. Como os resultados obtidos aqui são semelhantes aos discutidos no capítulo anterior, iremos apresentá-los de forma semelhante, discutindo primeiro os perfis de velocidade e os de densidade.

O modelo para $R = 8.5$ kpc (no raio da corotação e, portanto, $V_i = 0 \text{ km s}^{-1}$ não é apresentado aqui devido ao seu comportamento anômalo. Esse modelo não possui um mecanismo para evitar a super compressão do gás, o que causa variações irreais na densidade do gás e em sua distribuição espacial. Note-se que esse efeito é dependente da intensidade do potencial e da energia interna do gás, uma vez que, se a pressão interna for suficientemente alta, o gás suporta a compressão. Dessa forma podemos apresentar modelos em $r = 8.5$ kpc quando $\sigma_{\perp} = 100 \text{ pc}$, se $\gamma_{eff} = 1.2$, e $\sigma_{\perp} = 200 \text{ pc}$, para ambos os casos de γ_{eff} .

4.2.1 Perfis de velocidade

A figura 4.2 mostra os perfis da componente y da velocidade do gás para os modelos estudados com $\gamma_{eff} = 1.1$. Como esperado, vemos que o gás sofre um choque ao entrar no braço, caracterizado pela presença de uma descontinuidade. Como nos casos estudados no capítulo 3, vemos que esses choques são formados cedo, para alguns modelos já durante 20 Manos. Note-se que o choque secundário também está presente nessas simulações, indicando que mesmo com o aumento de γ_{eff} e, por consequência, da pressão interna do gás, nos instantes iniciais das simulações o gás ainda é capturado de ambos os lados do potencial.

Existem diferenças importantes entre diferentes larguras do braço. O caso $\sigma_{\perp} = 100 \text{ pc}$ é muito semelhante àquele visto na figura 3.1. O gás sofre um choque cedo, mostrando um início de descontinuidade (já no primeiro instante mostrado) e em 100 Manos já se encontra assentado no centro do potencial, entre duas frentes de choque. A posição central onde o gás se acomoda é uma posição natural, obtida também por Roberts (1969). A frente de choque primária, por sua vez, é vista na região anterior ao braço, onde fica durante toda a

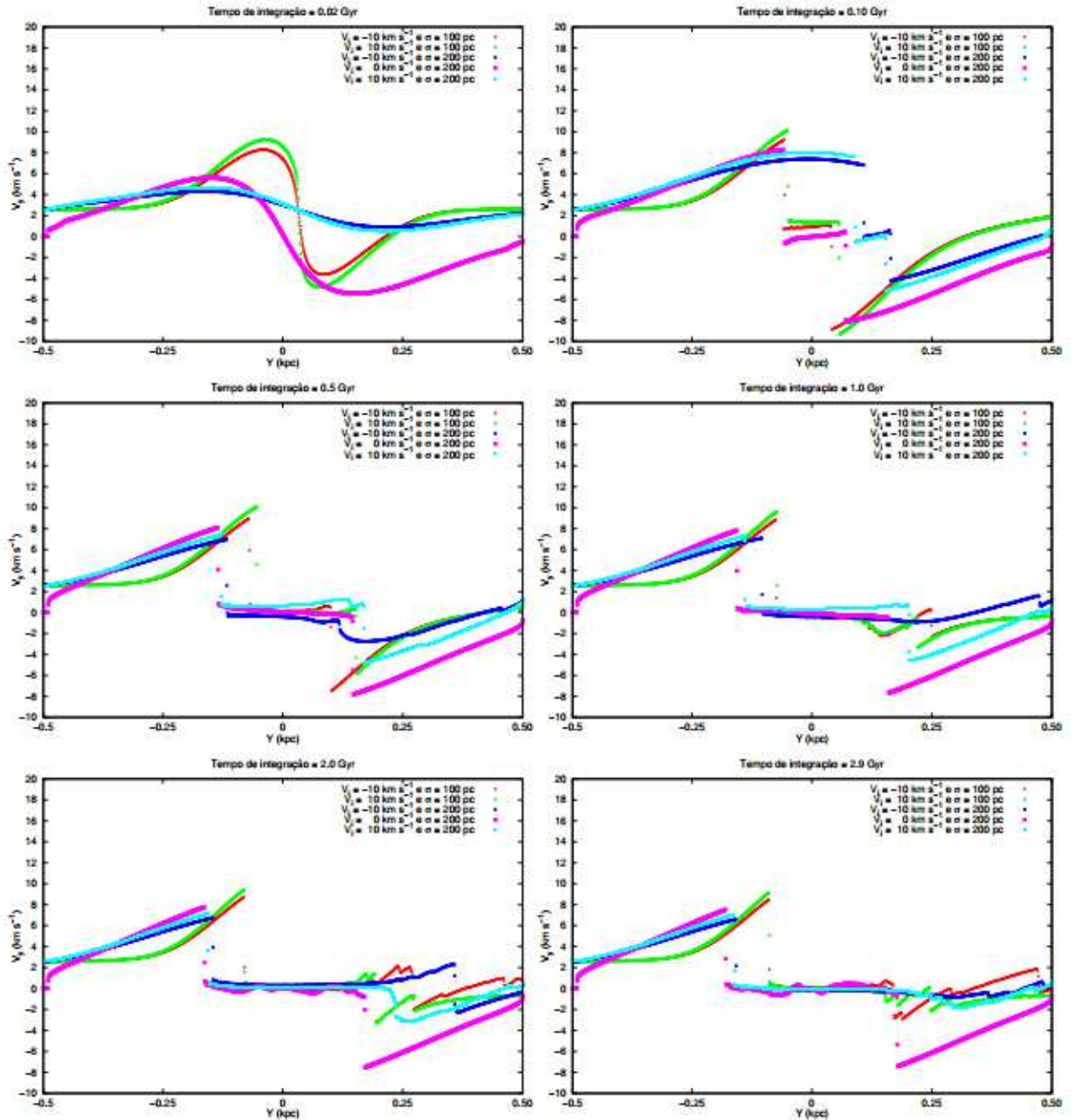


Figura 4.2: Perfis da componente y da velocidade para os modelos com γ_{eff} estudados nesse capítulo. Os perfis foram obtidos passando uma linha paralela ao eixo y , em $x = 0$.

simulação, outro resultado natural. De fato, apesar dos resultados de Roberts (1969) serem dependentes da orientação do padrão, *trailing* ou *leading*, nossos resultados independem dessa orientação, uma vez que em nossos modelos o que determina a direção de entrada do gás no potencial é o *pitch angle*.

O choque secundário apresentado pelas simulações também tem o papel de garantir a

captura de gás na região posterior ao braço. Mais ainda, vemos que nesse caso essa frente de choque dissipa após 500 Manos, em contraste com os modelos apresentados na figura 3.1. Existem aqui dois efeitos que podem causar essa diferença. O primeiro é o potencial para ambos os casos. Podemos ver que esse não deve ser o caso, uma vez que o potencial aqui é comparável com os casos mais intensos apresentados no capítulo 3. Mais ainda, vemos que o potencial afeta pouco o comportamento dos perfis, causando apenas variações incrementais na velocidade anterior e posterior ao choque. Dessa forma, podemos concluir que é a maior energia interna que força a interrupção de queda de gás na região do choques secundários e causa sua dissipação.

O caso de $\sigma_{\perp} = 200$ pc mostra uma situação bastante diferente. Neste caso, o choque é formado mais tarde e sua posição em 100 Manos não é correlacionada com a posição do centro do braço. Note-se também que a amplitude da descontinuidade é diferente daquela vista para os casos de $\sigma_{\perp} = 100$ pc, em concordância com Roberts (1969), que determinou que a intensidade do choque é correlacionada com a intensidade do potencial. Note-se que apesar das diferenças, os perfis são bastante semelhantes aos obtidos no capítulo 3 (incluindo aqueles para $\sigma_{\perp} = 100$ pc), indicando que esse comportamento geral é típico de choques espirais.

O caso da corrotação merece atenção especial. Apesar do potencial mais fraco, devido a um braço mais largo, o choque se forma tão cedo quanto o caso de $\sigma_{\perp} = 100$ pc. Mais ainda: o choque secundário é mais forte nesse caso do que nos outros e não se dissipa, sendo o único modelo a ter queda de gás de ambos os lados do potencial. Por outro lado, assim como os casos anteriores, o gás na corrotação apresenta uma componente y de velocidade nula, indicando que, dentro do braço, o gás se move com a mesma velocidade do padrão espiral. Naturalmente isso ocorre na corrotação, mas nossos modelos mostram que isso deve ocorrer em toda a extensão do braço, desde que o gás seja aprisionado dentro do potencial.

4.2.2 Perfis de densidade

A figura 4.3 mostra os perfis de densidade para os modelos apresentados na figura 4.2. Novamente vemos que o gás forma uma descontinuidade antes 100 Manos, apesar dos perfis da figura 4.2 indicarem que o choque é formado mais cedo. Um pico de densidade é

formado na região central do potencial, após o assentamento do gás e da frente de choque primária. Note-se também que os picos se formam cedo (já em 20 Manos), e todos já estão formados em 100 Manos.

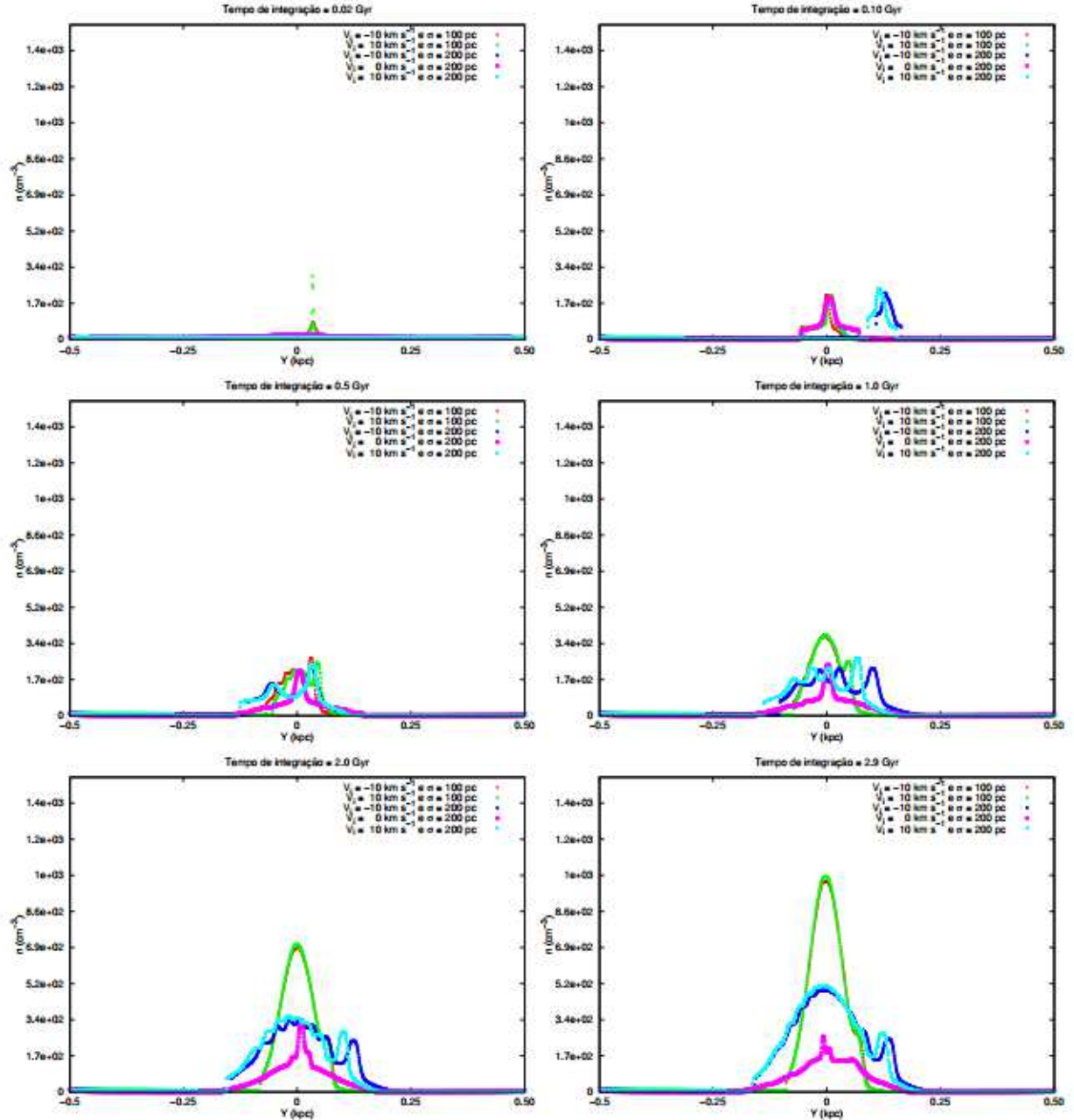


Figura 4.3: Perfis de densidade para os modelos com γ_{eff} estudados nesse capítulo. Os perfis foram obtidos passando uma linha paralela ao eixo y , em $x = 0$.

As densidades alcançadas são uma das diferenças mais evidentes entre os modelos. Os casos para $\sigma_{\perp} = 100$ pc mostram picos bem maiores que aqueles vistos para $\sigma_{\perp} = 200$ pc,

um efeito natural do potencial mais intenso no primeiro caso. Note-se que ao comparar os perfis da figura 3.2, vemos que a pressão interna afeta fortemente a densidade máxima alcançada, uma vez que a densidade nesses perfis são maiores que as atingidas no caso dos perfis da figura 4.3. Outra similaridade entre os modelos, tanto da figura 3.2 e 4.3, é o fato de que nenhum modelo (com exceção do modelo da corrotação), alcança um estado estacionário, uma vez que o pico de densidade nunca cessa seu crescimento mesmo em 3.0 Manos. É importante notar que a massa da fonte $M(R)$ não afeta esse resultado fortemente, uma vez que modelos com velocidades iniciais iguais alcançam densidades máximas semelhantes.

Uma diferença importante entre os perfis das figuras 3.2 e 4.3, para os modelos com $\sigma_{\perp} = 100$ pc, mostra que a largura do braço não é o único fator que determina a espessura final da região de alta densidade no braço. Isso ocorre devido a diferenças na pressão interna, uma vez que o gás com γ_{eff} maior resiste a compressão mais eficientemente que o caso de γ_{eff} menor. Isso indica que a largura do braço gasoso deve ser correlacionada com a largura, mas o resfriamento irá determinar onde serão os limites do braço gasoso, cuja largura não é necessariamente a mesma largura do braço estrelar.

A característica mais marcante nos perfis da figura 4.3 é a presença de um pico secundário, mais visível nos perfis para $\sigma_{\perp} = 200$ pc. Sua posição é correlacionada com o local onde o gás inicia sua acumulação dentro do braço. A sua formação é associada na existência do choque secundário, como podemos ver pelo perfil para o modelo da corrotação. Nele vemos que o gás se acumula em um pico forte dentro de uma região de acúmulo suave, cercado pelas frentes de choques. Esse mesmo perfil é aquele visto para todos os modelos em 100 Manos. Dessa forma, o gás é acumulado ali, mesmo quando o choque secundário é dissipado – enquanto o pico principal é formado.

A evolução temporal da densidade está disposta na figura 4.4, para $\gamma_{eff} = 1.1$ e 1.2. Podemos ver que, em ambos os casos, o gás tem um aumento grande de densidade, logo nos primeiros momentos da simulação – entre 10 e 100 Manos para todas as simulações. Isso ocorre para ambos os valores de γ_{eff} e vemos que o mesmo pode ser visto no caso da figura 3.3, onde, de fato, vemos que existe uma tendência de modelos com maior potencial ter picos maiores, um efeito visto na figura 4.4. No entanto note que os modelos da corrotação sempre apresentam valores mais altos e ocorrem mais cedo que aqueles vistos

para velocidades não nulas. Isso indica que o potencial deve variar drasticamente para que seu efeito seja mais importante que a velocidade inicial, uma vez que apenas quando a largura do braço é alterada temos grandes variações entre os modelos.

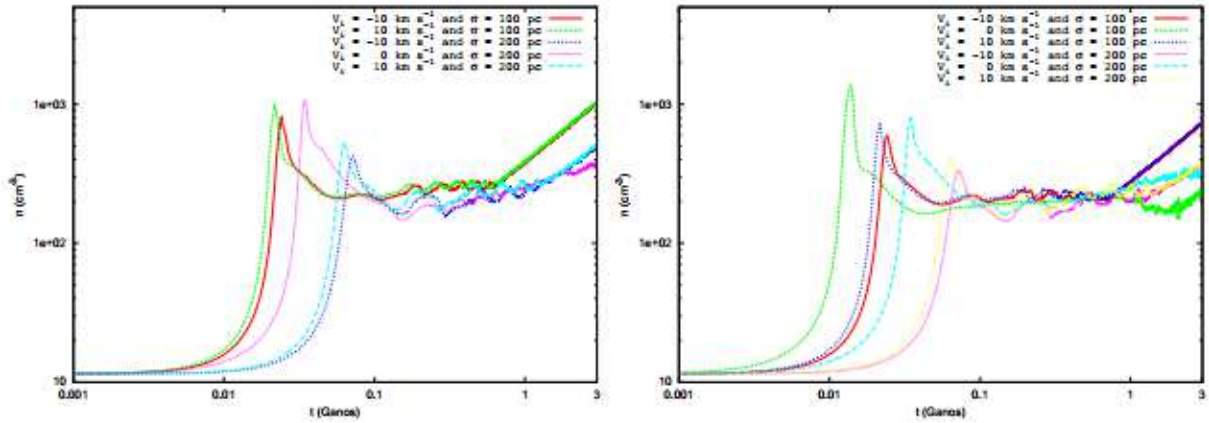


Figura 4.4: Densidade máxima em função do tempo, para os modelos apresentados neste capítulo, para $\gamma_{eff} = 1.1$ (esquerda) e $\gamma_{eff} = 1.2$ (direita). Note que o modelo da corrotação é apresentado para $\gamma_{eff} = 1.2$.

A comparação da figura 4.4 com as figuras 3.6 e 3.9 também mostra que as velocidades mais baixas se acumulam mais cedo e tem picos maiores do que velocidades mais altas. Podemos ver isso mais facilmente quando olhamos o caso de $V_i = 5 \text{ km s}^{-1}$ em comparação com os modelos da figura 4.4. O pico no caso anterior é muito mais intenso do que os outros casos, indicando que para velocidades pequenas (ou seja, raios mais próximos da corrotação) o potencial domina. Note-se que isso é predicado no valor da componente y da velocidade, uma vez que no caso da figura 3.9 o maior pico aparece para o menor *pitch angle* já que a velocidade é a mesma.

4.2.3 Fluxos radiais

Nesta seção iremos discutir brevemente, os resultados para os modelos obtidos neste capítulo, no que tange a transferência de momento angular. A figura 4.5 mostra mapas de densidade similares aqueles da figura 3.4, para tempo final das simulações de todos os modelos (excluindo o caso da corrotação). Como visto na figura 3.4, esses mapas mostram que o gás tem uma componente de velocidade na direção do braço, mesmo que sua componente perpendicular seja nula – ou seja, o gás está após o choque. Note-se

também que o campo de velocidades recupera sua componente y depois do braço.

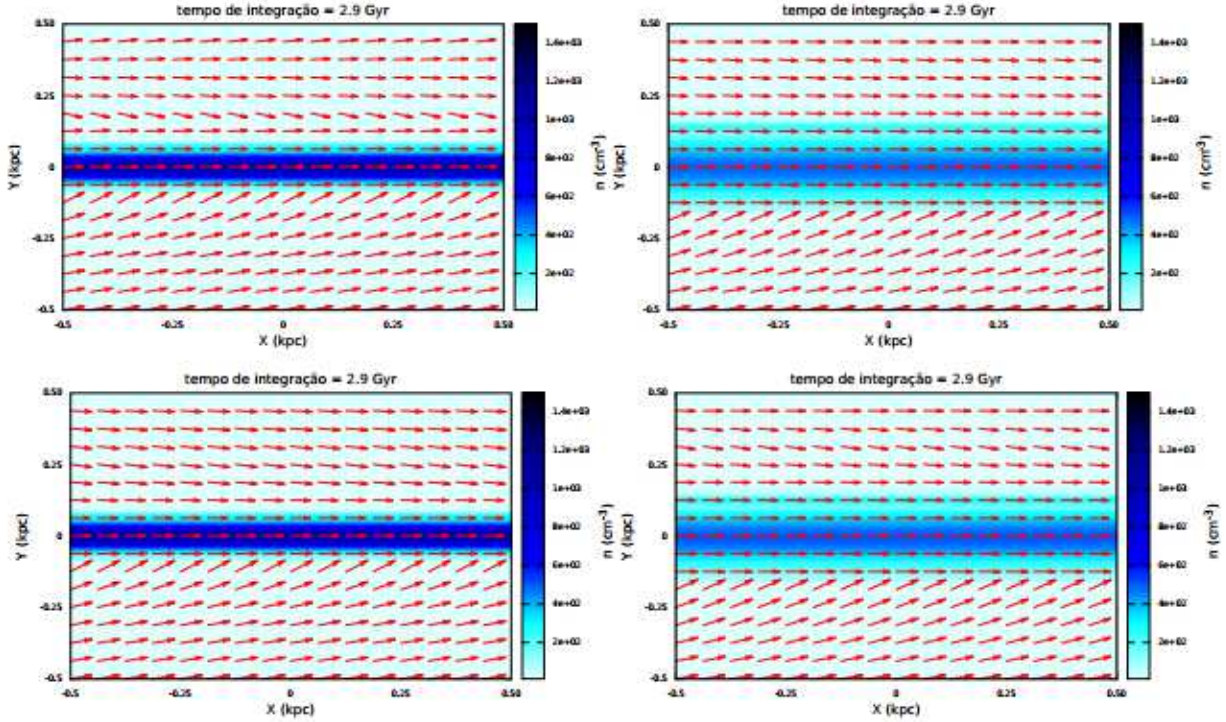


Figura 4.5: Mapas de densidade para $V_i = -10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_{\perp} = 100 \text{ pc}$ (superior esquerdo), $V_i = -10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_{\perp} = 200 \text{ pc}$ (superior direito), $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_{\perp} = 100 \text{ pc}$ (superior esquerdo) e $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_{\perp} = 200 \text{ pc}$ (superior direito). Os vetores sobrepostos correspondem ao campo de velocidade.

Esse resultado indica que, como nos modelos estudados no capítulo 3, o gás está fluindo ao longo do braço. De fato, até mesmo o caso para $\sigma_{\perp} = 200 \text{ pc}$ que possui um potencial mais fraco, vemos que o gás se move ao longo do braço. Isso indica que o gás troca momento angular com o material estelar do disco. Note-se que Roberts (1969) descobriu que as linhas de corrente de gás, se movendo em órbitas circulares, mostra deformações que fazem com que essas linhas sigam o braço. Nossos modelos apresentam um mecanismo bastante interessante para a transferência de momento angular em galáxias espirais.

4.2.4 Dependência da densidade com o raio galáctico

Como visto na seção 2.1, a densidade máxima é correlacionada com o raio galáctico. Essa relação se mantém quando mudamos o valor de γ_{eff} . A figura 4.6 mostra a densidade como função do raio galáctico para todos os modelos com $\gamma_{eff} = 1.1$. O principal resultado a

ser reportado aqui é a presença de um mínimo de densidade presente no raio da corrotação. Esse mínimo aparece para ambos os valores de σ_{\perp} e corrobora o resultado mostrado na figura 3.5. Nela vemos que o gás tem a densidade mais alta quanto mais distantes da corrotação estamos. O resultado obtido aqui mostra que esse resultado é válido para raios anteriores ou posteriores à corrotação.

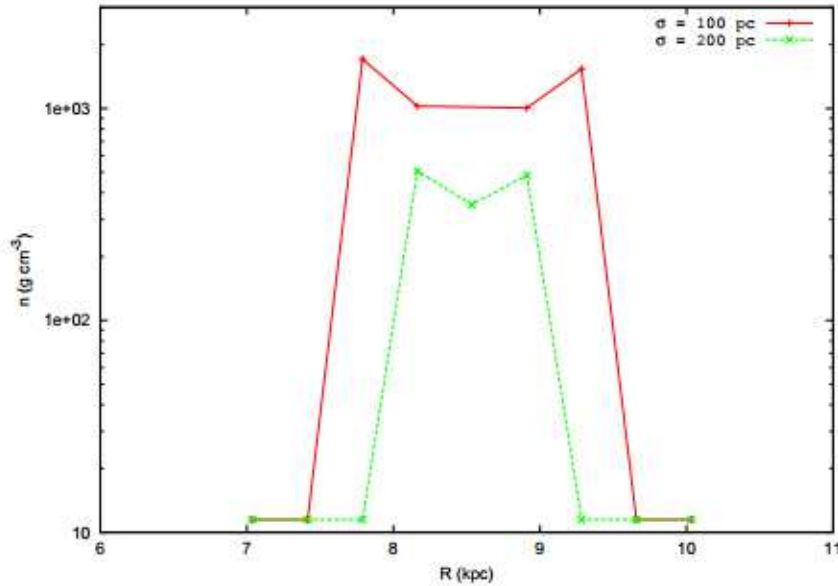


Figura 4.6: Densidade máxima do gás em função do raio galáctico R para todos os modelos, $\gamma_{eff} = 1.1$.

Um resultado importante obtido aqui é o fato de que, devido a diferença entre o potencial para a mesma velocidade, as curvas presentes na figura 4.6 mostram que a densidade do gás decresce com o raio naturalmente, um resultado esperado para o disco. De fato, existe um gradiente mesmo considerando o mínimo presente na corrotação. Note-se, entretanto, que velocidades maiores que $|V_i| = 20 \text{ km s}^{-1}$ com $\sigma_{\perp} = 100 \text{ pc}$ e $|V_i| = 10 \text{ km s}^{-1}$ com $\sigma_{\perp} = 200 \text{ pc}$, não apresentam captura do gás pelo potencial. Isso ocorre devido ao fato de o potencial não ser forte o suficiente para a captura, juntamente com o fato de que γ_{eff} é maior que aquele para os modelos mostrados na figura 3.5, o que garante que o gás tenha uma pressão interna capaz de sustentar a compressão do gás.

4.3 Comparações com a literatura

Nesta seção, iremos apresentar algumas comparações entre nossos modelos e resultados já publicados. Começaremos discutindo os resultados observacionais existentes e posteriormente discutimos como nossos modelos se comparam com outros modelos numéricos.

4.3.1 Comparações com observações

As comparações de resultados de cálculos hidrodinâmicos com observações tem sido muito difíceis, tanto para nossa galáxia quanto para galáxias externas. Devido a nossa posição no plano Galáctico e à forte extinção da luz pela poeira interestelar concentrada neste plano, as observações no visível se tornam inviáveis. Para as observações em rádio, não temos indicadores de distâncias muito confiáveis e os vários braços espirais são vistos um na frente do outro. Como pretendemos estudar variações de velocidades no interior de um braço, o método tradicional de determinar distâncias supondo que só existem velocidades circulares não é válido. Para as observações extragalácticas, são raras as observações com boa resolução angular e com inclinação favorável da galáxia. Se a galáxia for próxima de *face-on* não teremos informação sobre a velocidade do gás, enquanto que se ela for próxima de *edge-on* não distinguimos os braços. Estas dificuldades certamente serão vencidas a medida que novos resultados do grande interferômetro ALMA, com grande resolução angular, se tornarem disponíveis. No momento, os melhores casos disponíveis são as galáxias relativamente próximas como M51 (8.4 kpc) e M81 (3.6 Mpc) e M83 (4.5 Mpc). Apresentamos na figura 4.5 uma imagem composta de M81, na qual o hidrogênio neutro é mostrado em azul (projeto THINGS, Walter et al., 2008) - vide legenda.

Podemos reparar que os braços mais distantes do centro são constituídos basicamente de hidrogênio neutro (HI), e formam uma estrutura espiral bastante fina quando comparada com a dimensão da galáxia. Nossa interpretação é que o HI está aprisionado por um poço de potencial produzido por adensamento de orbitas estelares, com a mesma forma. Numa outra figura da distribuição de HI em M81 na qual as variações de velocidade são apresentadas (Figura 4.8), publicada por Visser (1980), podemos verificar a existência de um comportamento semelhante ao previsto por nosso modelo. Olhando o braço situado do lado direito da figura, e caminhando das regiões mais internas para as mais externas, vemos um aumento da velocidade, seguido de um súbito decréscimo, e nova subida até



Figura 4.7: Imagem composta da galáxia M81, mostrando hidrogênio neutro em azul (projeto THINGS), cor de rosa representa a emissão em 24 microns, atribuída a poeira, e o verde a emissão em 3.5 microns, atribuída a estrelas (THINGS team; NRAO/Spitzer).

chegar ao valor não perturbado da velocidade, na parte externa.

Num estudo mais detalhado de uma porção de um braço da Galáxia M83 (Figura 4.9), Lord e Kenney (1991) mostram a direção da velocidade circular do gás, incidindo sobre a

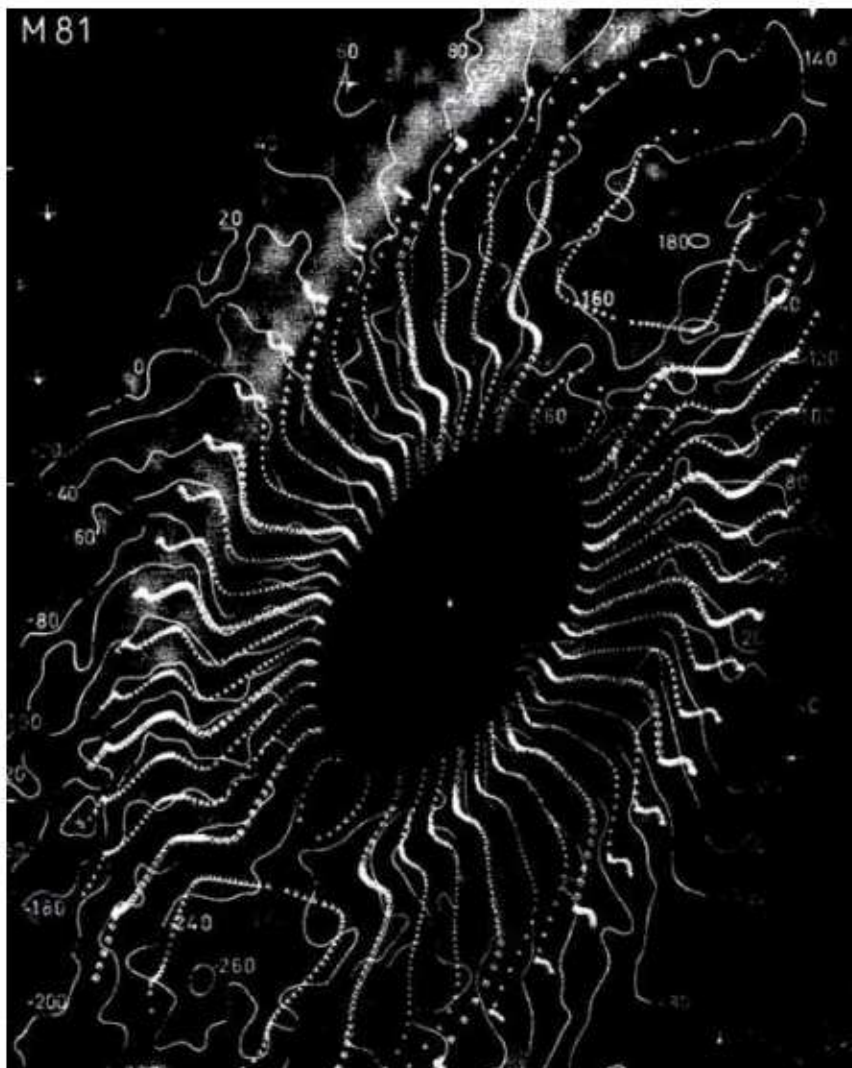


Figura 4.8: Campo de velocidade de HI na galáxia M81, publicado por Visser (1980).

parte interna de um braço. Observa-se a presença de uma faixa de poeira interestelar, na região mais interna do braço, e uma faixa paralela a esta primeira, na qual se encontram nuvens de CO e regiões HII.

A interpretação dos autores é que o gás difuso ao penetrar na borda interna do braço sofre uma onda de choque, causa da faixa de poeira, e que o gás "não difuso", que seriam as nuvens moleculares, atravessariam a essa frente de choque praticamente sem serem afetadas e formariam uma distribuição "alargada" depois da mesma. Podemos concordar com a primeira parte, ou seja o fato da faixa de poeira coincidir com a frente de choque do gás inter-braços penetrando no braço. No entanto os autores não tinham conhecimento, naquela época, de que os braços são basicamente um poço de potencial. As regiões HII

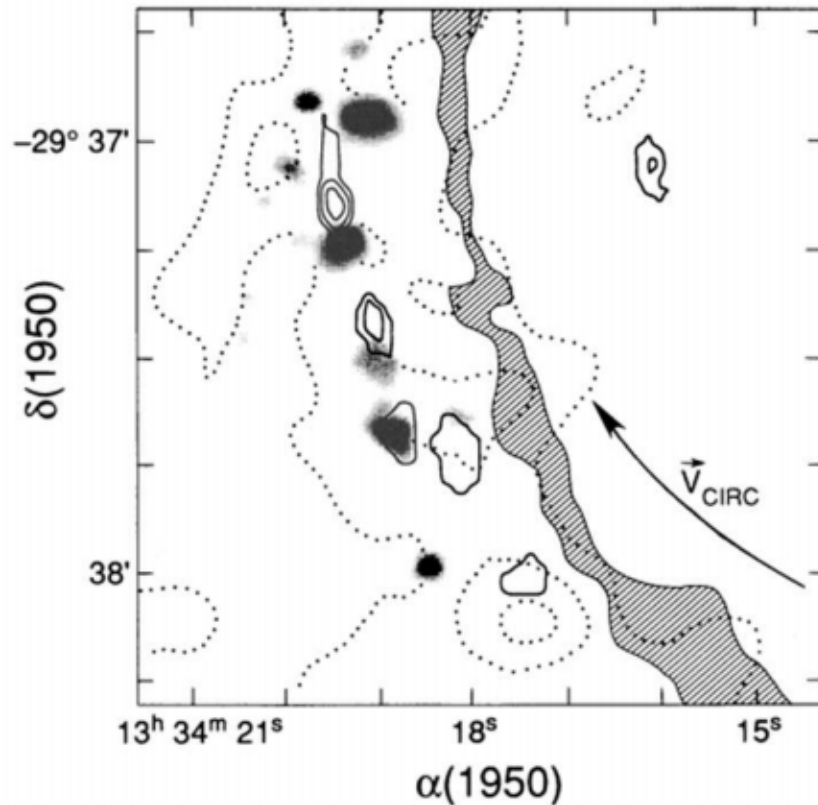


Figura 4.9: Esquema de um braço espiral da galáxia M83 por Lord e Kenney (1991). Na parte interna do braço, na qual incide o gás em rotação circular, aparece uma faixa escura de poeira inter-estelar. Pouco mais adiante (ao longo do fluxo de gás) aparece um alinhamento de nuvens densas de CO (contornos) e de regiões HII (manchas escuras).

e nuvens densas não formam uma distribuição alargada, mas uma linha bastante bem definida que em nossa visão corresponde à região onde o gás denso é aprisionado no fundo do poço de potencial, como foi visto em nossas simulações. Nosso trabalho não teve condições de acompanhar o comportamento do gás até a formação de *clumps* muito densos e formação de estrelas massivas que produzem regiões HII, mas obviamente estes fenômenos só podem ocorrer no fundo do poço de potencial, onde a densidade se torna naturalmente muito elevada, como demonstramos.

Uma pergunta relevante para o presente trabalho é se existem nuvens moleculares na região inter-braços, ou se nestas regiões existem apenas nuvens de HI, menos densas. Observações da galáxia M51 na linha $J=1-0$ da molécula CO, realizadas por Shetty et al. (2007) com o interferômetro milimétrico BIMA, respondem a esta pergunta (Figura 4.10).

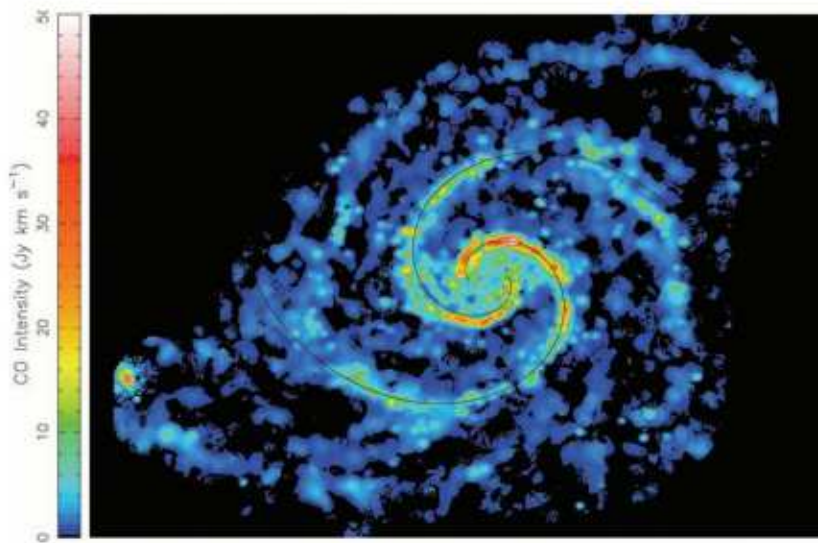


Figura 4.10: Mapa da distribuição de molécula CO na Galáxia M51 (Shetty et al., 2007).

Podemos ver claramente, nesta figura, a existência de CO (portanto, de gás frio e denso) nas regiões inter-braços. Isto sugere que em nosso modelo básico, em vez de um gás com densidade uniforme, sem nuvens, incidindo sobre o braço espiral, poderíamos ter considerado uma distribuição de gás com algumas nuvens mais densas do que a densidade média. Isto é o que foi feito por Falceta-Gonçalves et al. (2015), os quais estudam a incidência de uma nuvem sobre um braço espiral. No entanto, este mesmo artigo de Shetty et al. (2007) traz uma discussão que mostra que nossa hipótese de meio homogêneo, para a simulação da interação do gás com os braços, é bastante razoável. A figura 4.11 mostra como variam as propriedades do meio interestelar (densidade e velocidades) ao longo de um anel que atravessa os braços, para a galáxia M51. Notamos que na posição do braço se observa um grande aumento da densidade, e que a velocidade radial (a que mais se aproxima da velocidade na direção y , perpendicular ao braço, em nossos cálculos) inicialmente aumenta, e sofre uma forte inversão no centro do braço, passando a ser negativa, voltando em seguida a subir. Este comportamento é bastante semelhante ao que encontramos com nosso modelo.

Voltaremos a discutir o artigo de Shetty et al. (2007) na seção 4.3.2, numa comparação de nossos resultados com os de outros modelos.

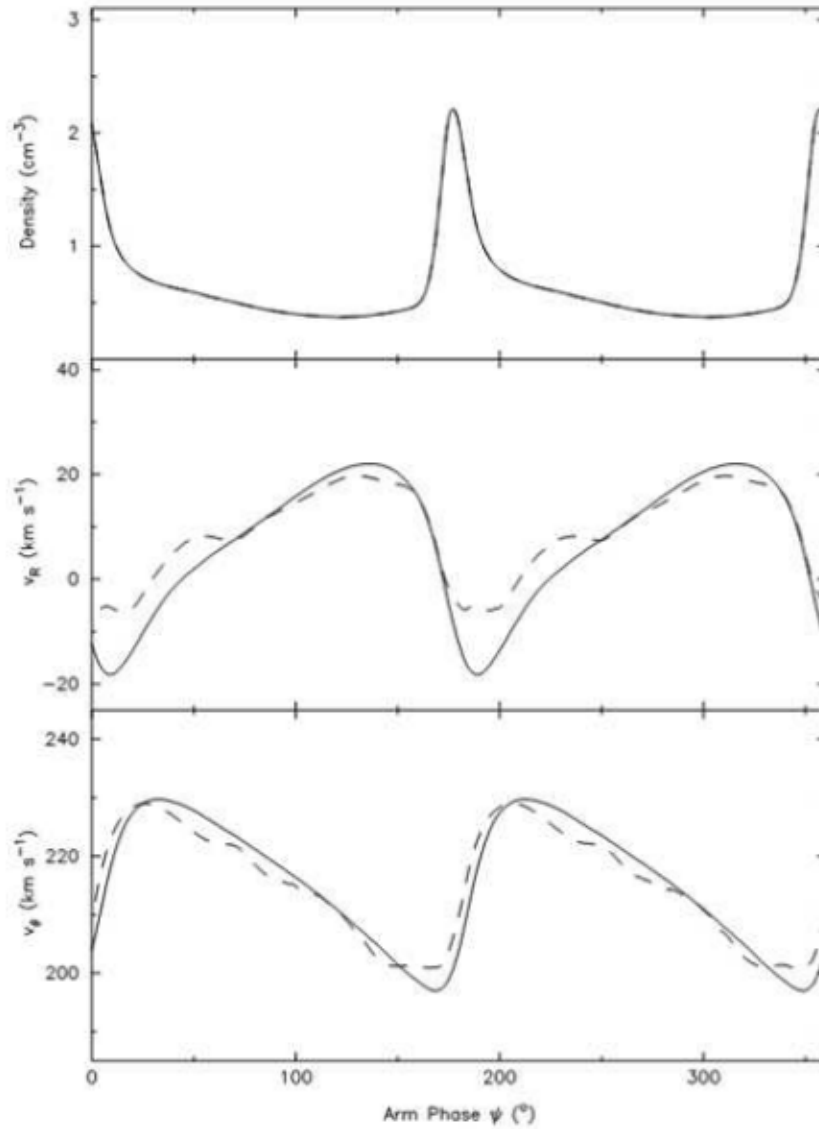


Figura 4.11: Figura de Shetty et al. (2007) mostrando valores observados da densidade do gás e das velocidades radial e tangencial do mesmo, observados ao longo de um anel de raio galactocentrico no intervalo de 8.38 a 8.92 kpc, para a galáxia M51. O eixo das abscissas é o angulo galactocentrico.

4.3.2 Comparações com modelos

Evidentemente, nossa intenção neste trabalho não foi de reproduzir resultados já existentes na literatura. Existe uma boa quantidade de simulações hidrodinâmicas de discos galácticos, mas a grande maioria apresenta diferenças consideráveis nas hipóteses iniciais, com relação ao nosso trabalho, e em consequência os resultados não são sequer comparáveis.

Bruce G. Elmegreen, uma das maiores autoridades em questões de meio Interestelar e

em discos galácticos, publicou um artigo de revisão junto com J. Scalo (?) no qual apresentam um estudo teórico das causas de turbulência no meio interestelar, com uma estimativa da potência injetada por cada uma dos processos que eles acham relevantes. Segundo eles, as supernovas e as super-bolhas dominam estes processos em termos de potência total. No entanto, o trabalho de Elmegreen e Scalo esquece de considerar em sua lista a interação do gás do disco com os braços espirais. Esta falha possivelmente invalida as conclusões daquele trabalho. Embora não se trate de um trabalho de simulações numéricas, ele ajuda a entender porque chegou a existir um ambiente científico que chegava a negligenciar o efeito dos braços. Dessa forma, Kim e Ostriker (2007) realizam simulações numéricas em que consideram a presença de gás e de estrelas. Concentrações de estrelas são consideradas como fonte de potencial gravitacional. O artigo conclui que a gravidade (devida às estrelas) é importante na produção de turbulência no meio interestelar em galáxias espirais. No entanto, em nenhum momento esse artigo introduz a presença dos braços espirais tais como sabemos que existem. O mesmo acontece com o artigo de Bournaud et al. (2010).

O artigo "The onset of large-scale turbulence in the interstellar medium of spiral galaxies"

O autor desta tese foi co-autor do artigo Falceta-Gonçalves et al. (2015), apresentado em apêndice, que estudou o efeito dos braços espirais, usando o mesmo modelo que utilizamos nesta tese, na formação de turbulência no meio interestelar. Foram usadas simulações de alta resolução, em 3 dimensões, nas quais a incidência de uma nuvem sobre o braço espiral leva à formação de movimentos turbulentos, com espectros de potência do tipo kolmogorov compatível com relações de escalonamento de Larson (Larson, 1981). Foi também verificado que choques são capazes de gerar turbulência, mas sua formação é devida a interações de maré em largas escalas. Um resultado interessante desse trabalho é o fato de que braços mais massivos e compactos (maiores amplitudes e menores larguras) resultam em movimentos turbulentos com maiores amplitudes, mas nenhuma correlação com o raio galactocêntrico existe, o que indica que turbulência é global em galáxias de disco, ao menos próximo dos braços.

Braços de fundo estelar e longevidade dos mesmos

Um trabalho observacional de grande importância é o de (Kendall et al., 2011), no qual os autores observaram um bom número de galáxias espirais, inclusive flocculentas, no infravermelho próximo, e verificaram que os braços continham excesso de população estelar, com relação a densidade estelar das regiões vizinhas, e que esta população continha estrelas de idade avançada. Estas observações reforçam o conceito de que os braços resultam de concentração de órbitas estelares, e favorece a hipótese de braços estáveis.

Um artigo que reconhece claramente que as estrelas são a causa do potencial espiral, e que o meio interestelar apenas responde a essa perturbação, é o de ?. No entanto, não se trata de simulação numérica, mas de tratamento analítico, que se assemelha ao trabalho anterior e muito conhecido de Roberts (1969). ?. consideram que as estrelas produzem uma perturbação senoidal em azimute, e consideram que o raio de corotação se encontra bem mais longe do centro galáctico do que é estabelecido hoje.

Um artigo por Wada et al. (2011) é bastante inovador com relação aos que comentamos até agora. Trata-se de um trabalho de simulações numéricas usando técnica de SPH (Smoothed Particles Hydrodynamics), em que os autores reconhecem o papel essencial das flutuações do campo gravitacional produzidas pelas estrelas, e estudam a interação do meio interestelar com essas perturbações. Eles constatam que os fluxos de gás convergem para os fundos dos poços gravitacionais, promovendo a formação de nuvens densas nestes locais. No entanto, uma grande diferença com nosso trabalho é que esses autores consideram que os braços são instáveis, ou seja, as flutuações de densidades estelares podem variar com escalas de tempo de 100 milhões de anos. Esse tempo é muito curto, corresponde a cerca de meia volta do Sol em torno do centro Galactico. Em nosso trabalho estamos considerando braços estáveis por alguns bilhões de anos. Por esse motivo os resultados finais não são comparáveis.

O conceito de braços "transientes" tem estado em moda nos últimos anos, com vários autores que defendendo esse ponto de vista, baseado principalmente em simulações de n-corpos dos discos galácticos (ex. ?, , e outros artigos do mesmo autor). No entanto existem outras simulações que apontam para longas vidas dos braços (Fujii et al. 2011) e simples considerações de bom senso mostram que o raio de corotação permaneceu em seu lugar atual por um longo período (Lépine et al., 2011).

Um dos trabalhos que mais se aproxima do nosso, por ser um trabalho de simulação hidrodinâmica, no qual se considera a interação do gás interestelar com braços espirais, e estes braços sendo descritos como sendo causados pela concentração de orbitas estelares e tendo longa duração, é o de Shetty et al. (2007). Este artigo apresenta um modelo, assim como resultados observacionais de M51. Já mostramos acima a boa concordância das observações com o que obtemos em nosso modelo, pelo menos qualitativamente. Há também boa concordância entre os modelos nossos e de Shetty et al. (2007). Um outro artigo, de Shetty e Ostriker (2006), tem como motivação explicar a origem dos *spurs* na galáxia M51. Estes são como filamentos de matéria ou plumas que saem de um braço principal, visíveis em imagens dessa galáxia assim como de outras galáxias espirais. O modelo é bastante bem sucedido em reproduzir os *spurs*, o que não aconteceria se as hipóteses básicas não fossem corretas, entre elas, o fato do poço de potencial ser estreito e profundo, e não senoidal.

Conclusões e perspectivas

Neste trabalho, investigamos como o gás interestelar interage com um potencial típico de braços espirais. Essa interação é de grande importância para o entendimento dos mecanismos que regulam a evolução de galáxias espirais. Para esse estudo, realizamos uma série de simulações hidrodinâmicas de alta resolução, em 2 dimensões, onde introduzimos um potencial estático, com um perfil gaussiano, cuja amplitude, e abertura são variáveis, em um domínio quadrado de lado 1 kpc. O gás interestelar foi modelado como um gás isotérmico, ideal, introduzido com velocidades diferentes. Evoluímos as simulações por 3.0 Ganos. No total, 80 simulações varrendo o espaço de parâmetros iniciais foram realizadas.

Nossas simulações naturalmente apresentam choques espirais, já previstos em trabalhos anteriores (Roberts, 1969). O choques são formados durante os primeiros milhões de anos e causam o acúmulo de gás nas regiões centrais do braço. No entanto, determinados parâmetros iniciais não permitem a captura do gás, uma vez que nesses casos a pressão de arraste empurra a região onde o gás se adensa para fora do domínio.

As simulações apresentam oscilações acústicas na região de gás denso. Isso é associado a formação de duas frentes de choque, uma anterior ao braço, próxima à fronteira de entrada do gás, e outra posterior ao braço. Essas frentes de choque são responsáveis por manter o gás mais denso preso em uma faixa fina no centro do braço espiral.

A densidade máxima do gás, dentro do domínio, se relaciona com os parâmetros iniciais, aumentando como função do *pitch angle* e a velocidade inicial. Em especial, o aumento de densidade máxima verificado para a velocidade inicial indica que deve existir um mínimo de gás na corrotação, uma vez que podemos correlacionar a velocidade inicial ao raio galáctico.

5.0.3 Fluxos de gás, evolução secular e mínimo de densidade na corotação

Um resultado claro de nosso trabalho é que o fluxo de gás interestelar que penetra nos braços é em grande parte transformado num fluxo ao longo dos braços, seguindo o fundo do poço de potencial. Podemos comparar o braços a rios transportando gás em vez de água. Esses rios fluem em direções opostas de cada lado da corotação, porque o a matéria interestelar penetra no braços por lados opostos, como podemos ver na figura 2.2. Neste trabalho não analisamos o resultado global destes fluxos, pois cada experimento só analisava uma área de 1 kpc X 1 kpc. No entanto é óbvio que fluxos em sentidos contrários, com relação a um dado raio galáctico, tendem a produzir um anel vazio de gás naquele raio. Este efeito (fluxo de gás esvaziando a região de corotação) se combina com o outro que mencionamos acima, da quantidade de gás que penetra nos braços ser menor na corotação, indo no mesmo sentido de produzir um mínimo de densidade na corotação.

O efeito dos fluxos de gás no interior dos braços, de esvaziar uma região em torno do raio de corotação, é um "efeito secular", o que significa que sua ação não é imediata, mas cumulativa com o tempo. A existência de um anel praticamente vazio de gás num raio cerca de 1 kpc maior que o da órbita solar foi demonstrado por (Amôres et al., 2009). Note se que esta espécie de anel de Cassini de nossa Galáxia separa e isola o gás situado dos dois lados da corotação, o que faz com que a evolução química se dê de forma independente dos dois lados. Assim, podemos explicar o degrau observado no gradiente de metalicidade do disco galáctico, exatamente neste raio como mostrado por (Lépine et al., 2011). A amplitude deste degrau nos informa sobre o tempo de existência desta separação química e portanto sobre o tempo de existência da atual estrutura espiral (da ordem de 3 bilhões de anos).

Efeitos do pitch angle sobre a evolução secular

A relação da densidade com o *pitch angle* também é bastante importante para a evolução secular de uma galáxia. Vemos que a densidade aumenta com a mudança de galáxias de tipo Sa para Sc, em concordância com literatura. Nossos modelos mostram que o contraste de densidade é maior para Sc. Galáxias de tipo mais tardio tendem a ter taxas de formação estelar maiores que tipos mais recentes. Como isso é ligado ao conteúdo gasoso, é possível que nossos modelos sejam capazes de modelar taxas de formação estelar. No entanto, não

temos como testar essa hipótese com as as simulações apresentadas nesse estudo, uma vez que eles não consideram formação estelar.

Esses resultados são corroborados por um conjunto de 24 simulações feitas com a mesma configuração, usando capacidades térmicas maiores que aquela usada nos modelos anteriores. Essas simulações varrem um espaço de parâmetro composto pela velocidade inicial do gás, a largura do braço e a amplitude do potencial. Tais simulações mostram que o gás troca momento angular com a componente estelar do disco e se move ao longo dos braços.

É interessante comentar aqui que é voz corrente, algo considerado como intuitivo, o fato de barras serem um poderoso mecanismo para conduzir fluxos de gás para o centro da Galáxia. Em princípio, barras e braços espirais possuem uma natureza comum, que é o fato de serem um poço de potencial causado por uma concentração de órbitas estelares. Considerando que o *pitch angle* de uma barra é algo próximo de 90° , o fluxo de gás ao longo da barra, produzido pelo gás do disco ao penetrar na mesma, deveria ser menor do que o fluxo dentro de um braço. Isto poderia explicar um certo acúmulo de gás num raio próximo da junção entre os braços e a barra, o "anel molecular".

Efeito do gás aprisionado nos braços sobre as velocidades observadas

Enquanto nos parágrafos anteriores o conceito de fluxos radiais se referia a velocidades com relação ao centro da Galáxia, vamos analisar por um momento como as velocidades são percebidas quando observadas a partir do sistema solar. De fato, ao observar o gás, a única informação cinemática disponível é a "velocidade radial" medida através do efeito Doppler. Não é possível medir movimentos próprios do gás. mencionamos no final da seção 1.1.1 que em nossa visão é impossível um braço espiral se expandir, apesar de alguns autores se referirem a esta expansão. No entanto, o conjunto de braços espirais ou padrão espiral, se encontra em rotação com velocidade angular Ω_p .

Um resultado importante de nossas simulações é o fato de que o gás aprisionado dentro do braço irá se mover juntamente com o mesmo, quando visto de um referencial como o Sol. Dessa forma, a rotação dos braços gera a impressão de que estes estão se afastando ou se aproximando de nós. Em consequência, o gás ali aprisionado deverá ser visto com movimentos semelhantes e portanto apresentará movimentos não circulares. Uma explicação correta das velocidades radiais observadas (diagramas longitude-velocidade)deveria levar

em conta os dois movimentos possíveis, os fluxos ao longo dos braços discutidos anteriormente, e o movimento do braço em direção ao observador.

5.1 *Perspectivas futuras*

A implicação do que foi discutido no parágrafo anterior é que nossos modelos poderiam explicar movimentos aparentes em direção ao Sol, e que torna-se necessário reanalisar os levantamentos de molécula CO já efetuados de nossa Galáxia. Em particular os diagramas longitude-velocidade devem ser revistos, deixando de lado a hipótese tradicional para se obter distâncias cinemáticas, de que o gás sempre apresenta velocidade circular de rotação em torno do centro galáctico. Isso torna interessante estudar como nossos modelos podem introduzir correções na distância cinemática de objetos tradicionalmente associados aos braços espirais. Trata-se de um modelo um pouco complexo, pois é necessário levar em conta que o Sol também tem seu movimento de rotação em torno do centro galáctico, e que as componentes de velocidade do gás depende da geometria dos braços. Parece-nos provável que conseguiremos uma boa explicação para as velocidades anômalas interpretadas como "braço em expansão" por alguns autores.

Outra possibilidade de continuação desse estudo é o uso de simulações em 3 dimensões para a verificação da existência e efeito de fluxos de gás na direção ortogonal ao plano do disco. Seria também de interesse aplicar um modelo semelhante ao que usamos neste trabalho para verificar a possibilidade de fluxos radiais (galactocêntricos) dentro da barra da Galáxia, e de barras em geral, e verificar quais condições poderiam favorecer este fluxo.

Finalmente, há um grande campo a ser explorado na questão das direções iniciais de estrelas recém-nascidas. É sabido que os braços espirais são um local privilegiado para formação estelar. Com base nos resultados deste trabalho, acreditamos que as estrelas nascem no gás aprisionado nos braços, que apresenta um fluxo com velocidade bem determinada, ao longo dos braços. As estrelas devem nascer com a mesma velocidade (em módulo e direção) que este fluxo de gás. A vantagem das estrelas ou aglomerados de estrelas é que podemos medir tanto sua velocidade radial quanto seu movimento próprio, ao contrário do gás. Selecionando amostras de aglomerados abertos muito jovens, com velocidades radiais e movimentos próprios conhecidos, podemos em princípio confirmar algumas de nossas previsões.

Referências Bibliográficas

- Acharova I. A., Mishurov Y. N., Kovtyukh V. V., Galactic restrictions on iron production by various types of supernovae, *MNRAS*, 2012, vol. 420, p. 1590
- Amaral L. H., Lépine J. R. D., A self-consistent model of the spiral structure of the Galaxy, *MNRAS*, 1997, vol. 286, p. 885
- Amôres E. B., Lépine J. R. D., Mishurov Y. N., The corotation gap in the Galactic HI distribution, *MNRAS*, 2009, pp 1533–+
- Ann H. B., Thakur P., Formation of Nuclear Spirals in Barred Galaxies, *ApJ*, 2005, vol. 620, p. 197
- Antoja T., Figueras F., Romero-Gómez M., Pichardo B., Valenzuela O., Moreno E., Understanding the spiral structure of the Milky Way using the local kinematic groups, *MNRAS*, 2011, vol. 418, p. 1423
- Athanassoula E., Romero-Gómez M., Masdemont J. J., Rings and spirals in barred galaxies - I. Building blocks, *MNRAS*, 2009, vol. 394, p. 67
- Athanassoula E. M. R. E. G. R. S. A., Bar formation and evolution in disc galaxies with gas and a triaxial halo: morphology, bar strength and halo properties, *mnras*, 2013, vol. 429, p. 1949
- Baba J., Asaki Y., Makino J., Miyoshi M., Saitoh T. R., Wada K., The Origin of Large Peculiar Motions of Star-Forming Regions and Spiral Structures of Our Galaxy, *ApJ*, 2009, vol. 706, p. 471

- Barros D. A., Lépine J. R. D., Junqueira T. C., A Galactic ring of minimum stellar density near the solar orbit radius, *MNRAS*, 2013, vol. 435, p. 2299
- Binney J., Tremaine S., *Galactic dynamics*, 1987
- Bottema R., Simulations of normal spiral galaxies, *MNRAS*, 2003, vol. 344, p. 358
- Bournaud F., Elmegreen B. G., Teyssier R., Block D. L., Puerari I., ISM properties in hydrodynamic galaxy simulations: turbulence cascades, cloud formation, role of gravity and feedback, *MNRAS*, 2010, vol. 409, p. 1088
- Carlberg R. G., Freedman W. L., Dissipative models of spiral galaxies, *ApJ*, 1985, vol. 298, p. 486
- Comeron F., Torra J., Figueras F., Understanding some moving groups in terms of a global spiral shock., *A&A*, 1997, vol. 325, p. 149
- Contopoulos G., Resonance Effects in Spiral Galaxies, *ApJ*, 1970, vol. 160, p. 113
- Contopoulos G., Grosbol P., Stellar dynamics of spiral galaxies - Nonlinear effects at the 4/1 resonance, *A&A*, 1986, vol. 155, p. 11
- Dame T.M. T. P., A NEW SPIRAL ARM OF THE GALAXY: THE FAR 3 kpc ARM, *ApJ*, 2008, vol. 183, p. L143L146
- de Lapparent V., Baillard A., Bertin E., The EFIGI catalogue of 4458 nearby galaxies with morphology. II. Statistical properties along the Hubble sequence, *A&A*, 2011, vol. 532, p. A75
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin Jr. H. G., Buta R. J., Paturel G., Fouque P., Third Reference Catalogue of bright galaxies (RC3), *VizieR Online Data Catalog*, 1992, vol. 7137, p. 0
- Dobbs C. L., Bonnell I. A., Spurs and feathering in spiral galaxies, *MNRAS*, 2006, vol. 367, p. 873
- Dobbs C. L., Bonnell I. A., Simulations of spiral galaxies with an active potential: molecular cloud formation and gas dynamics, *MNRAS*, 2008, vol. 385, p. 1893

- Dobbs C. L., Glover S. C. O., Clark P. C., Klessen R. S., The ISM in spiral galaxies: can cooling in spiral shocks produce molecular clouds?, *MNRAS*, 2008, vol. 389, p. 1097
- Dubinski J., The effect of dissipation on the shapes of dark halos, *ApJ*, 1994, vol. 431, p. 617
- Elmegreen B. G., Galliano E., Alloin D., Massive Clusters in the Inner Regions of NGC 1365: Cluster Formation and Gas Dynamics in Galactic Bars, *ApJ*, 2009, vol. 703, p. 1297
- Elmegreen B. G., Thomasson M., Grand Design and Flocculent Spiral Structure in Computer Simulations with Star Formation and Gas Heating, *A&A*, 1993, vol. 272, p. 37
- Falceta-Gonçalves D., Bonnell I., Kowal G., Lépine J. R. D., Braga C. A. S., The onset of large-scale turbulence in the interstellar medium of spiral galaxies, *MNRAS*, 2015, vol. 446, p. 973
- Falceta-Gonçalves D., Caproni A., Abraham Z., Teixeira D. M., de Gouveia Dal Pino E. M., Precessing Jets and X-ray Bubbles from NGC 1275 (3C 84) in the Perseus Galaxy Cluster: A View from Three-dimensional Numerical Simulations, *ApJ*, 2010, vol. 713, p. L74
- Falceta-Gonçalves D., de Gouveia Dal Pino E. M., Gallagher J. S., Lazarian A., Turbulence and the Formation of Filaments, Loops, and Shock Fronts in NGC 1275, *ApJ*, 2010, vol. 708, p. L57
- Feldman S. I., Lin C. C., A forcing mechanism for spiral density waves in galaxies., *Studies in Applied Mathematics*, 1973, vol. 52, p. 1
- Fryxell B., Olson K., Ricker P., Timmes F. X., Zingale M., Lamb D. Q., MacNeice P., Rosner R., Truran J. W., Tufo H., FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes, *ApJS*, 2000, vol. 131, p. 273
- Fujii M. S., Baba J., Saitoh T. R., Makino J., Kokubo E., Wada K., The Dynamics of Spiral Arms in Pure Stellar Disks, *ApJ*, 2011, vol. 730, p. 109

- Gardiner T. A., Stone J. M., An unsplit Godunov method for ideal MHD via constrained transport, *Journal of Computational Physics*, 2005, vol. 205, p. 509
- Gingold R. A., Monaghan J. J., Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars, *MNRAS*, 1977, vol. 181, p. 375
- Grosbøl P., Patsis P. A., Pompei E., Spiral galaxies observed in the near-infrared K band. I. Data analysis and structural parameters, *A&A*, 2004, vol. 423, p. 849
- Hubble E., A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae, *Proceedings of the National Academy of Science*, 1929, vol. 15, p. 168
- Hubble E. P., *Realm of the Nebulae*. Yale University Press, 1936
- Hunt L. K., Combes F., García-Burillo S., Schinnerer E., Krips M., Baker A. J., Boone F., Eckart A., Léon S., Neri R., Tacconi L. J., Molecular Gas in NUClei of GALaxies (NUGA). IX. The decoupled bars and gas inflow in NGC 2782, *A&A*, 2008, vol. 482, p. 133
- Jogee S., Scoville N., Kenney J. D. P., The Central Region of Barred Galaxies: Molecular Environment, Starbursts, and Secular Evolution, *ApJ*, 2005, vol. 630, p. 837
- Junqueira T. C., Lépine J. R. D., Braga C. A. S., Barros D. A., A new model for gravitational potential perturbations in disks of spiral galaxies. An application to our Galaxy, *A&A*, 2013, vol. 550, p. A91
- Kalnajs A. J., Spiral Structure Viewed as a Density Wave, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 1973, vol. 2, p. 174
- Kendall S., Kennicutt R. C., Clarke C., Spiral structure in nearby galaxies - I. Sample, data analysis and overview of results, *MNRAS*, 2011, vol. 414, p. 538
- Kennicutt Jr. R. C., The shapes of spiral arms along the Hubble sequence, *AJ*, 1981, vol. 86, p. 1847
- Kim C.-G., Kim W.-T., Ostriker E. C., Interstellar Turbulence Driving by Galactic Spiral Shocks, *ApJ*, 2006, vol. 649, p. L13

- Kim C.-G., Kim W.-T., Ostriker E. C., Galactic Spiral Shocks with Thermal Instability, *ApJ*, 2008, vol. 681, p. 1148
- Kim W.-T., Ostriker E. C., Formation and Fragmentation of Gaseous Spurs in Spiral Galaxies, *ApJ*, 2002, vol. 570, p. 132
- Kim W.-T., Stone J. M., Two-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Barred Galaxies, *ApJ*, 2012, vol. 751, p. 124
- Klessen R. S., Heitsch F., Mac Low M.-M., Gravitational Collapse in Turbulent Molecular Clouds. I. Gasdynamical Turbulence, *ApJ*, 2000, vol. 535, p. 887
- Knapen J. H., Shlosman I., Peletier R. F., A Subarcsecond Resolution Near-Infrared Study of Seyfert and “Normal” Galaxies. II. Morphology, *ApJ*, 2000, vol. 529, p. 93
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., Magnetohydrodynamic Simulations of Reconnection and Particle Acceleration: Three-dimensional Effects, *ApJ*, 2011, vol. 735, p. 102
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., Particle Acceleration in Turbulence and Weakly Stochastic Reconnection, *Physical Review Letters*, 2012, vol. 108, p. 241102
- Kowal G., Lazarian A., Beresnyak A., Density Fluctuations in MHD Turbulence: Spectra, Intermittency, and Topology, *ApJ*, 2007, vol. 658, p. 423
- Kowal G., Lazarian A., Vishniac E. T., Otmianowska-Mazur K., Numerical Tests of Fast Reconnection in Weakly Stochastic Magnetic Fields, *ApJ*, 2009, vol. 700, p. 63
- Larson R. B., Turbulence and star formation in molecular clouds, *MNRAS*, 1981, vol. 194, p. 809
- Leão M. R. M., de Gouveia Dal Pino E. M., Falceta-Gonçalves D., Melioli C., Geraissate F. G., Local star formation triggered by supernova shocks in magnetized diffuse neutral clouds, *MNRAS*, 2009, vol. 394, p. 157
- Lépine J. R. D., Cruz P., Scarano Jr. S., Barros D. A., Dias W. S., Pompéia L., Andrievsky S. M., Carraro G., Famaey B., Overlapping abundance gradients and azimuthal gradients related to the spiral structure of the Galaxy, *MNRAS*, 2011, vol. 417, p. 698

- Lépine J. R. D., Mishurov Y. N., Dedikov S. Y., A New Model for the Spiral Structure of the Galaxy: Superposition of 2- and 4-armed Patterns, *ApJ*, 2001, vol. 546, p. 234
- Lépine J. R. D., Roman-Lopes A., Abraham Z., Junqueira T. C., Mishurov Y. N., The spiral structure of the Galaxy revealed by CS sources and evidence for the 4:1 resonance, *MNRAS*, 2011, vol. 414, p. 1607
- Lin C. C., Shu F. H., On the Spiral Structure of Disk Galaxies., *ApJ*, 1964, vol. 140, p. 646
- Lindblad P. O., Gravitational Resonance Effects and the Formation of Spiral Structure, *Soviet Ast.*, 1961, vol. 5, p. 376
- Lord S. D., Kenney J. D. P., A molecular gas ridge offset from the dust lane in a spiral arm of M83, *ApJ*, 1991, vol. 381, p. 130
- Lucy L. B., A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, *AJ*, 1977, vol. 82, p. 1013
- Ma J., Zhao J. L., Shu C. G., Peng Q. H., Some statistical properties of spiral galaxies, *A&A*, 1999, vol. 350, p. 31
- Mac Low M.-M., Klessen R. S., Control of star formation by supersonic turbulence, *Reviews of Modern Physics*, 2004, vol. 76, p. 125
- Machado R. E. G., Athanassoula E., Loss of halo triaxiality due to bar formation, *MNRAS*, 2010, vol. 406, p. 2386
- Marinho E. P., Lépine J. R. D., SPHsimulations of clumps formation by dissipative collision of molecular clouds. I. Non magnetic case, *A&AS*, 2000, vol. 142, p. 165
- Marinho E.P. Andreatza C. M. L. J. R. D., SPH simulations of clumps formation by dissipative collisions of molecular clouds. II. Magnetic case, *Astronomy & Astrophysics*, 2001, vol. 379, p. 1123
- Martos M., Allen C., Franco J., Kurtz S., Spiral Density Wave Shock-induced Star Formation at High Galactic Latitudes, *ApJ*, 1999, vol. 526, p. L89

- Mignone A., Bodo G., Massaglia S., Matsakos T., Tesileanu O., Zanni C., Ferrari A., PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics, *ApJS*, 2007, vol. 170, p. 228
- Petit H., Hua C. T., Bersier D., Courtes G., The spiral structure of M 51 from H α and 2000Å UV images. A new tracer of density waves., *A&A*, 1996, vol. 309, p. 446
- Pichardo B., Martos M., Moreno E., Espresate J., Nonlinear Effects in Models of the Galaxy. I. Midplane Stellar Orbits in the Presence of Three-dimensional Spiral Arms, *ApJ*, 2003, vol. 582, p. 230
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., Numerical Recipes in C (2Nd Ed.): The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press New York, NY, USA, 1992
- Regan M. W., Mulchaey J. S., Using HUBBLE SPACE TELESCOPE Imaging of Nuclear Dust Morphology to Rule Out Bars Fueling Seyfert Nuclei, *AJ*, 1999, vol. 117, p. 2676
- Roberts W. W., Large-Scale Shock Formation in Spiral Galaxies and its Implications on Star Formation, *ApJ*, 1969, vol. 158, p. 123
- Sanna A. R. M. J. M. L. D. T. M. M. K. M. B. A. Z. X. W. X. Y., Trigonometric Parallaxes of Massive Star-Forming Regions. VII. G9.62+0.20 and the Expanding 3 kpc arm, *ApJ*, 2009, vol. 706, p. 464
- Santos-Lima R., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., The Role of Turbulent Magnetic Reconnection in the Formation of Rotationally Supported Protostellar Disks, *ApJ*, 2012, vol. 747, p. 21
- Santos-Lima R., Lazarian A., de Gouveia Dal Pino E. M., Cho J., Diffusion of Magnetic Field and Removal of Magnetic Flux from Clouds Via Turbulent Reconnection, *ApJ*, 2010, vol. 714, p. 442
- Sellwood J. A., Carlberg R. G., Spiral instabilities provoked by accretion and star formation, *ApJ*, 1984, vol. 282, p. 61

- Sheth K., Regan M., Hinz J. L., Gil de Paz A., Menéndez-Delmestre K., Muñoz-Mateos J.-C., Seibert M., Kim T., Laurikainen E., Salo H., Gadotti D. A., Laine J., Mizusawa T., Armus L., et al The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S⁴G), PASP, 2010, vol. 122, p. 1397
- Shetty R., Ostriker E. C., Global Modeling of Spur Formation in Spiral Galaxies, ApJ, 2006, vol. 647, p. 997
- Shetty R., Vogel S. N., Ostriker E. C., Teuben P. J., Kinematics of Spiral-Arm Streaming in M51, ApJ, 2007, vol. 665, p. 1138
- Spaans M., Silk J., The Polytopic Equation of State of Interstellar Gas Clouds, ApJ, 2000, vol. 538, p. 115
- Springel V., The cosmological simulation code GADGET-2, MNRAS, 2005, vol. 364, p. 1105
- Springel V., White S. D. M., Jenkins A., Frenk C. S., Yoshida N., Gao L., Navarro J., Thacker R., Croton D., Helly J., Peacock J. A., Cole S., Thomas P., Couchman H., Evrard A., Colberg J., Pearce F., Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars, Nature, 2005, vol. 435, p. 629
- Stone J. M., Ostriker E. C., Gammie C. F., Dissipation in Compressible Magnetohydrodynamic Turbulence, ApJ, 1998, vol. 508, p. L99
- Thakur P., Ann H. B., Jiang I.-G., Effect of Central Mass Concentration on the Formation of Nuclear Spirals in Barred Galaxies, ApJ, 2009, vol. 693, p. 586
- Toomre A., On the gravitational stability of a disk of stars, ApJ, 1964, vol. 139, p. 1217
- Toomre A., Group Velocity of Spiral Waves in Galactic Disks, ApJ, 1969, vol. 158, p. 899
- Toro E. F., Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction. pub-SV pub-SV:adr, 1999, xviii + 592
- van de Ven G., Fathi K., Kinematic Analysis of Nuclear Spirals: Feeding the Black Hole in NGC 1097, ApJ, 2010, vol. 723, p. 767

-
- Visser H. C. D., The Dynamics of the Spiral Galaxy M81 - Part Two - Gas Dynamics and Neutral Hydrogen Observations, *A&A*, 1980, vol. 88, p. 159
- Wada K., Instabilities of Spiral Shocks. II. A Quasi-Steady State in the Multiphase Inhomogeneous ISM, *ApJ*, 2008, vol. 675, p. 188
- Wada K., Baba J., Saitoh T. R., Interplay between Stellar Spirals and the Interstellar Medium in Galactic Disks, *ApJ*, 2011, vol. 735, p. 1
- Wada K., Koda J., Instabilities of spiral shocks - I. Onset of wiggle instability and its mechanism, *MNRAS*, 2004, vol. 349, p. 270
- Walter F., Brinks E., de Blok W. J. G., Bigiel F., Kennicutt Jr. R. C., Thornley M. D., Leroy A., THINGS: The H I Nearby Galaxy Survey, *AJ*, 2008, vol. 136, p. 2563

Apêndice

Apendices

Três artigos são apresentados como apêndices:

1) Dynamical Properties of the ISM gas in the Post-Shock of the spiral arms

C. A. S. Braga, J. R. D. L'épine, D. Falceta-Gonçalves (artigo submetido à publicação na revista *Astronomy and Astrophysics* e em fase de revisão)

2) The onset of large-scale turbulence in the interstellar medium of spiral

D. Falceta-Gonçalves, I. Bonnell, G. Kowal, J. R. D. L'épine and C.A.S.Braga (artigo publicado na revista *MNRAS* em 2015)

3) A new model for gravitational potential perturbations in disks of spiral galaxies. An application to our Galaxy

T. C. Junqueira, J. R. D. L'épine, C. A. S. Braga, and D. A. Barros

(artigo publicado na revista *Astronomy and Astrophysics* em 2013)

Dynamical Properties of the ISM gas in the Post-Shock of the spiral arms

C. A. S. Braga¹, J. R. D. Lépine¹, D. Falceta-Gonçalves^{2,3}

Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Cidade Universitária, São Paulo, SP, Brazil¹

SUPA, School of Physics & Astronomy, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, Fife KY16 9SS, UK²

Escola de Artes, Ciências e Humanidades, Universidade de São Paulo, Rua Arlindo Bettio 1000, CEP 03828-000, São Paulo, Brazil³

e-mail: carlos.braga@iag.usp.br

ABSTRACT

Context. Spiral arms, and the associated interstellar medium (ISM) shocks, are currently seen as main drivers of star formation in late-type galaxies. The dynamical evolution of the ISM as it interacts with spiral arms is however not completely understood. For instance the change on the radial gradient of metallicity often observed at corotation radii in spiral galaxies indicate a local different star formation rate. Also, radial flows of gas oppositely directed at each side of the corotation radius is another example of the complex ISM-arm interaction.

Aims. The aim of this work is to understand the dynamical evolution of the interstellar gas after shocking with spiral arms. In particular, we focus our studies in the velocity pattern after the crossing and the generation of galactic inward/outward fluxes of gas due to the shocks.

Methods. We make use of a Godunov scheme based code to compute a set of high resolution ($< 1\text{pc}$) 2D hydrodynamical simulations of the interstellar gas as it interacts with the gravitational potential of the spiral arms. We study the role of the relative velocity of the gas, the arm width and arm's gravitational potential in the process, corresponding to a set of 24 models. We evolve each simulation up to 3.0 Gyrs.

Results. The simulations describes well the shock generated at the spiral arms. The gas velocity component perpendicular do the arm drops after shocked, retaining most of its parallel component. Such interaction result in loss (or gain) of angular momentum, depending on which side of corotation the shock occurs. This causes the gas to flow along the arms. We find that the gas density inside the arms increases as a function of time. The gas density accumulated in the arm correlates to the distance from the corotation radius.

Conclusions. The radial fluxes of the downstream gas along the arms is a consequence of angular momentum transfer between them, during the shocks. The gas trapped into the arms follows the rotation of the spiral pattern, constituting another source of non-circular motion. The patterns observed in this work could explain both the inward flux of gas towards the galactic center in the region internal to the corotation radius, and the outward flows at larger radii. The opposed fluxes at corotation could as well explain the low star formation rate evidenced at these region.

Key words. spiral galaxies - spiral structure - stellar dynamics - hydrodynamics - numerical simulations

1. Introduction

After more than 50 years of research on the nature of spiral arms, basic aspects of the theory are still in debate. In particular, the relative role of stellar orbits and of shocks in the interstellar gas, the exact mechanism of star formation, the gravitational potential of the arms, the role of resonances, and the lifetime of the structure, among others, are not yet fully understood. In a short retrospect, Lindblad (1961) certainly was a precursor, since he analysed the gravitational resonance effects on the formation of the spiral structure. Lin & Shu (1964) presented a model in which the stars and the gas were considered as a single component, that could be treated by hydrodynamical methods, and found that a logarithmic spiral was a solution of the equations. Toomre (1964), argued that the largest fraction of the matter of the disk of spiral galaxies is in the form of stars, so that it is justified to work with stellar dynamics only, in a first approximation.

In the same approach of considering only stellar dynamics, Kalnajs (1973) proposed a description for the spiral arms as regions of crowding of stellar orbits, due to the orientation of successive closed stellar orbits of increasing radius. These regions of high stellar densities look like logarithmic spirals, and rotate with a pattern speed which is the required speed to transform the usually open orbits into closed ones. The great advantage of this model of arms is that they do not suffer winding nor disrupt by differential rotation; in other words, they can be long-lived.

Another approach to the study of spiral arms is by means of N-body simulationa (e.g Sellwood & Carlberg 1984; Carlberg & Freedman 1985; Elmegreen & Thomasson 1993; Bottema 2003; Baba et al. 2009). Usually, these models produce transient spiral arms, although Fujii et al. (2011) found that long-lived arms do exist when a large enough number of particles is used in the simulations. Regardless of the model, a common characteristic of the arms understood by a Kalnajs model or by a N-body simu-

lation is that they are elongated structures with high density of stars, or elongated potential wells.

The role of the spiral arms in regards to the ISM gas is still poorly understood. While shocks in the spiral arms are known to appear, their role in the evolution of the disk is still up for debate. Roberts (1969) was the first to describe such shocks. He considered a gravitational perturbation in the form of a sine function in the azimuthal direction and logarithmic in the radial direction, and showed that shock fronts are formed, with a shape of logarithmic spiral. He also linked the increased pressure, due to the shocks, to the collapse and fragmentation of molecular clouds in a narrow region right after the shock front corresponding to the arm.

More recent works also link the spiral shocks with formation of structures in the disk (Comeron et al. 1997; Martos et al. 1999; Petit et al. 1996). Dobbs & Bonnell (2006), in particular, have found that the shocked gas forms clouds, a result that is reproduced in simulations using an active cooling (Dobbs & Bonnell 2008). These structures also evolve as they leave the spiral arm. Kim & Ostriker (2002) found in their simulations that the shocked gas can form the spurs typically seen close to the arms. These are related to instabilities that occur in the gas after it passes through the arm (Dobbs & Bonnell 2008; Dobbs et al. 2008; Kim et al. 2006).

One possible consequence of the formation of shocks is the angular momentum transfer between the gaseous and stellar component of a galactic disk. These transfers have an impact in the gas motions along the galactic radius, namely the inflow or outflow of gas from different regions of the disk. Many studies have shown that rotating non-axisymmetric potentials such as bars interact with the gas causing it to lose angular momentum and move radially inward (Jogee et al. 2005; Kim & Stone 2012; van de Ven & Fathi 2010; Thakur et al. 2009; Ann & Thakur 2005). This inflow is important from a range of features seen in disk galaxies. For instance, AGNs are known to be more barred than normal galaxies (Knapen et al. 2000) and, therefore, it stands to reason that gas inflow due to these structures can fuel the central black hole (Knapen et al. 2000; Regan & Mulchaey 1999; Hunt et al. 2008).

Gas flows due to shocks in the spiral arms are not yet fully understood. These flows are observed in some cases in external galaxies (Elmegreen et al. 2009). While a great deal of effort is directed at understanding how stellar orbits can generate a density wave (Contopoulos & Grosbol 1986; Pichardo et al. 2003; Amaral & Lepine 1997; Junqueira et al. 2013; Barros et al. 2013), the role the spiral structure may have in driving inflow/outflow of gas has received much less attention. Indeed, even studies that seek to describe the interactions of the ISM with a stellar arm (e.g. Dobbs & Bonnell 2008; Kim et al. 2008; Wada & Koda 2004; Wada 2008) fail to address the possibility of spiral shock driven exchange of angular momentum between the gas and stars. More importantly, the possibility of gas flow along the spiral arms have not been studied in sufficient detail, despite its importance to the structure of galactic disks.

In this work we focus on the dynamical evolution of spiral shocks, aiming to describe the properties of the shocked interstellar gas. We accomplished this with the use of a number of 2D hydrodynamical numerical simulations. In these models we evolve the interaction of the ISM gas, as it rotates in the galactic disk, with the assumed gravitational potential of the arm, described as a narrow groove in

the potential surface of the disk. The model is described in details in Section 2. The basic results obtained from these models are shown in Section 3, followed by a deep statistical comparison between the different models tested in Section 4. Finally, we provide our concluding remarks in Section 5.

2. Simulation Setup

Our goal is to study the interaction between gas and the spiral arms potential. To this end, we employ a finite volume Godunov scheme¹ to solve the hydrodynamic equations in conservative form, as follows:

$$\partial_t \mathbf{U} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{U}) = f(\mathbf{U}), \quad (1)$$

where $f(\mathbf{U})$ is the source term, \mathbf{U} is the vector of conserved variables:

$$\mathbf{U} = \left[\rho, \rho \mathbf{v}, \left(\frac{1}{\gamma-1} p + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \right]^T, \quad (2)$$

and \mathbf{F} is the flux tensor:

$$\mathbf{F} = \left[\rho \mathbf{v}, \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p \mathbf{I}, \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \mathbf{v} \right]^T \quad (3)$$

where ρ is the gas mass density, \mathbf{I} the identity matrix, \mathbf{v} the fluid velocity, p the thermal pressure, γ the adiabatic polytropic index, and f corresponds to the external source term (e.g. the potential of the arm) of the conserved variable U . In these simulations we neglect the effects of magnetic fields, which should be addressed in the future with MHD simulations. We also ignored selfgravity of the gas, focusing only on the role of the spiral arm, acting as an external source in the hydrodynamical equations of the gas. The set of equations is closed by either an energy equation or an equation of state. The code used has an implementation of the cooling source term in the energy equation based on a table of emissivities for several ions and abundances (Falceta-Gonçalves et al. 2010a,b). Heating sources can also be added in the scheme to mimic the background radiation field of the ISM. In order to avoid an unnecessary increase in the space of parameters to be explored in this work, the use of a fixed equation of state is more adequate. Cooling and heating processes may be explicitly incorporated in the equation of state by means of a polytropic relation $p \propto \rho_{\text{eff}}^\gamma$, where γ_{eff} corresponds to an effective index in the range $\gamma_{\text{eff}} \simeq 1.1 - 1.4$ (Spaans & Silk 2000), for the ISM.

The conservative equations are evolved in time by the use of a 2nd order Runge-Kutta integrator, while the fluxes and variables are spatially reconstructed in the grid through a 3rd order family of monotonicity preserved interpolation (see, for reference Kowal et al. 2007, 2011; Ruiz et al. 2013; Santos-Lima et al. 2014; Falceta-Gonçalves & Monteiro 2014). A Harten-Lax-van Leer (HLL) approximate Riemman solver is used for solving the piecewise discontinuities in the simulation. The computational domain is defined as a square box of sides $l = 1 \text{ kpc}$, divided into uniformly spaced 1024^2 cells. This region corresponds to a small section of the galactic disk, around the spiral arms potential. An initially homogeneous gaseous disk of density

¹ <http://www.amuncode.org/>

$n_G = 10 \text{ cm}^{-3}$ is assumed, at an initially uniform temperature of $T = 100\text{K}$. We set the angular speed of the box, which moves at the same speed of the spiral pattern, as $\Omega_p = 25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, determined assuming a corotation radius of $R_c = 8.5 \text{ kpc}$ (Lépine et al. 2011b) using the Galactic curve obtained by Barros et al. (2013).

Since the simulated region is small compared to the galaxy itself we can approximate the potential as a cylindrical bar of magnitude M , width σ , centered at the origin inside our box, aligned with the x-axis of the coordinate system inside the box. The gravitational potential of the spiral arm is then described as an elongated well in the disk potential, with the form (Junqueira et al. 2013):

$$\Phi(R, \theta, z) = \zeta R e^{-\frac{R^2}{\sigma^2} [1 - \cos(m\theta - f_m(R))] - \epsilon R - |kz|}, \quad (4)$$

where ζ represents the relative amplitude of the potential of the arm, ϵ the inverse of the pattern lengthscale, σ the width of the Gaussian profile in the galactocentric azimuthal direction, $k = m/R \tan(i)$ the wavenumber, i the pitch angle, and $f_m(R) = \frac{m}{\tan(i)} \ln(R/R_i)$, being m the number of arms and R_i the position where the arm starts. Antoja et al. (2011) found the surface density contrast in spiral galaxies to be $\Sigma_s/\Sigma_d = 0.13 - 0.23^2$, corresponding to $\zeta_0 = 430 - 760 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$, for a pitch angle $i = 14^\circ$ and $m = 2$.

The gravitational pull of the arm on the gas can be obtained by differentiating the equation above in space. Since the reference frame is comoving with the spiral arm non-inertial terms must be accounted for in the momentum equation. These non-inertial terms are combined to the external gravitational potential source term, as described below, in the limit $R/\sigma \gg 1$:

$$\nabla\Phi_x = \Omega_p^2 [R \cos(\frac{\pi}{2} + i) + x] + 2\Omega_p V_i \sin i, \quad (5)$$

$$\nabla\Phi_y = \frac{\zeta}{\cos i} e^{-\frac{R^2}{2\sigma^2}} + \Omega_p^2 [R \sin(\frac{\pi}{2} + i) + y] - 2\Omega_p V_i \cos i, \quad (6)$$

Now we can define an effective mass for the arm, within a 1kpc wide region, in terms of the perturbation amplitude as:

$$M(R) = \frac{\sqrt{2\pi}\zeta\sigma}{G}. \quad (7)$$

which corresponds to $M = 11 - 17 \times 10^{41} \text{ g}$ at the inner radii where the arms are launched. At corotation, assuming the exponential decay, with lengthscale ϵ given above, we obtain an average value $M(R_{\text{cor}}) \simeq 4.9 \times 10^{41} \text{ g}$.

In our simulations we consider the range of $\sigma = 100 - 200 \text{ pc}$, with a fixed pitch angle of $i = 15^\circ$, typical for galaxies of types Sb - Sbc - Sc (Kennicutt 1981; Ma et al. 1999). The upper y-boundary is set as open, making sure that the gas can leave or enter the box unimpeded. We use periodic boundaries for the lower and upper x-boundaries in order to reproduce the continuous flow of gas at the disk. Finally, the total integration time is $t_{\text{max}} = 3.0 \times 10^9$ years. The initial relative velocity of the gas is fixed at the lower y-boundary, and given as $V_i = V(R) - R\Omega_p$, where $V(R)$ is a rotation curve at a galactic radius R and Ω_p the angular

velocity of the spiral pattern. We choose $V(R)$ as proposed by Barros et al. (2013) for our Galaxy:

$$V(R) = \alpha \exp[-R/\beta - (\gamma/R)^2] - \delta \exp[-R/\epsilon - \eta/R] \quad (8)$$

where $\alpha = 240 \text{ km s}^{-1}$, $\beta = 120 \text{ kpc}$, $\gamma = 3.4 \text{ kpc}$, $\delta = 360 \text{ km s}^{-1}$, $\epsilon = 3.1 \text{ kpc}$, and $\eta = 0.09 \text{ kpc}$.

This is a smooth fit for the rotation curve of the Galaxy, which presents a flat distribution in the solar neighborhood, with velocity $V_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ at the solar radius. Notice that the exact rotation curve has no influence in our simulations since it is only used to calculate the velocity relative to the spiral arm as a function of radius. In the models only V_i is set, which can be related to different radii afterwards with the use of the rotation curve. We studied a range of velocities from -40 to $+40 \text{ km s}^{-1}$, which corresponds to a range of galactic radius of 7.0 to 10 kpc , in a model with corotation radius at 8.5 kpc (Barros et al. 2013). Table 1 shows the V_i used and the parameters derived from its value.

Table 1. Relative initial gas velocity V_i with respect to the arm, corresponding galactic radius and the effective arm mass within a 1kpc^2 box.

V_i (km s ⁻¹)	R (kpc)	M(R) (g)
-40	10.0	3.2×10^{41}
-30	9.7	3.5×10^{41}
-20	9.3	3.9×10^{41}
-10	8.9	4.4×10^{41}
0	8.5	4.9×10^{41}
10	8.2	5.4×10^{41}
20	7.8	6.0×10^{41}
30	7.4	6.6×10^{41}
40	7.0	7.3×10^{41}

3. Results of the simulations

We present in this section the results of our simulations. We chose 5 simulations of our models as a baseline, all corresponding to galactic radii close to corotation, Note that the difference between the simulations are only incremental, since the parameters also differ incrementally. These models use $R = 8.2 - 8.9 \text{ kpc}$, with both values of σ and $\gamma = 1.1$.

It is important to note that the model for the $R = 8.5 \text{ kpc}$, when $\sigma = 100 \text{ pc}$ is not represented here, as in this case the model does not have a mechanism to avoid the compression of the gas inside the arm. Since this is dependent on the intensity of the potential and the internal pressure of the gas, we still show models for the corotation radius for $\sigma = 200 \text{ pc}$ and for $\gamma = 1.2$, when $\sigma = 100 \text{ pc}$.

3.1. Velocity Profile

We begin our analysis by studying the way the gas velocity behaves during the simulation. Figure 1 shows the profiles for the y component of the velocity for our baseline models.

As expected, the shock front is characterized as a sharp discontinuity in the velocity component perpendicular to the arm. This shock front is formed early, as seen in the profiles for the instant 20 Myrs , likely due to the collision

² the subscripts s and d correspond to the spiral arms maximum density and the axisymmetric density

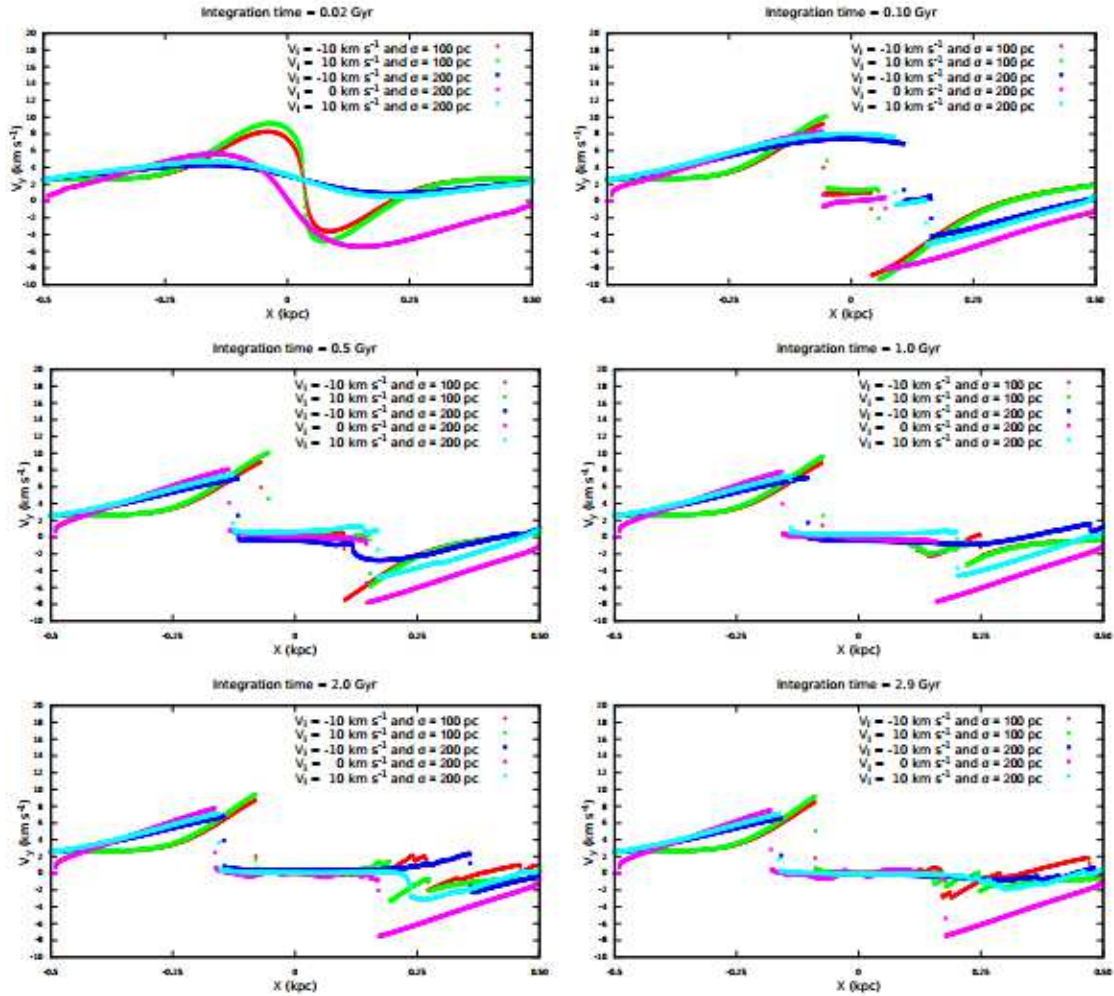


Fig. 1. Profiles for the y component of the velocity for the baseline models. These panes correspond to the entire run for any given simulation. The profiles correspond to a line passing through the center of the box, parallel to the y-axis.

between the incoming gas and the gas accumulated inside the arm. At 100 Myrs we see that the shock front has propagated to the region before the arm, settling in this position, for the models with $\sigma = 100$ pc. Roberts (1969) found that this position is a natural location, dependent on the type of spiral studied; trailing or leading. Since our models do not take the direction of rotation for the arms into account, we can assume that the position of the shock front, related to the arm, is determined by the direction from which the gas is entering, which, in our models, depends on the pitch angle.

The profiles in figure 1 are very similar to those obtained in by Roberts (1969), for the shock front formed before the arm. Indeed, the location of the shock front and the formation of a low y velocity component are in good agreement with his work, given that our model also settles in the potential minimum. Note that there is a second front formed beyond the arm. This second shock is formed by the inflow of gas situated on the opposite side of the arms and falling into the potential groove. This is a characteristic of all our models with $\sigma = 100$ pc, and is important in the formation of a narrow region where the gas has no y velocity component. The secondary shock front dissipates after the 500 Myrs mark, giving rise to after shocks that leave the box.

It is necessary to point out that models with $\sigma = 100$ pc show the same general profile, with differences between models being incremental, when the initial velocity allows the capture of the gas. It is the y component of the velocity, studied in the profiles, that is important to determining if the gas is captured. This leads to the conclusion that, for an arm so thin, the formation of the shock is dominated by the interplay between the initial velocity and the potential strength.

The models with $\sigma = 200$ pc are quite similar to the ones described previously. A cursory glance at these profiles shows that the shock front forms later than the previous case, as we can see from the first panel. This panel shows that the dark blue and the light blue curves show only a small increase in the region of the arm, in comparison to the red and green curves, corresponding to the previous case. The shock fronts also take longer to propagate to their final location, since the instant 100 Myrs shows that the peaks in blue curves are further away from the arm relative to the peaks in the red curves. The amplitude of the discontinuity is also smaller, most likely due to the weaker potential, relative to the case for $\sigma = 100$ pc. Roberts (1969) also found that the shocks formed correlate with the arm strength.

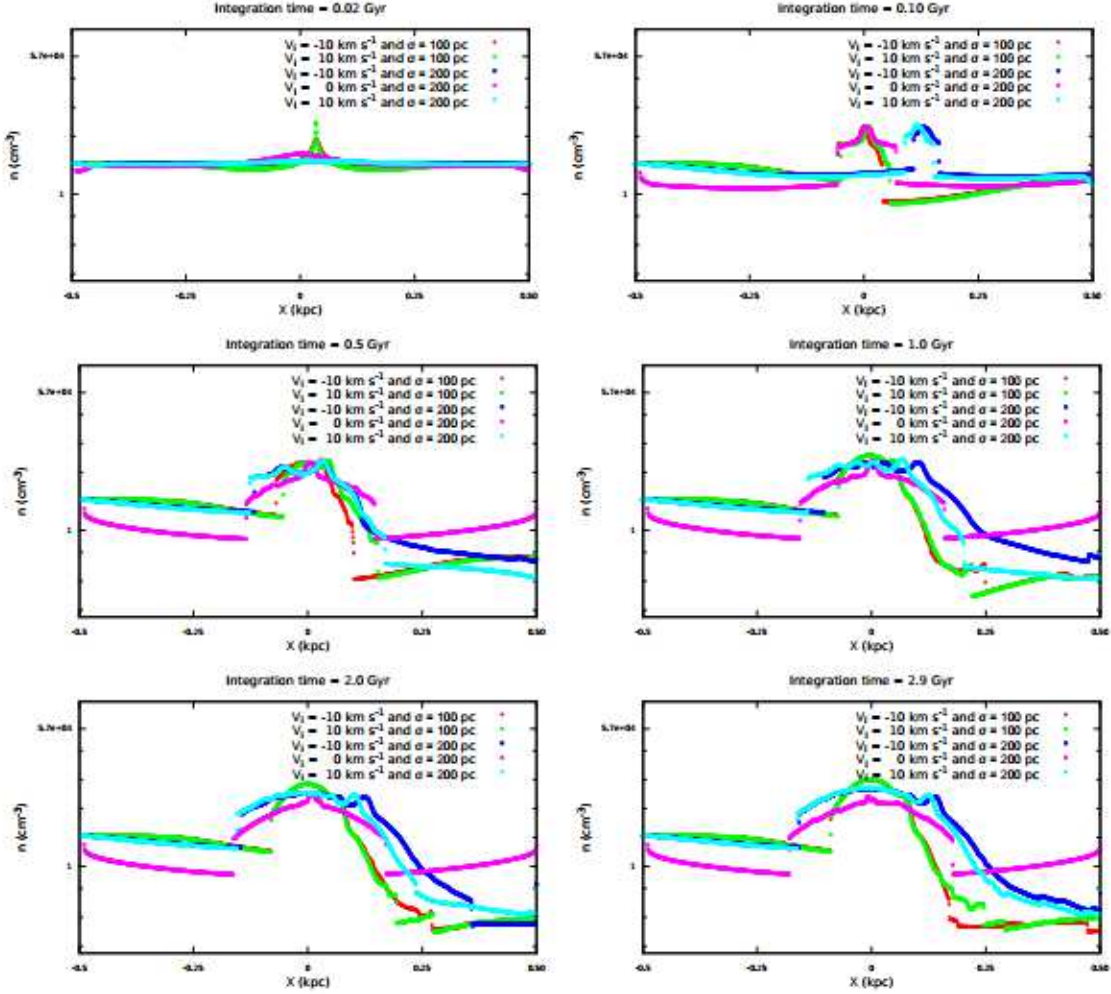


Fig. 2. Density profiles for the baseline models. These panes correspond to the entire run for any given simulation. The profiles correspond to a line passing through the center of the box, parallel to the y -axis.

The case for the corotation is an interesting one. The shock is formed at the same time as the case for $\sigma = 100$ pc. Note that, as previously explained, the arm width presented in the figures is $\sigma = 200$ pc. For the two arm width cases the similarity is due to the fact that the gas has no initial velocity component. The shock front is just as strong in the two cases. This is also true of the secondary shock front as these are symmetric. On the other hand, unlike the other cases, the secondary shock, in the corotation model, does not dissipate during the entire simulation, contrasting with the former cases studied.

3.2. Density Response

Figure 2 shows the gas density profiles for the same models presented in figure 1. The first characteristic to notice in these profiles is that all models present a discontinuity formed at least until 100 Myrs, though the velocity profiles indicate that in all cases this formed earlier. A density peak is formed in all cases, posterior to the first shock front, while the secondary one still appears after the density peak. Note also that, for models with $\sigma = 100$ pc, the region where the gas is accumulated is thinner than that for cases with σ

$= 200$ pc. This is, naturally, a result of the width of the potential.

There are interesting differences between the models for different σ . The most basic is the fact that the peak density for the cases with $\sigma = 100$ pc is considerably larger than those for $\sigma = 200$ pc, which follows naturally from a deeper potential groove in the former case. Note, however, that these models show a continuous density growth for both cases, indicating that a steady state is not completely reached at the end of the run, specially for cases with the smaller arm width. Note also that differences in the potential magnitude $M(R)$ have little influence in the final density as the cases with the the same velocity module show effectively the same density peak. The only model to reach a saturation point is the corotation model, which stops growing from 1.0 Gyrs onwards, staying at a density of $n = 248 \text{ cm}^{-3}$. The density reached for the models with $\sigma = 100$ pc is $n \approx 1000.0 \text{ cm}^{-3}$ while the models with $\sigma = 200$ pc reach $n \approx 506 \text{ cm}^{-3}$.

The last feature of notice in the profiles of figure 2 is the presence of a secondary maximum located after the primary peak, seen in all models. This peak correlates to the initial position where the gas starts to accumulate inside the arm, as seen from the profiles for $\sigma = 200$ pc, including the

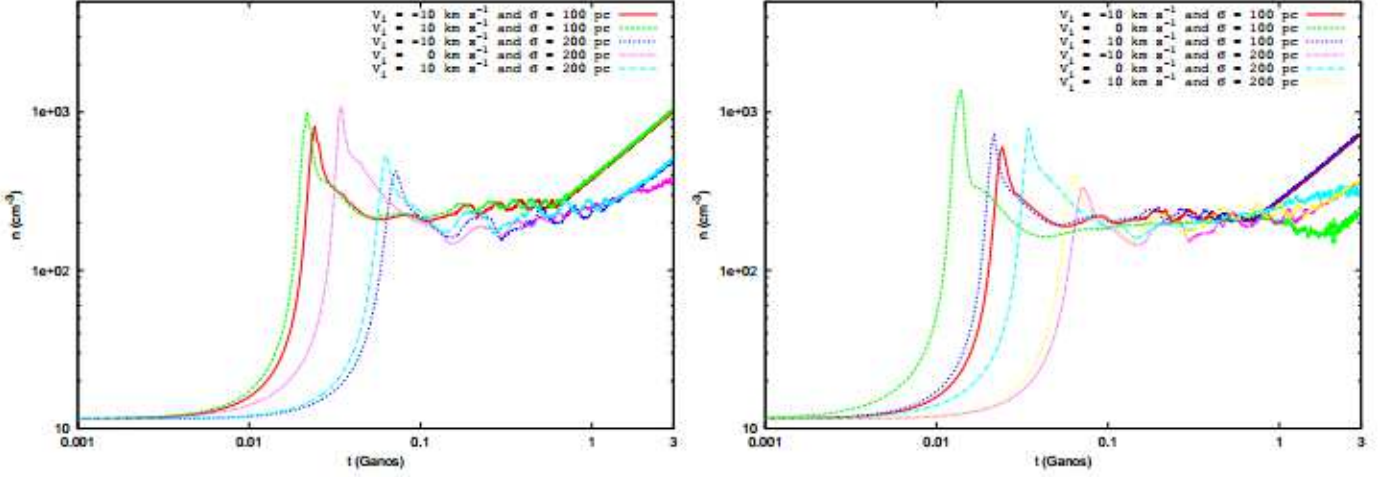


Fig. 3. Evolution of the maximum density for (left) $\gamma = 1.1$ and (right) $\gamma = 1.2$. The plots are in logarithmic scale in both axes.

corotation model. Indeed, we see, from the profile for the corotation model, that the gas presents a very sharp peak at the center of a softer density increase, similar to the profiles seen in the beginning of the simulations for all models shown. Note that this is the model which presents shocks at both sides of the arm. This implies that the secondary shock is responsible for this secondary peak. Note also that this peak is damped for models with $\sigma = 100$ pc, indicating that, as the secondary shock front disappears sooner than in the other cases, the sustainability of this peak is defined by the presence of the secondary shock. Also, as the secondary shock fades, small oscillations associated with aftershocks may be able to sustain the secondary peak, as even the models $\sigma = 100$ pc display a small perturbation close to the region of the secondary shock.

Now, we turn our attention to the evolution of the simulation. Figure 3 shows the time evolution of the maximum density inside the simulated region, for the 5 models studied and $\gamma = 1.1$. We can see in the figure that the all models show a sharp increase in density in the first 100 Myrs, during which we see that the gas increases dramatically and relaxes to a lower density. After this initial increase the simulations shown display very little increase until the last 2 Gyrs. such an increase is still smaller than that occurring in the beginning, indicating that while the simulations show a positive slope, specially the cases for $V_i = -10$ and 10 km s^{-1} , the models may have achieved a quasi-steady state.

Note that the models show minor differences between the curves in figure 3. The most interesting is the fact that the models start accumulating gas at different times, with the differences more pronounced when σ is different. The case for $\sigma = 100$ pc is the first to increase in density, peaking at about 25 Myrs, and relaxing to a lower density, remaining at this density for longer than the models for $\sigma = 200$ pc, which only peak at about 75 - 100 Myrs. Note, also, that the initial peak is higher for the previous case, as expected. In contrast to this, the difference between the peak and the instant for different velocities, with the same σ , is much smaller, indicating that only large differences in the potential strength can dominate the impact of the initial velocity.

Figure 3 also shows, in its right panel, the same models for $\gamma = 1.2$, for the 5 models in its left panel plus the

corotation model for $\sigma = 100$ pc. This model is included here simply because the increase in γ allowed for a larger internal pressure and, therefore, does not cause the gas to be compressed beyond what is realistic. At a first glance, this case is very similar to the models studied in this section. Indeed, the gas increases in density drastically in the first 100 Myrs, reaching a peak and decreasing to the value it retains for the next 1 Gyrs. The case for $V_i = -10$ and 10 km s^{-1} , for $\sigma = 100$ pc, is very similar to the cases for $\gamma = 1.1$, showing a sharp slope in the last 2 Gyrs. The difference in this case is only the density reached, smaller than in the previous cases, as expected. The same can be said of the instant when the initial peak is found and the small difference between the two velocities. This similarity extends to the case for $\sigma = 200$ pc.

The cases for corotation in both panels of figure 3 show differences to the other cases. The more pronounced is the fact that the initial peak, for a given σ occurs earlier than the cases when V_i is non zero. For instance, when $\gamma = 1.1$, the corotation model for $\sigma = 200$ pc peaks before 50 Myrs and the same occurs when $\gamma = 1.2$. Note, also, that the peak for $\sigma = 100$ pc, when $\gamma = 1.2$, peaks at 10 Myrs. These models also show a weak slope, in comparison to other cases, after the initial peak, indicating that it reaches a more steady state than in cases when V_i is larger than zero.

3.3. Radial flow

The profiles presented in figures 1 and 2 show that the gas velocity loses its y component as it crosses the arm, while inside it. This suggests that the gas may flow within the arms, if the component of the velocity parallel to the arm is unaffected. We now explore, briefly, the possibility of gas flow along the arms.

Figure 4 shows the density maps overlaid with the gas velocity field for 4 of the models studied in figures 1 and 2. The first aspect of the maps to be noted is the fact that the gas, for $\sigma = 100$ pc, shows a very narrow region where the gas is accumulated, in contrast to the case of $\sigma = 200$ pc where we see that the gas accumulates in a larger region, as shown by the profiles in figure 2. Note, also, that the shock

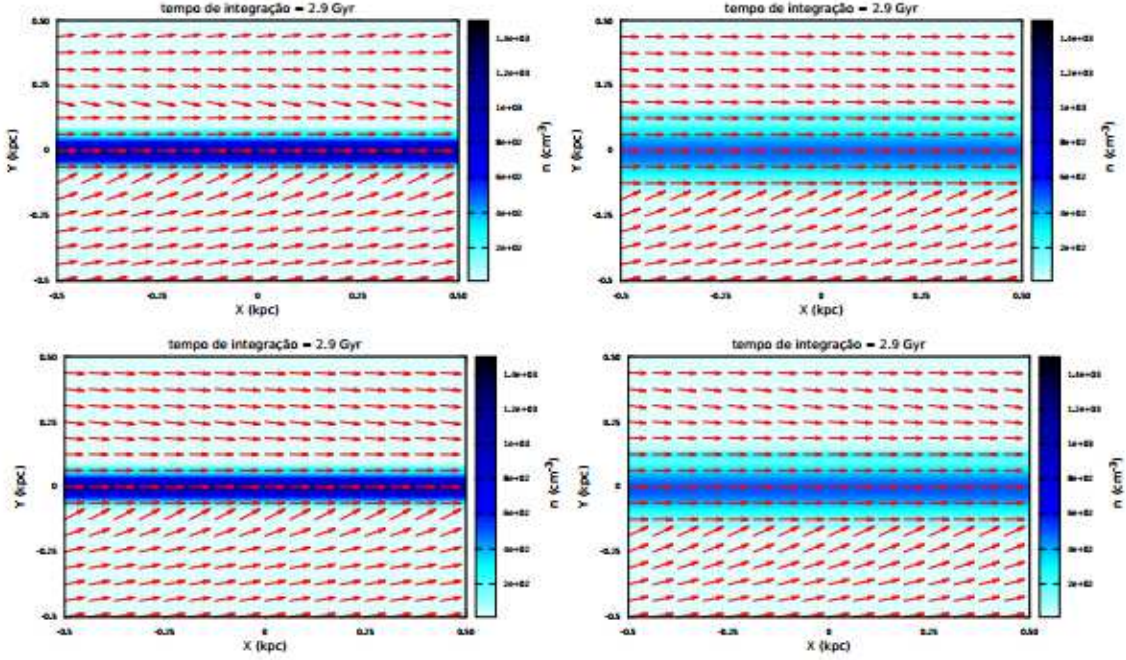


Fig. 4. Density maps for 4 of the 5 baseline models. These are for $V_i = -10 \text{ km s}^{-1}$ (top) and $V_i = 10 \text{ km s}^{-1}$ (bottom) and $\sigma = 100 \text{ pc}$ (right) and $\sigma = 200 \text{ pc}$ (left). The instant is the last of the simulations. The arrows superimposed correspond to the gas velocity field.

front is located at a different place for cases with $\sigma = 100 \text{ pc}$ in relation to the other case.

Perhaps the most interesting feature in the velocity field is the fact that the gas moves along the arm, or rather the region of density excess. This is seen in both cases as the vectors prior to the shock show that the gas moves towards the arm while inside, after the shock front, the vectors point to the direction along the arm. This indicates that the gas exchanges angular momentum with the arm and changes its direction of movement after the shock, flowing inside the arm. Indeed, even in the case of $\sigma = 200 \text{ pc}$, a case which has a shallower potential well, still shows the gas moving along the arm. Note that Roberts (1969) already showed that gas streamlines, that follow the circular motions, show a deviation from it, with the stream following the shock, indicating that loss of angular momentum is expected. This result is important as it provides a simple mechanism for the gas motions inside the arms.

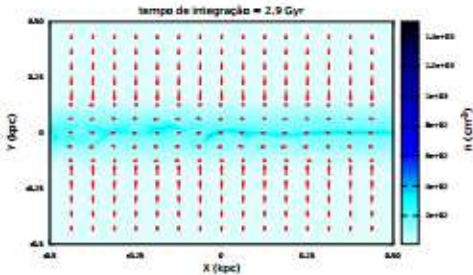


Fig. 5. Density map for the corotation model. The instant is the last of the simulation and the arrows correspond to the gas velocity field.

The corotation model is of note in this case. As seen from figure 4, the gas will flow away from the corotation regardless of whether we are inside or outside of it. When we study the gas flow in the corotation, we see that the gas does not flow away as there is no velocity component in the direction of the arm. This is, indeed, a consequence of the mechanism with which we explain the gas flow along the arms.

4. Statistics of the gas

Up to this point, we have yet to fully see the global effects the initial conditions have on the simulations. In this section we discuss these effects, checking the possible correlations between the gas density and the initial conditions.

We begin by studying the way the initial velocity correlates to the maximum density of the gas inside the arm. Because we set the initial velocity as

$$V_i = V(R) - R\Omega_p, \quad (9)$$

where $V(R)$ is the rotation curve and Ω_p is the spiral arm angular velocity, we can correlate the galactic radius to the value obtained for the maximum density. Therefore, the smaller the velocity the closer we are to the corotation.

Figure 6 shows the maximum density values as a function of the radius for all models with $\gamma = 1.1$. At a first glance, we see that, for the case of $\sigma = 100 \text{ pc}$, the gas is not captured for distances from the corotation larger than 800 pc . This corresponds to $V_i = -20$ and 20 km s^{-1} . Note also that there is a slight slope between the opposite velocities, decreasing with radius. The most interesting feature of this curve is the slope between the different velocities. This slope shows that the gas density decreases with radius, when approaching the corotation radius. Indeed, this

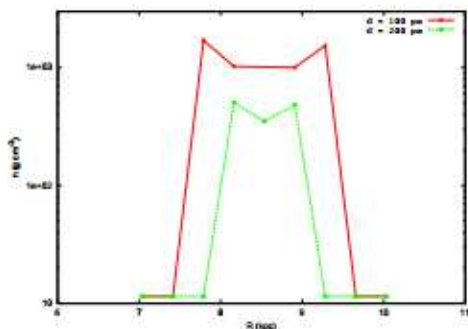


Fig. 6. Maximum density inside the arm as a function of galactic radius for $\sigma = 100$ pc (red curve) and $\sigma = 200$ pc (green curve). All models have $\gamma = 1.1$.

occurs on both sides, configuring a minimum at the corotation radius. This is a natural consequence of the gas density increasing with the initial velocity module. This minimum is present even with the slope due the weakening of the potential, as seen in equation 4, indicating this is a natural feature of galaxies.

The curve for $\sigma = 200$ pc also shows a small slope with radius, following the same weakening of the potential. Note, however, that the gas is not captured for a distance of 400 pc from corotation, smaller than in the previous case. This simply means that the potential may be too weak at the case, which already have a shallower potential well due to the wider arm. It is important to mention that the galactic range of radius in which trapping of the gas in the arms occurs should still be considered as an open question, since we used a simple model for the arm strength and did not take into account the variation of the pitch angle with radius. The models of Junqueira et al. (2013) and others indicate that inside the 4:1 resonance the arms are much stronger (deeper grooves) than close to corotation.

Regardless of the capture of the gas, we also see the minimum at the corotation, in this case clearer than the case for $\sigma = 100$ pc. This also reinforces the conclusion that this feature is a typical characteristic of galaxies.

An interesting consequence of the presence of a minimum at the corotation radius in the Galaxy is the gas gap ring in this region. This gap in corotation has been predicted before by Lépine et al. (2001) using simple 2D n -body simulations, and observed by Amôres et al. (2009). Our model provides a very interesting mechanism for the formation of such a gap as a natural occurring consequence from the presence of spiral shocks. Such a feature is very important to the secular evolution of the Galaxy as the lack of gas can be linked the existence of a difference in slopes of the metallicity profiles for the outer disk and the inner disk and a possible minimum (Lépine et al. 2011a; Acharova et al. 2012). Such a two phase disk is explained in the literature as a consequence of the gas gap at the corotation isolating the inner disk. Barros et al. (2013) showed that the same gap can be seen in the stellar disk, indicating that the gap in the corotation is a global feature.

Finally, we would like to call attention to an important effect revealed in this work. In many situations, and for a large fraction of the time covered by the experiments, for instance in Figure 1, one sees a zero-velocity gas strip in the middle of the potential minimum. This means that there is

an amount of gas trapped into the potential groove. If we change our reference velocity frame to another one in which the arm is moving, by shifting the velocity scale of the y direction, this turns it evident that this trapped gas moves with the arm, whatever its velocity. Now, consider the spiral structure rotating as a rigid body; the Sun does not rotate at the same angular velocity, since the Sun is not exactly at corotation. The rotation of the spiral structure will cause the arms to be seen as approaching or receding from the Sun, depending on the direction of observation; and the gas trapped in the arms will be observed, correspondingly, with negative or positive velocities. This new concept is rich in possibilities to explain non-circular motions and "expanding arms" that are seen in CO surveys and which make difficult to estimate kinematic distances of spiral arm tracers.

5. Conclusions

In this work, we studied the effects of a fixed spiral arm potential, described as a gaussian well, has in the flow of interstellar gas in galaxies. Here, we focused on the effects the potential has on the gas, in the galactic plane, ignoring whatever vertical motions the gas may have. We applied high resolution 2D simulations spanning a set of parameters for the arm: the potential amplitude, the arms width and the pitch angle and different initial velocities, related to different galactic radii. We found that most simulations form shocks during the first few millions of years. Not all simulations produce shock, though, as the gas is not captured for models with initial velocity $v_i = 20$ km s^{-1} if the arm potential is not strong enough. We noted, however, that the range of radius in which trapping of gas occurs is not yet well determined.

We also see acoustic oscillations during these initial moments which are important as they give rise to instabilities in the gas. These appear much later in the simulations and seem related to the strength of the potential and the initial velocity, as the stronger instabilities appear for our lowest initial velocity and is stronger in the case of the larger arm.

We also found that gas density increases with the increase of all the parameters, with special attention given to the initial velocity and pitch angle as these have important consequences to the secular evolution of galaxies. For the initial velocity we found that the gas is captured more effectively the further from corotation we are, in agreement to observations of the corotation gap. This result is important as it shows that our model explains how the gas can leave corotation creating the gap. The model is not suitable, however, to investigate the secular variation of density at corotation, since it adopts a constant input density to the boxes.

The case for the pitch angle is also in agreement with data related to the properties of galaxies in the Hubble sequence. We see that our models show an increase in density as we go to later types, which is compatible with the properties of later type spiral galaxies. These tend to be more gas rich and have, therefore more star formation activity. Since our models do not take into account either self-gravity nor star formation we do not have a way to test this hypothesis.

An interesting consequence of the present models is that they allow to infer non-circular motion of the gas, that can contribute to a better interpretation of the longitude-velocity diagrams from CO and other molecular surveys.

Our models predict motion along the arms and also perpendicular to the arms, associated with the rotation of the spiral pattern.

The models were all in 2 dimensions. A sequence to this work is the extension to 3 dimensions, as that will allow for the analysis of the vertical motions in the disk. I will be also profitable to have a closer look at the structure of the arms situated near the Sun, to identify density and velocity variations that are predicted.

Acknowledgements. C. A. S. Braga would like to thank the Brazilian agency CAPES for financial support provided to the production of this work. DFG thanks the European Research Council (ADG-2011 ECOGAL), and Brazilian agencies CAPES (3400-13-1) and FAPESP (no.2011/12909-8) for financial support.

References

- Acharova, I. A., Mishurov, Y. N., & Kovtyukh, V. V. 2012, *MNRAS*, 420, 1590
- Amaral, L. H. & Lépine, J. R. D. 1997, *MNRAS*, 286, 885
- Amôres, E. B., Lépine, J. R. D., & Mishurov, Y. N. 2009, *MNRAS*, 391, 1533
- Ann, H. B. & Thakur, P. 2005, *ApJ*, 620, 197
- Antoja, T., Figueras, F., Romero-Gómez, M., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 1423
- Baba, J., Asaki, Y., Makino, J., et al. 2009, *ApJ*, 706, 471
- Barros, D. A., Lépine, J. R. D., & Junqueira, T. C. 2013, *MNRAS*, 435, 2299
- Bottema, R. 2003, *MNRAS*, 344, 358
- Carlberg, R. G. & Freedman, W. L. 1985, *ApJ*, 298, 486
- Comeron, F., Torra, J., & Figueras, F. 1997, *A&A*, 325, 149
- Contopoulos, G. & Grosbøl, P. 1986, *A&A*, 155, 11
- Dobbs, C. L. & Bonnell, I. A. 2006, *MNRAS*, 367, 873
- Dobbs, C. L. & Bonnell, I. A. 2008, *MNRAS*, 385, 1893
- Dobbs, C. L., Glover, S. C. O., Clark, P. C., & Klessen, R. S. 2008, *MNRAS*, 389, 1097
- Elmegreen, B. G., Galliano, E., & Alloin, D. 2009, *ApJ*, 703, 1297
- Elmegreen, B. G. & Thomasson, M. 1993, *A&A*, 272, 37
- Falceta-Gonçalves, D., Caproni, A., Abraham, Z., Teixeira, D. M., & de Gouveia Dal Pino, E. M. 2010a, *ApJ*, 713, L74
- Falceta-Gonçalves, D., de Gouveia Dal Pino, E. M., Gallagher, J. S., & Lazarian, A. 2010b, *ApJ*, 708, L57
- Falceta-Gonçalves, D. & Monteiro, H. 2014, *MNRAS*, 438, 2853
- Fujii, M. S., Baba, J., Saitoh, T. R., et al. 2011, *ApJ*, 730, 109
- Hunt, L. K., Combes, F., García-Burillo, S., et al. 2008, *A&A*, 482, 133
- Jogee, S., Scoville, N., & Kenney, J. D. P. 2005, *ApJ*, 630, 837
- Junqueira, T. C., Lépine, J. R. D., Braga, C. A. S., & Barros, D. A. 2013, *A&A*, 550, A91
- Kalnajs, A. J. 1973, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 2, 174
- Kennicutt, Jr., R. C. 1981, *AJ*, 86, 1847
- Kim, C.-G., Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. 2006, *ApJ*, 649, L13
- Kim, C.-G., Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. 2008, *ApJ*, 681, 1148
- Kim, W.-T. & Ostriker, E. C. 2002, *ApJ*, 570, 132
- Kim, W.-T. & Stone, J. M. 2012, *ApJ*, 751, 124
- Knapen, J. H., Shlosman, I., & Peletier, R. F. 2000, *ApJ*, 529, 93
- Kowal, G., Falceta-Gonçalves, D. A., & Lazarian, A. 2011, *New Journal of Physics*, 13, 053001
- Kowal, G., Lazarian, A., & Beresnyak, A. 2007, *ApJ*, 658, 423
- Lépine, J. R. D., Cruz, P., Scarano, Jr., S., et al. 2011a, *MNRAS*, 417, 698
- Lépine, J. R. D., Mishurov, Y. N., & Dedikov, S. Y. 2001, *ApJ*, 546, 234
- Lépine, J. R. D., Roman-Lopes, A., Abraham, Z., Junqueira, T. C., & Mishurov, Y. N. 2011b, *MNRAS*, 414, 1607
- Lin, C. C. & Shu, F. H. 1964, *ApJ*, 140, 646
- Lindblad, P. O. 1961, *Soviet Ast.*, 5, 376
- Ma, J., Zhao, J. L., Shu, C. G., & Peng, Q. H. 1999, *A&A*, 350, 31
- Martos, M., Allen, C., Franco, J., & Kurtz, S. 1999, *ApJ*, 526, L89
- Petit, H., Hua, C. T., Bersier, D., & Courtes, G. 1996, *A&A*, 309, 446
- Pichardo, B., Martos, M., Moreno, E., & Espresate, J. 2003, *ApJ*, 582, 230
- Regan, M. W. & Mulchaey, J. S. 1999, *AJ*, 117, 2676
- Roberts, W. W. 1969, *ApJ*, 158, 123
- Ruiz, L. O., Falceta-Gonçalves, D., Lanfranchi, G. A., & Caproni, A. 2013, *MNRAS*, 429, 1437
- Santos-Lima, R., de Gouveia Dal Pino, E. M., Kowal, G., et al. 2014, *ApJ*, 781, 84
- Sellwood, J. A. & Carlberg, R. G. 1984, *ApJ*, 282, 61
- Spaans, M. & Silk, J. 2000, *ApJ*, 538, 115
- Thakur, P., Ann, H. B., & Jiang, I.-G. 2009, *ApJ*, 693, 586
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- van de Ven, G. & Fathi, K. 2010, *ApJ*, 723, 767
- Wada, K. 2008, *ApJ*, 675, 188
- Wada, K. & Koda, J. 2004, *MNRAS*, 349, 270

A new model for gravitational potential perturbations in disks of spiral galaxies. An application to our Galaxy

T. C. Junqueira, J. R. D. Lépine, C. A. S. Braga, and D. A. Barros

Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Cidade Universitária, São Paulo, SP, Brazil
e-mail: tjunqueira@astro.iag.usp.br

Received 6 June 2012 / Accepted 12 December 2012

ABSTRACT

Aims. We propose a new, more realistic description of the perturbed gravitational potential of spiral galaxies, with spiral arms having Gaussian-shaped groove profiles. The aim is to reach a self-consistent description of the spiral structure, that is, one in which an initial potential perturbation generates, by means of the stellar orbits, spiral arms with a profile similar to that of the imposed perturbation. Self-consistency is a condition for having long-lived structures.

Methods. Using the new perturbed potential, we investigate the stable stellar orbits in galactic disks for galaxies with no bar or with only a weak bar. The model is applied to our Galaxy by making use of the axisymmetric component of the potential computed from the Galactic rotation curve, in addition to other input parameters similar to those of our Galaxy. The influence of the bulge mass on the stellar orbits in the inner regions of a disk is also investigated.

Results. The new description offers the advantage of easy control of the parameters of the Gaussian profile of its potential. We compute the density contrast between arm and inter-arm regions. We find a range of values for the perturbation amplitude from 400 to $800 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$, which implies an approximate maximum ratio of the tangential force to the axisymmetric force between 3% and 6%. Good self-consistency of arm shapes is obtained between the Inner Lindblad resonance (ILR) and the 4:1 resonance. Near the 4:1 resonance the response density starts to deviate from the imposed logarithmic spiral form. This creates bifurcations that appear as short arms. Therefore the deviation from a perfect logarithmic spiral in galaxies can be understood as a natural effect of the 4:1 resonance. Beyond the 4:1 resonance we find closed orbits that have similarities with the arms observed in our Galaxy. In regions near the center, elongated stellar orbits appear naturally, in the presence of a massive bulge, without imposing any bar-shaped potential, but only extending the spiral perturbation a little inward of the ILR. This suggests that a bar is formed with a half-size $\sim 3 \text{ kpc}$ by a mechanism similar to that of the spiral arms.

Conclusions. The potential energy perturbation that we adopted represents an important step in the direction of self-consistency, compared to previous sine function descriptions of the potential. In addition, our model produces a realistic description of the spiral structure, which is able to explain several details that were not yet understood.

Key words. Galaxy: kinematics and dynamics – Galaxy: structure – galaxies: spiral – galaxies: bulges

1. Introduction

Despite its historical merit, the spiral structure theory, proposed by Lin & Shu (1964), has well-known limitations. For instance, Lin & Shu add gas and star into a single component, when their dynamics differ in response to the same potential; stars, for example, are not affected by pressure gradients. Additionally, real arms are not tightly wound, as assumed in that theory, and the physical properties of the disk (densities, velocity perturbations) do not have a sine-shaped dependence in azimuth, as argued in the present paper. Around the same time, Toomre (1964), in an opposing point of view, argued that since the largest fraction of matter in the disk is in the form of stars, one can, in a first approximation, neglect the gas and work with stellar dynamics. He devoted much of his attention to understanding why an excess of stars in a given region does not grow without limit, due to the excess of gravitational attraction. Regardless, his model for the arms focused more on stellar dynamics, considering them as regions with stellar excess of stars that rotate with velocity that does not diverge from the velocity of the disk matter.

Kalnajs (1972) proposed an innovative way of understanding the spiral structure, which was focused solely on stellar dynamics. He showed that by introducing some degree of organization

to the closed stellar orbits, we can generate regions where these orbits are crowded. Such an organization is achieved by rotating orbits of increasing size by a given angle, relative to previous ones. These regions of high stellar densities look like logarithmic spirals and rotate with the required pattern speed to transform the usually open orbits into closed ones. Furthermore, such an organization of stellar orbits can be achieved via galactic collisions (Gerber & Lamb 1994). The great advantage of the Kalnajs model in comparison to Toomre's is that the former's spiral structure is not disrupted by differential rotation; in other words, it can be long lived. It is important to note that the search for stable or quasi-stationary solutions has traditionally been the aim of dynamical models of disks. This is still a legitimate concern, given that the near-infrared morphology of several grand design galaxies reveals the existence of an underlying two-arm structure constituted mainly of old stars (Grosbøl & Patsis 1998; Block & Wainscoat 1991; Rix & Rieke 1993; Rix & Zaritsky 1994; Block et al. 1994). Also, Lépine et al. (2011b) argued that, based on the metallicity gradient, the present spiral structure of Galaxy has an age of at least several billion years.

The Kalnajs model is the most promising one, as it gives a correct understanding of the nature of the arms as regions where stellar orbits are crowded. However, Kalnajs' model is only a

first approximation, since it makes use of stellar orbits associated with an axisymmetric potential. In order to reach self-consistency, one must introduce the effect of the perturbations of the potential on the stellar orbits. The perturbations produce changes in the shapes of the orbits, which in turn change the regions where the orbits are crowded and generate a new perturbation. If at the end of this cycle we obtain approximately the same density distribution as at the end of the starting one, we say that the model is self-consistent, and that the structure will be long lived. Self-consistent models, or at least approximately self-consistent models in terms of arm shapes, were constructed by Contopoulos & Grosbøl (1986, 1988) and Patsis et al. (1991) for large spiral galaxies, and by Amaral & Lepine (1996, hereafter A&L) and Pichardo et al. (2003) for the special case of our Galaxy. In the works of Contopoulos and collaborators and of A&L, the classical expression for the perturbation Φ_1 was used in a frame of reference rotating with constant velocity Ω_p :

$$\Phi_1(R, \varphi) = \zeta_0 R e^{-\varepsilon_s R} \cos\left(m \frac{\ln R}{\tan i} - m\varphi\right), \quad (1)$$

with some diversity in the amplitude ζ_0 , the behavior of the amplitude with radius (here represented by $R e^{-\varepsilon_s R}$), the number of arms (m), and the pitch angle i . A property of this expression is that if we fix the radius R , the variation of the potential as a function of the azimuthal angle is a sine function. In the work of Pichardo et al. (2003), the perturbing potential is represented as a superposition of a large number of oblate spheroids, with their centers distributed along the locii of the spiral arms. This approach does not give access to a simple analytical expression for the perturbation.

One motivation for this work is that it has become evident that the traditional description of the potential perturbation in terms of a sine function in the azimuthal direction is not satisfactory. It is simple to estimate the stellar density in a region where the orbits are crowded and to compare it with the average field, as well as to perceive that the perturbations are much better described as narrow grooves or channels in the gravitational potential with an approximately Gaussian profile. We present an analytical description of the perturbing potential, which is realistic when compared to observations and produces better self-consistency compared to other models. Strictly speaking, we give priority to the analysis of one aspect of self-consistency, which corresponds to the shape of the arms or equivalently to the position of the density maxima in the plane of the galaxy and to their profiles. We employ the expression “self-consistency of arm shape” to describe our results, although several authors that we mentioned above simply refer to “self-consistency” for similar analyses. Other advantages related to the expression proposed in this work for the perturbation are 1) avoiding fluctuations between positive and negative values for the potential (as produced by a sinusoidal function) over the whole disk for the whole range of parameters; 2) controlling the arm-interarm contrast and; 3) dealing of the thickness of the spiral arms.

The focus in this work is on normal galaxies in which the structure is dominated by spiral arms, not by a bar. Naturally, many galaxies present a weak bar in their center, with an extended region of spiral arms beyond the end of the bar. The present model can be useful to interpret their structure.

In addition to the motivations mentioned above, there has been considerable improvement in recent years in the knowledge of the structure of our Galaxy and, in particular, of its rotation curve and pattern speed (discussed, respectively, in Sects. 4.1

and 6.1). Therefore it is worth constructing a model that is adequate for comparisons with observations and other models. We are conscious that a number of authors consider that our Galaxy has a strong bar, so that our model would not be applicable, but in any case, the comparison with observations may give us clues to this question. Other models that we have already mentioned (A&L, Pichardo et al.; Contopoulos & Grosbøl) use the same hypothesis of spiral-dominated structure and are directly comparable.

The organization of this paper is as follows. In Sect. 2.1, we review the classical model for the spiral arms. In Sect. 2.2, we present our new model for the spiral arms discuss the required parameters. In Sect. 3, we deduce the relation between the density contrast and the perturbation amplitude. We constrain the perturbation amplitude to a range of values by means of observational evidence for the density contrast. In Sect. 4 and subsections, we compute the axisymmetric potential for two different rotation curves. First, we use a realistic rotation curve, which is obtained by fitting the data of the Galaxy. The second model uses a “flat” rotation curve that is modeled by two axisymmetric components (bulge + disk) with different bulge-to-disk ratios in order to better understand the effect of the bulge component on the stellar orbits. In Sect. 5.1, we present the equations of motion and the integration scheme, and in Sect. 5.2, we derive the density response. In Sect. 6, we discuss the adopted corotation radius and the angular velocity of the spiral pattern. The main results are presented in this section, discussed separately for different ranges of radii: between the Inner Lindblad Resonance (ILR) and the 4:1 resonance, beyond the 4:1 resonance, and the connection between the bulge and the inner stellar orbits. In Sect. 7, we give our conclusions.

2. The spiral arms

2.1. The classical model

The surface density of a zero-thickness disk can be represented mathematically as the sum of an axisymmetric or unperturbed surface density $\Sigma_0(R)$, and a perturbed surface density $\Sigma_1(R, \varphi)$, which represents the spiral pattern in a frame that rotates at angular speed Ω_p . The azimuthal coordinate at the rotating frame of reference is $\varphi = \theta - \Omega_p t$, where θ is the angle at the inertial frame. As usual, the physical surface density is given by the real part of the following equation (see Binney & Tremaine 2008):

$$\Sigma_1(R, \theta - \Omega_p t) = \Sigma_s e^{i[m(\theta - \Omega_p t) + f_m(R)]}, \quad (2)$$

where $f_m(R)$ is the shape function, which describes the spiral, and Σ_s is a varying function of radius that gives the amplitude of the spiral pattern. From Σ_1 , as described by Eq. (2), we derive the potential Φ_d , using Gauss’ law, and obtain

$$\Phi_1(R, \theta - \Omega_p t) = \Phi_d e^{i[m(\theta - \Omega_p t) + f_m(R)]}, \quad (3)$$

where

$$\Phi_d = -\frac{2\pi G \Sigma_s}{|k|}. \quad (4)$$

In the above expression, k is the wavenumber and G the Gravitational constant. Using Eqs. (3) and (4), we get

$$\Phi_1(R, \theta - \Omega_p t) = -\frac{2\pi G \Sigma_s}{|k|} e^{i[m(\theta - \Omega_p t) + f_m(R)]}. \quad (5)$$

This is a well-known result, found by Lin et al. (1969) and derived from the WKB theory (see also Appendix B).

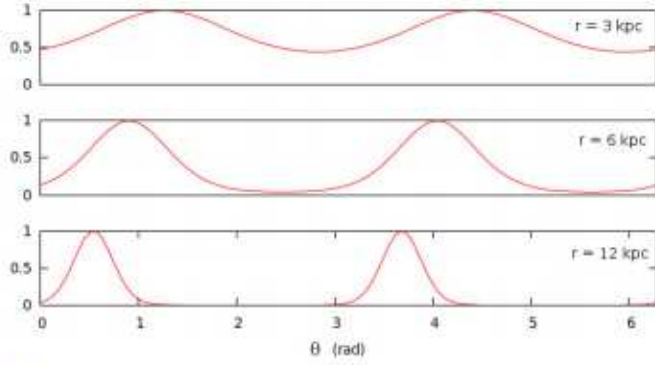


Fig. 1. Azimuthal density profile at different radii for $m = 2$, $i = 14^\circ$, and $\sigma = 4.7$ kpc. Here we set $\Sigma_{s0} = 1$, since we only want to show how the density profile varies with the azimuthal angle.

2.2. The new potential for the spiral arms

Before we begin, it is important to clarify what we understand by spiral arms. The model we adopt is based on the idea of Kalnajs (1972) of stellar orbits of successively increasing radii in the disk, organized in such a way that they get close together in some regions, thus presenting excesses of stellar density.

Traditionally, the perturbed surface density has been described by Eq. (2). This approach, however, is not realistic. The brightness profiles observed in galactic disks in circles around the center are not sine functions, nor are the density profiles obtained theoretically from the crowding of stellar orbits. The surface density we consider to be realistic is given by a density excess that follows a logarithmic spiral, with a Gaussian profile in the transversal direction. The potential that produces this kind of density has the form

$$\Phi_1(R, \varphi, z) = -\zeta_0 R e^{-\frac{R^2}{\sigma^2} [1 - \cos(m\varphi - f_m(R))] - \varepsilon_s R - |kz|}, \quad (6)$$

where ζ_0 is the perturbation amplitude, ε_s^{-1} the scale length of the spiral, σ the width of the Gaussian profile in the galactocentric azimuthal direction, $k = \frac{m}{R \tan(i)}$ the wavenumber, and $f_m(R)$ the shape function. The scale-length of the disk and of the spiral are not necessarily the same. This question is discussed in Sect. 3. The shape function is

$$f_m(R) = \frac{m}{\tan(i)} \ln(R/R_i) + \gamma, \quad (7)$$

where m is the number of arms, i is the pitch angle, R_i is the point where the spiral crosses the coordinate $x = 0$, and γ is only a phase angle.

Solving Poisson's equation using Eq. (6), with the assumption of zero-thickness disk and of tightly wound spiral arms (TWA) in the plane $z = 0$ we have

$$\Sigma_s = \Sigma_{s0} e^{-\frac{R^2}{\sigma^2} [1 - \cos(m\varphi - f_m(R))]}, \quad (8)$$

where Σ_{s0} is associated with the perturbation amplitude (see Appendix B for more details) by the equation

$$\Sigma_{s0}(R) = \frac{\zeta_0 m}{2\pi G} \frac{R^2}{\sigma^2 |\tan i|} e^{-\varepsilon_s R}. \quad (9)$$

The azimuthal profile corresponding to Eq. (8) is illustrated in Fig. 1. We emphasize that σ is the half-width of the spiral arms in directions of galactocentric circles (see deduction in Appendix A). Because all these circles cross the logarithmic

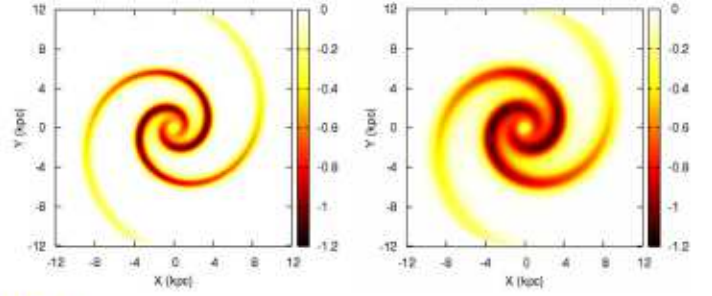


Fig. 2. Map of the perturbing potential in the plane of the galaxy. The colors represent the values of $\Phi_1(R, \varphi)$ in arbitrary units. The picture on the left is the potential with $\sigma = 2.5$ kpc and on the right $\sigma = 4.7$ kpc. For $i = 14^\circ$ we have on the left $\sigma_\perp = 0.6$ kpc and on the right $\sigma_\perp = 1.1$ kpc.

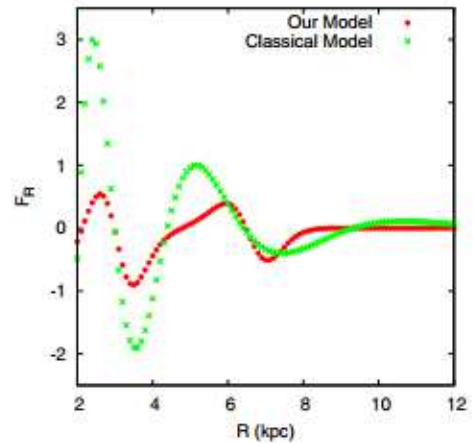


Fig. 3. Radial force due to the spiral arm in the direction $\varphi = 0$. The circles in red represent the radial force due to our potential, while the crosses in green represent the radial force associated with the classical sine function perturbation. Here, positive values of the force mean that a star would be pushed outward and negative values that it would be pulled inward with respect to the galactic center. In this figure, the number of arms is $m = 2$, the pitch angle $i = 14^\circ$, $\varepsilon_s = 0.4$ kpc $^{-1}$, and for our model the arm width $\sigma = 4.7$ kpc.

arms with the same angle i , the true width in a direction perpendicular to the arms is given by σ_\perp

$$\sigma_\perp = \sigma \sin(i). \quad (10)$$

This parameter allows us to reproduce arms of different widths, as shown in Fig. 2.

Figure 3 plots the radial force produced by the spiral arms in our model (red circles, which are very similar to Pichardo et al. 2003) compared with the classical model (green crosses, derived from Eq. (3)) as a function of Galactocentric distance R . In both cases the perturbation amplitude was set to be equal to one, since we just want to see how the force profile varies and are not interested in absolute values. The first thing we can notice in Fig. 3 is that for the classical model the radial force is stronger for the same perturbation amplitude, mainly in inner regions. Thus, the perturbation amplitude in the classical case would be lower than in our model. This is due to the fact that a sinusoidal potential varies between positive and negative values and that the force, proportional to the variations of potential, is stronger than in a case where the potential ground level is equal to zero. Another difference between the two models occurs around 9 kpc, where, in the classical model, the force becomes positive while in our model the force slowly tends to zero, but it is still negative. This

Table 1. Adopted spiral arms properties.

Property	Symbol	Value	Unit
Number of arms	m	2	–
Pitch angle	i	14°	–
Half width	σ	4.7	kpc
Scale length	ε_s^{-1}	2.5	kpc
Spiral pattern speed	Ω_p	23	$\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$
Perturbation amplitude	ζ_0	600	$\text{km}^2 \text{s}^{-2} \text{kpc}^{-1}$

happens because a star in that region feels the effect of the last piece of the arm, as we can see in Fig. 2 in the x direction, so that it would be pulled inwards.

3. Relation between density contrast and perturbation amplitude

Following Antoja et al. (2011) we take as a measure of the density contrast

$$A_2 \sim \frac{\Sigma_{s_0}}{\Sigma_d}, \quad (11)$$

where Σ_d is the axisymmetric surface density and Σ_{s_0} is the maximum density of the spiral arms. This relation is valid under the assumption of a mass-to-light ratio of the order of 1 when A_2 is measured in the infrared bands (Kent 1992). Antoja et al. (2011) collected in the literature the estimations of Galactic and extragalactic density contrasts, and found them to be in the range $0.13 \leq A_2 \leq 0.23$. Therefore, an average value would be about $A_2 = 0.18$.

The maximum density of the spiral arms is given by Eq. (9). We refer to the maximum at a certain radius, not a maximum over the whole disk. To simplify the analysis, we assume that the axisymmetric surface density has an exponential behavior (Eq. (12)). Galactic disks are often represented by exponential density laws and, depending on the value of ε_d , can explain relatively flat rotation curves. We know that such an exponential law will not generate an exact fit to the rotation curve, given by Eq. (17), but it simplifies the analysis and gives us a good hint about the value of the perturbation amplitude

$$\Sigma_d(R) = \sigma_0 e^{-\varepsilon_d R}. \quad (12)$$

Therefore the density contrast is

$$\frac{\Sigma_{s_0}}{\Sigma_d} = \frac{\zeta_0 m}{2\pi G \sigma^2 |\tan i| \sigma_0} R^2 e^{-(\varepsilon_s - \varepsilon_d)R}. \quad (13)$$

The density contrast depends not only on the perturbation amplitude ζ_0 , but also on σ , which describes the arms width. In our model, we can set σ as a constant or a function of radius. If we assume that the scale length is the same for both components ($\varepsilon_d = \varepsilon_s$, which is a reasonable assumption because we do not want the amplitude of the spiral to drop too fast outwards) and compute the value of σ_0 using the density of the solar neighborhood, $\Sigma_d(R_0) = 49 M_\odot \text{pc}^{-2}$ (see Binney & Tremaine 2008, Table 1.1), for $R_0 = 7.5 \text{ kpc}$ and $\varepsilon_d^{-1} = 2.5 \text{ kpc}$ we get $\sigma_0 = 984 M_\odot \text{pc}^{-2}$. Then, using the values from Table 1 for the number of arms and the pitch angle, Eq. (13) reduces to

$$\frac{\Sigma_{s_0}}{\Sigma_d} = 3 \times 10^{-4} \frac{\zeta_0 R^2}{\sigma^2}. \quad (14)$$

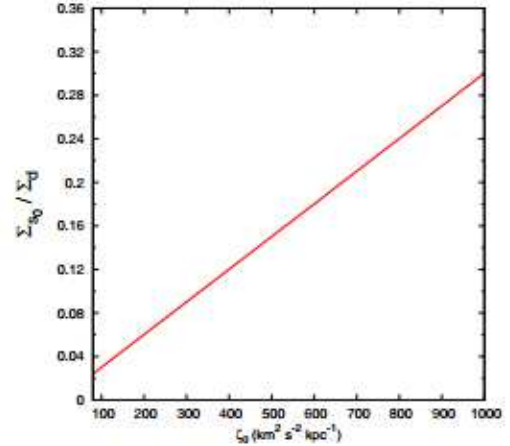


Fig. 4. Density contrast Σ_{s_0}/Σ_d as a function of perturbation amplitude for the Milk Way.

Since we have used, up to now, parameters of the spiral structure that are based on studies of our Galaxy, we shall estimate the contrast for a galactocentric distance of about 5 kpc, which in our model is about midway between the ILR and corotation, as discussed in Sect. 6. Numerically we have $R \approx \sigma$, so that Eq. (14) becomes

$$\frac{\Sigma_{s_0}}{\Sigma_d} \approx 3 \times 10^{-4} \zeta_0. \quad (15)$$

A plot of the density contrast based on this equation is shown in Fig. 4. Comparing the values of A_2 from the literature, as discussed above, with this figure, we find a range of amplitudes of the perturbation between 400 to 800 $\text{km}^2 \text{s}^{-2} \text{kpc}^{-1}$, which is compatible with the range of density contrasts of Table 1. Taking an average value $A_2 = 0.18$ gives us $\zeta_0 = 600 \text{ km}^2 \text{s}^{-2} \text{kpc}^{-1}$.

This is an estimate for $R \approx 5 \text{ kpc}$. However as we can see from Eq. (14), the density contrast increases with radius. Kendall et al. (2011) and Elmegreen et al. (2011) showed many galaxies with a growth of density contrast with radius. If we adopt $\varepsilon_d = \varepsilon_s$, the density contrast varies as the square of the radius, which seems a little too fast in many cases. This problem can be attenuated in two ways: 1) the scale length of the spiral and of the disk may be slightly different ($\varepsilon_d < \varepsilon_s$), which will produce an exponential decrease; 2) the arms width may increase with radius, producing a density contrast with moderate increase, closer to the results of Kendall et al. For a specific galaxy, it would be possible to check the azimuthal density profile and its variation with radius and to adjust the parameters to match the observations. One merit of our model is that it facilitates such adjustments.

4. The axisymmetric component

The main dynamical information of a spiral galaxy is derived from its observed rotation curve. In fact, the rotation curve gives us the radial gradient of the potential, since we can compute $\Phi_0(R)$ by integrating Eq. (16):

$$F = -\frac{\partial \Phi_0}{\partial R} = -\frac{V_{\text{rot}}^2(R)}{R}, \quad (16)$$

where V_{rot} is the rotation curve.

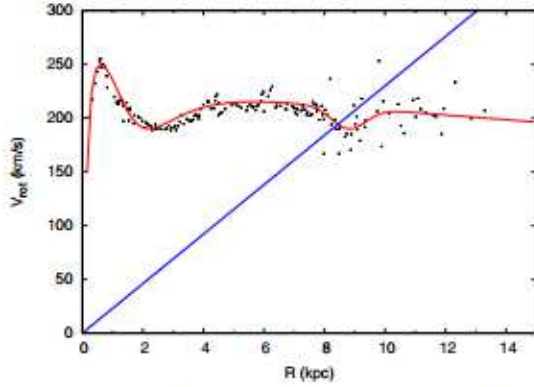


Fig. 5. Rotation curve of the Galaxy. The red line is the rotation curve fitted using Clemens' data (black dots), and the blue line is the pattern speed $\Omega_p \times R$ corresponding to an angular velocity $\Omega_p = 23 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. The corotation radius is at 8.4 kpc. We adopted $R_0 = 7.5 \text{ kpc}$ and $V_0 = 210 \text{ km s}^{-1}$.

4.1. The rotation curve of the Galaxy

To contribute to a deep understanding of the spiral structure of any given galaxy, we must make the effort of introducing the real parameters, such as the dimension of the components, the rotation curve, and the pattern rotation speed. Although there may be controversies concerning some of these parameters, we chose to illustrate our model of spiral perturbation by applying it to our Galaxy. However, we also used a simplified analytical expression for the rotation curve, introduced in the next subsection, with the aim of reaching qualitatively a general understanding of the effect of the mass of the bulge on the inner orbits.

The "real" rotation curve of the Galaxy that we have adopted (Fig. 5) is quite flat, except for a local minimum at about 8.8 kpc. The existence of this dip in the curve is revealed, for instance, by the study of the epicycle frequency in the galactic disk (Lépine et al. 2008). This is confirmed in a recent work by Sofue et al. (2009), which makes use of different data sets, including data on masers with precise distances measured by parallax, to trace the curve. The rotation curves presented in these two papers are quite similar, except for minor scaling factors due to the adopted galactic parameters, the solar distance from the Galactic centers R_0 , and the solar velocity V_0 . The curve is conveniently fitted by two exponentials and a Gaussian

$$V_{\text{rot}}(R) = 398e^{-R/2.6-0.14/R} + 257e^{-R/65-(3.2/R)^2} - 20e^{-(R-8.8)/0.8^2}. \quad (17)$$

The first two components contain terms in $(1/R)$ and $(1/R)^2$ inside the exponential function, which produce a decrease of their contribution towards small radii. The last (Gaussian) term represents the local dip. The interpretation of a similar curve, except for the dip, in terms of components of the Galaxy is given by Lépine & Leroy (2000) and is different from that of Sofue et al. (2009). The pattern speed is discussed in Sect. 6.1.

Figure 6 shows the axisymmetric potential that results from the integration of Eq. (16). We used the trapezium rule with adaptive step to solve the integral, and we fixed the potential as equal to $\Phi_0(100) = 0$ at $R = 100 \text{ kpc}$ in order to set the arbitrary constant.

4.2. A model of a flat rotation curve with a bulge

Many galaxies have a flat rotation curve, but some of them present a peak in the inner part. For instance, as seen in Fig. 5, a

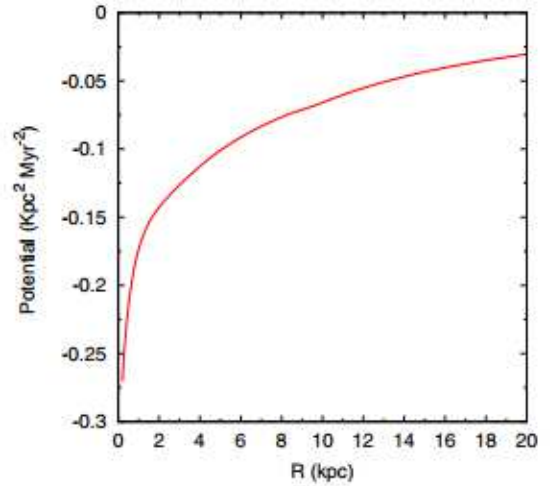


Fig. 6. Axisymmetrical potential as a function of the galactocentric radius R .

peak for our Galaxy appears at a radius smaller than 2 kpc, with a maximum around 300 pc. The nature of the peak is a subject of debate. Some authors consider that it is not due to rotation, like Burton & Liszt (1993), who believe that there is a strong velocity component of gas outflow from the central regions of the Galaxy. Others consider that an important departure from axisymmetric, like a triaxial bulge according to Gerhard & Vietri (1986), is required to explain the peak. To perform a first approximation analysis on the effects of the presence of a bulge on the stellar orbits in the inner regions of a galaxy, we adopt the hypothesis that the bulge is axisymmetric, as it seems to be, at least approximately, in most spiral galaxies (Méndez-Abreu et al. 2010). Also in axisymmetric bulges, one can find elliptical orbits in their central regions. Then, even a very small perturbation could give rise to an oval structure. Since in this part of the work we are not interested in solving the specific case of our Galaxy, but want to have a more general idea of the effect of a bulge, we do not use the observed rotation curve of our Galaxy. Instead, we use a simpler one from which the potential is obtained analytically, thus avoiding numerical integrations. For this study we adopt the model for the rotation curve given by Contopoulos & Grosbøl (1986), in which the presence of the peak is modeled by two axisymmetric components (bulge + disk):

$$V_{\text{rot}}(R) = V_{\text{max}} \sqrt{f_b \epsilon_b R \exp(-\epsilon_b R) + [1 - \exp(-\epsilon_d R)]}. \quad (18)$$

Here ϵ_b^{-1} and ϵ_d^{-1} are the scale length for the bulge and disk components, respectively. The relative importance of the two components is given by the bulge fraction f_b .

We analyzed the inner stellar orbits obtained with rotation curves with different values of f_b , that is, with different importance of the bulge. The results are discussed later, in Sect. 6.

5. Stellar orbits

5.1. The integration scheme

Once we know the two components of the potential, $\Phi_0(R)$ and $\Phi_1(R, \varphi)$, we can derive the equations of motion governed by them. Figure 7 illustrates the angles and angular velocities used in the equations. When the Galactic plane is represented, the motion of stars and the pattern speed are shown clockwise, which corresponds to negative values of angular velocities.

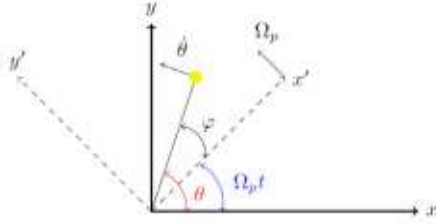


Fig. 7. Scheme of the Galactic plane. The yellow dot represents a star rotating with speed θ in a frame of reference (dashed line) corotating with the spiral arms at the angular velocity Ω_p .

The Hamiltonian for such a system is given by

$$H = \frac{1}{2} \left[p_r^2 + \frac{J_1^2}{R^2} \right] - \Omega_p J_1 + \Phi_0(R) + \Phi_1(R, \varphi), \quad (19)$$

where p_r and J_1 are the linear and angular momentum per mass unit, respectively. It is important to note that J_1 is measured with respect to the inertial frame. The equations of motion are

$$\frac{dR}{dt} = p_r, \quad (20)$$

$$\frac{dp_r}{dt} = \frac{J_1^2}{R^3} - \frac{\partial \Phi_0(R)}{\partial R} - \frac{\partial \Phi_1(R, \varphi)}{\partial R}, \quad (21)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{J_1}{R^2} - \Omega_p, \quad (22)$$

$$\frac{dJ_1}{dt} = -\frac{\partial \Phi_1(R, \varphi)}{\partial \varphi}. \quad (23)$$

The equations above were integrated using the 6th order implicit Runge-Kutta-Gauss (RKG; see Sanz-Serna & Calvo 1994, for more details), with a fixed time step $dt = 10^{-1}$ Myrs. To find the stable periodic orbits, we applied the method of Poincaré's surface of section (Poincaré 1892). The Poincaré section was fixed where the orbits cross the axis $\varphi = 0^\circ$. The periodic orbits trapped around circular orbits are represented by a sequence of points in the phase-space (R, p_r) , lying on a curve called an invariant curve.

In practice, what we do is to compute the energy of a circular orbit using Eq. (19). Thus this equation becomes

$$h(R) = \frac{J_0^2}{2R^2} - \Omega_p J_0 + \Phi_0(R). \quad (24)$$

This expression has no perturbation terms. The angular momentum per mass unit is given by $J_0 = RV_{\text{rot}}$, and $\Phi_0(R)$ is the galactic potential. For each radius, we have a value of energy h , then we come back to the Eq. (19) with $H = h$. Thus, we have to find the initial conditions (R, p_r, J_1, φ) that will close the orbit for a given h . The last variable can be fixed at $\varphi = 0$, and the angular momentum J_1 is found solving Eq. (19) for a given R and p_r . Therefore, we only have to deal with the pair of variables (R, p_r) . The pair that gives us a stable periodic orbit is found at the center of the island in the Poincaré section.

The families of periodic orbits that we obtained (starting from energies equivalent to circular orbits spaced 0.2 kpc apart, from 3 up to 8 kpc) are shown in Fig. 8. The inner part from 2 up to 3 kpc was avoided here; we discuss this region in Sect. 6.4.

5.2. Response density

The response density is computed by considering the conservation of flux between two successive orbits in the perturbed and

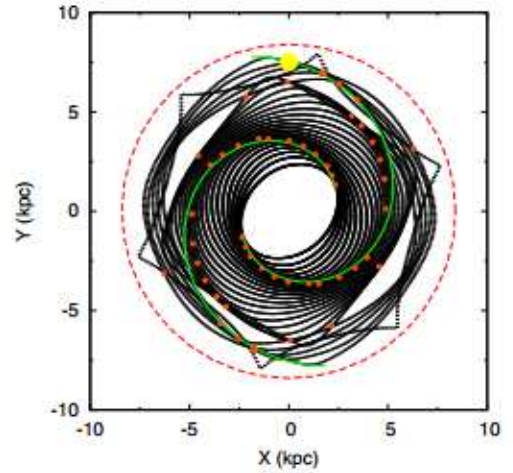


Fig. 8. Series of closed orbits in the plane of the Galaxy obtained using the rotation curve of Eq. (17). The spirals indicated in green represent the imposed perturbation; they coincide with the response density (red dots) up to 4:1 resonance. The red circle is the corotation radius ($R_{\text{cor}} = 8.4$ kpc). The perturbation amplitude is $\zeta_0 = 600 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$. The yellow dot shows the Sun position.

unperturbed cases (Contopoulos & Grosbøl 1986). In our case we consider a series of circular orbits spaced at 0.2 kpc. We can imagine in each orbit a large number of stars equally spaced in the unperturbed case. The area S of an angular sector, which is between two neighboring orbits and two successive stars in each orbit, is transformed into S' when the perturbation is introduced. The two areas contain the same mass, so that the density is proportional to $1/S'$. There are two reasons for the change in distance between neighboring stars. In the radial direction, it is because the orbits approach or recede one from the other. In the azimuthal direction, it is because the stars travel at different angular velocities along the orbit. Due to the conservation of angular momentum, the stars move more slowly when they are at larger galactic radius, and get closer to one another, since the flux is conserved. This is easy to take into account, since the spacing between stars is $\Delta\varphi \propto \varphi^{-1}$. The response density can be written as

$$\Sigma_{\text{resp}} = \frac{\Sigma_c 2\pi R_c \Delta R_c \Delta t}{T R \Delta R \Delta \varphi}, \quad (25)$$

where Σ_c is the density, R_c is the radius, and ΔR_c is the spacing between two successive orbits, all of them in the unperturbed case, while the same quantities in the denominator refer to the perturbed situation. The quantity Δt is the time spent by a star to move from φ to $\theta + \Delta\varphi$, while T is the period. In practice, what we do is to divide the circles in N sectors, thus making it possible to find the positions R and the time for each angle, defined by $i\Delta\theta$ ($i = 1 \dots N$). Therefore we can find the time Δt spent by the star to move between two adjacent sectors.

Since we are interested in the position of maximum response density for each orbit, Eq. (25) reduces to

$$\Sigma_{\text{resp}} \propto \frac{\Delta t}{R \Delta R \Delta \theta}. \quad (26)$$

As the values of Σ_c , R_c , ΔR_c , and T do not change in a given circle, they can be ignored in Eq. (25). Thus the position of maximum density is the sector where Eq. (26) reaches its maximum value.

We are interested in the position of maximum response density for each orbit. The position of the density maxima is shown in Fig. 8.

6. Results

6.1. A model for our Galaxy

Throughout this work, we have adopted the parameters that appeared to us to correspond to our Galaxy, like those presented in Table 1, and the rotation curve. In the next sections, we present both general results, which are valid in principle for other spiral galaxies, and specific results, which depend on the exact choice of parameters. One of the most important choices when we apply a model to a galaxy is that of the pattern speed, or equivalently, if the rotation curve is known, of the corotation radius.

In the last few decades, many papers have pointed to a corotation radius of the Galaxy situated close to the orbit of the Sun (Marochnik et al. 1972; Creze & Mennessier 1973; Mishurov & Zenina 1999, among others). An additional argument is that the classical theory of spiral arms tells us that the arms exist between the Inner and Outer Lindblad resonances and that the corotation falls roughly midway between these resonances. The data from the literature collected by Scarano & Lépine (2013) supports the theory, showing that the corotation occurs about midway between extremities of the region where the arms are seen. In our Galaxy, the spiral arms extend from about 3 kpc to 13 kpc (e.g., Russeil 2003), which would situate the corotation at about 8 kpc. Recently, a few direct methods allowed the decrease of the uncertainty on the corotation radius to a few hundred parsecs. One example is the determination of the pattern speed by integrating the orbits of open clusters back to their birthplaces. As shown by Dias & Lépine (2005), the result, $R_{CR} = (1.06 \pm 0.08)R_{sun}$, does not have any strong dependence on the adopted rotation curve. A second direct observation is the position of the ring-shaped HI void at corotation (Amôres et al. 2009), and a third one the position of the square-shaped spiral arm associated with the 4:1 resonance (Lépine et al. 2011a). The existence of a gap in the distribution of open clusters and of Cepheids, along with a step in the metallicity distribution, is naturally explained in terms of the corotation resonance (Lépine et al. 2011b). What we call a direct method is one that does not involve any complex model with uncertain parameters and therefore generates robust results. This is not the case of n -body simulations, or chemical evolution models. Based on the results above, we adopt $R_{CR} = 8.4 \pm 0.2$ kpc; accordingly, with Eq. (17), we find $\Omega_p = 23 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

In the present work, we have not investigated the spiral structure beyond corotation, a task left for future work. As we discuss in the next sections, there is a change in the nature of the arms at the 4:1 resonance. Only between the ILR and that resonance are the arms explained by the crowding of stellar orbits.

There are models of the spiral structure that are in conflict with the corotation radius that we advocate. For instance, model of the inner Galaxy by Dehnen (2000) suggests that the radius of the Outer Lindblad Resonance (OLR) of the Galactic bar lies in the vicinity of the Sun. His model does not belong to the category of direct methods, as we defined above, since it is a simulation and by nature, based on many approximations and uncertain parameters. The author does not claim that he presents a precise determination of the OLR of the bar and suggests that this radius is ≈ 6 –9 kpc. A recent review of pattern speeds in the Galaxy is given by Gerhard (2011). He recognizes that the pattern speed of the spiral structure is about $25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, but favors the idea that the bar rotates at a higher velocity. The review does not mention the work of Ibata & Gilmore (1995), who determined the rotation speed of the bulge, which was found to be the same that we adopt for the spiral arms. In a study of the morphology of bars in spiral galaxies, Elmegreen & Elmegreen (1985)

concluded that in late-type spirals the bar may extend only to the ILR. This is the hypothesis that we adopt to compare our model with the Galaxy, based on the fact that the solar neighborhood contains spiral arms only.

6.2. The structure between the ILR and the 4:1 resonance

Many studies of self-consistency have been performed (Contopoulos & Grosbøl 1988; Patsis et al. 1991; Amaral & Lépine 1997; Pichardo et al. 2003; Martos et al. 2004; Antoja et al. 2011). Contopoulos & Grosbøl (1986) already studied the response density and concluded that strong spirals do not exist beyond the 4:1 inner resonance. This result was confirmed by the other works and also by the present work. In Fig. 8 we show the locii of maximum response density of our model. It can be seen that there is a very good self-consistency of the shape of the spiral arms in the region inside the 4:1 resonance. This self-consistency is particularly satisfactory in the case of our model, since a potential perturbation with a Gaussian profile generates a very similar response density and response potential. The fact that two well-behaved logarithmic spiral arms extend about the 4:1 resonance is a robust result, which was encountered by the various works mentioned above, although they use a variety of axisymmetric potentials and perturbation potentials. It also corresponds to an observed characteristic of spiral arms, since Elmegreen & Elmegreen (1995) observed that most spiral galaxies have two prominent symmetric arms in their inner regions, inside approximately $0.5 R_{25}$, where R_{25} was defined by them as the radius for which the surface brightness is $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$. These authors suggest that the termination of these arms could coincide with corotation. This robust structure, with a similar aspect in many spiral galaxies, is possibly the one that is able to determine the pattern speed. That the pattern speeds are found to have a distribution concentrated around $24 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (Scarano & Lépine 2013), in other words, they are not arbitrary.

We would like to call attention to an interesting effect. One can see that the maximum response density starts to be out of phase with respect to the logarithmic spiral perturbation near the 4:1 resonance. This suggests that the deviation from a perfect logarithmic spiral in galaxies can be understood naturally as an effect of the 4:1 resonance. A consequence of this is the appearance of bifurcations. They happen because when the response density starts to be out of phase with the imposed density, part of the matter remains following the imposed density. This results in a weaker piece of arm. In galaxies with a structure similar to that of the Milky Way, the appearance of bifurcations is possibly associated with the 4:1 resonance, rather than with the corotation. This is not a new result, since it was already discovered from a theoretical approach, for instance, by Patsis et al. (1994) and Patsis et al. (1997). This is also a robust result because it does not depend on the details of a given rotation curve. Observationally, the work of Elmegreen & Elmegreen (1995) also states that bifurcations start at the end of the two prominent symmetric arms.

6.3. Beyond the 4:1 resonance

In our model, there is a clear change in the nature of the arms beyond the 4:1 resonance. There are no more arms produced by the concentration of stellar orbits, but only discrete resonant orbits. How could a resonant orbit behave like a spiral arm? This may happen if stars are captured within resonances, similarly to asteroids in the Solar system, for which the trapping mechanism

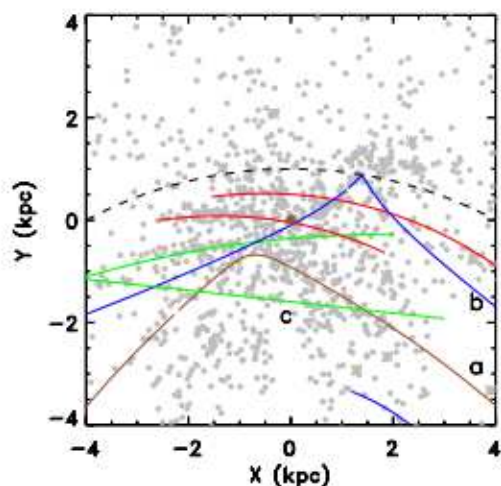


Fig. 9. Plot of the observed arm structure of the Galaxy in the solar neighbourhood. The Sun is at the center of the figure, and the distances on the two axes are relative to the Sun. The Galactic center is downward and outside the figure. Different kinds of objects have been added to better trace the structure, all of them shown with a same symbol (gray dots): Cepheids, open clusters, CS sources (see text for details). Curve *a*, in brown, represents a stellar orbit at the 4:1 resonance, and curve *b* an orbit at the 6:1 resonance. Curve *c* is not identified in terms of resonances, since it is a linear fit to the observed points. The other lines (two in red, one in green) are logarithmic spirals fitted to the data.

was described by Goldreich (1965). For instance, in the asteroid belt, the 3:2, 4:3, and 1:1 resonances with Jupiter are populated by clumps of asteroids. Similarly, the stars captured within resonances could produce a local increase of density and turn it into a kind of arm. If this model is correct, when applied to our Galaxy, it would predict that some of the arms seen in the solar neighborhood have the form of resonant orbits.

Direct evidence of an arm with the shape of a 4:1 resonant stellar orbit was found by Lépine et al. (2011a) using as tracers molecular CS sources, Cepheids with a period longer than six days, and open clusters with ages less than 30 Myr. The map obtained in that paper is reproduced in Fig. 9. Here, the same symbol has been used for all the kinds of tracers, since we are only interested in the general structure. It must be remembered that nowadays only in the Solar neighborhood we can have a detailed description of the spiral structure, since interstellar extinction does not allow open clusters and Cepheids to be observed at more than a few kpc.

Figure 9 can be seen as a zoom of the upper part of Fig. 8, in the region around the Sun. One can observe the presence of a structure with an angle of about 90° (labeled “a” and brown in the figure), which was identified by Lépine et al. (2011a) with the 4:1 resonance. The argument was not only the fit presented in this figure, but also much more the points observed along a straight portion of about 7 kpc in length, in addition to the fact that the resonance is exactly where it is predicted to be, based on the known pattern speed. Now, we also present a fit of an orbit at the 6:1 resonance to many of the observed points (curve with label “b”, in blue). This greatly resembles a predicted structure in Fig. 8, which passes close to the corner of the arm at the 4:1 resonance and close to the Sun, in addition to presenting an acute corner in the second quadrant of the Galaxy.

Stable periodic orbits attract around them quasi-periodic orbits, as indicated by the contours of the islands in the Poincaré’s surface of section. It seems that in the region of the disk discussed here, quasi-periodic orbits are trapped around the stable

periodic orbits of the 4:1 and 6:1 families, with very small deviations from the periodic orbits themselves. As a result the quasi-periodic orbits could be considered as building a “thick periodic orbit” structure. These arms, which are composed of similar quasi-periodic orbits, would have very small dispersions of velocities.

Finally, one can see in Fig. 8, just below the corner of the 4:1 resonance, an orbit that crosses it in two points. This resembles the arm-like structure with label C in Fig. 9. We consider that this observed structure is probably real, due to the large number of tracers that fall on it. This suggests an interesting concept. Since resonant orbits can cross each other, it is also possible to have arm-like structures which correspond to them crossing each other. This contrasts with the classical view of spiral arms, in which no such intersections exist.

Of course, the interpretation we give of some local structures may not seem convincing. One possible argument against it is that the resonant orbits do not seem to be uniformly populated by stars all around them. However, the mechanism of the capture of stars by resonances deserves deeper study to determine if some regions of the orbits should present a larger population. The solar neighborhood is rich in structures that have not been explained by any model. One could argue that they are not explainable because they are due to stochastic events. The idea that we propose here, that some of these structures correspond to resonant orbits, can be verified, since at each point of such an orbit we have a particular velocity of the stars that are trapped into it. However, this is not the scope of the present paper. We did not make any adjustment of the parameters of the model in order to fit observed structures. Parameters like V_0 (which affects the rotation curve), the exact depth and location of the local minimum in the rotation curve, Ω_p , and the width, depth, and pitch angle of the imposed perturbation could all have been submitted to minor variations. Our experience is that this is a lengthy task, with minor variations of the structures produced and some redundancy (different combinations can give similar results). The comparison with the observed data is difficult in part due to its poor quality. Besides, some fitted models may look better in one region of the galactic plane but worse in another. So, we also leave this task for future work.

Like the previous works on self-consistent spiral structure, we did not extend the calculation of stable orbits beyond the corotation radius. We expect to see resonant orbits as well, but the comparisons with real arms will be even more difficult because the distances and shapes of the external arms of our Galaxy are poorly known. What is known, from an observational point of view, is that the spiral arms show strong departures from logarithmic spirals in the external regions of galaxies. In most cases, the arms look more like a sequence of straight segments that roughly follow a spiral path (e.g., Chernin 1999).

6.4. The bulge and the bar

About 50% of spiral galaxies have a bar, either strong or weak, and there are both kinematic and photometric evidences that the Milky Way has a bar (Binney & Tremaine 2008, Sect. 6.5). Shen et al. (2010) argue that the Galactic bulge is a part of the disk and suggest that the bulge (in reality, a boxy pseudobulge) of the Milky Way is an edge-on, buckled bar that evolved from a cold, massive disk.

In this section, we analyze the connection between the spherical central bulge and the inner stellar orbits. Figure 10 shows the rotation curves from Eq. (18). The scale lengths for the disk

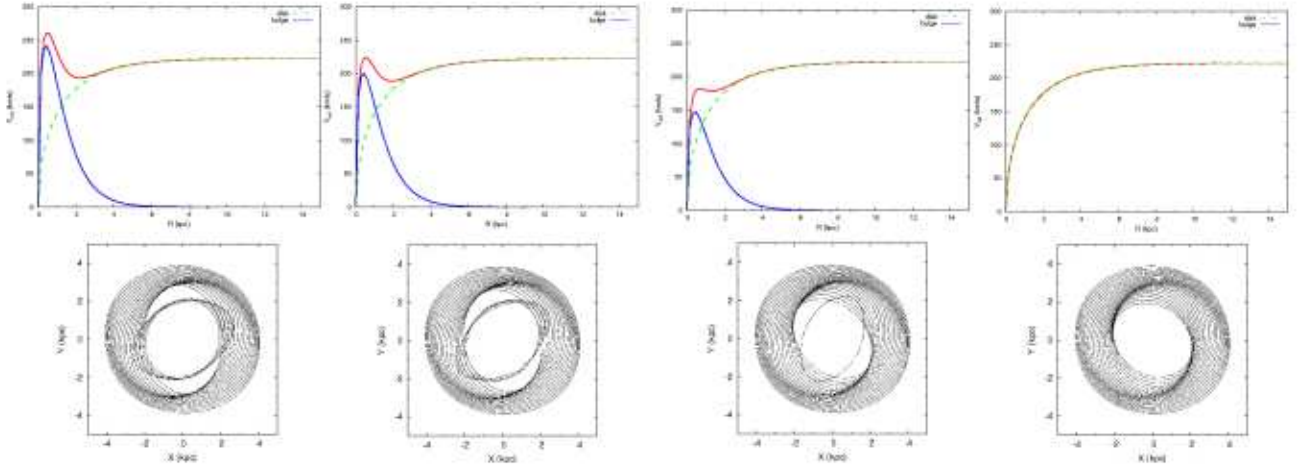


Fig. 10. Rotation curves and corresponding inner orbits for different strengths of the bulge. At the top are the rotation curves for different values of f_b (see text). From left to right, the parameter f_b is 3.2, 2.2, 1.2, and 0, respectively. Below are the orbits associated with each rotation curve. The blue line is the bulge contribution, the green line is the disk contribution, and the red line is the bulge + disk contribution.

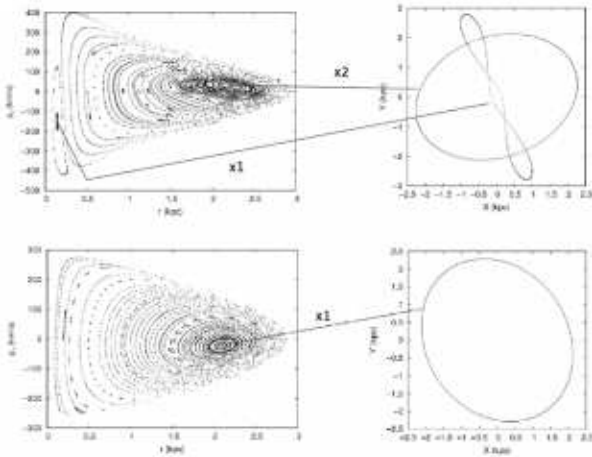


Fig. 11. Poincaré diagrams and their respective families (x_1 , x_2) of perturbed periodic orbits (see Contopoulos 1975, for details). In both cases we set the energy at $R_c = 2.2$ kpc, and the perturbation parameters are the same as Table 1. The only difference is the bulge fraction f_b ; at the top we have $f_b = 3.2$ and below we have $f_b = 0$.

and the bulge are fixed at $\epsilon_d^{-1} = 2 \text{ kpc}^{-1}$ and $\epsilon_b^{-1} = 0.4 \text{ kpc}^{-1}$, $V_{\text{max}} = 220 \text{ km s}^{-1}$. The parameter f_b , defined in Eq. (18) as “the bulge fraction”, is equivalent to a measure of the “bulge strength”, since the disk component is kept constant (only the bulge is varied), or even to a measure of the bulge density, since its scale size is kept constant. We will refer to it as the bulge strength. We varied f_b from 3.2 down to 0. Below each rotation curve in Fig. 10, we show the family of perturbed periodic orbits trapped around unperturbed periodic orbits from $R_c = 2$ up to 4 kpc; see Sect. 5.1 for more details. For a given energy h , which correspond to a radius R_c , we may have more than one periodic orbit. The family of periodic orbits lies at the center of the island in the Poincaré diagram. We call it family x_1 if the center of the island lies at $R \leq R_c$, and family x_2 if $R \geq R_c$, (see Contopoulos 1975).

The parameters for the spiral perturbation are the same as given in Table 1. The orbits in the inner region, almost perpendicular to the more external orbits, belong in Fig. 10, to the family x_2 of periodic orbit. They are more prominent where we have a strong central bulge ($f_b = 3.2$); as the bulge weakens, the families of orbits x_2 disappear, as we can see in Fig. 11. In the case

where $f_b \neq 0$, we have two families of stable orbits (x_1 , x_2). In Fig. 10, we plot the orbits corresponding to families for which we have only small deviations from R_c and those with a realistic distribution of velocities. As we can see in Fig. 11 on top, the family x_1 has a large deviation from R_c with a velocity in the order of $p_r \approx -150 \text{ km s}^{-1}$ generating a very eccentric orbit, while the family x_2 is close to R_c with $p_r \approx 20 \text{ km s}^{-1}$; thus, we expect that it would be the favorite family to populate this region. It is clear that strong bulges favor the x_2 family in the inner regions of the Galaxy, while without a bulge we have only the family x_1 .

A visual inspection of the orbits associated with different rotation curves shows elongated stellar orbits in the inner regions of the disk for rotation curves with the presence of a peak near the center, suggesting the formation of a bar with a half-size ~ 3 kpc. This model shows the existence of a correlation between the formation of a bar and the magnitude of the central bulge. The peak in the rotation curve becomes visible when f_b is relatively large (3.2 or 2.2). A strong bulge generates a prominent velocity peak in the rotation curve and modifies the inner stellar orbits. In other words, the strength of the bulge has an influence on the existence of a bar. This bar appears as a consequence of the same potential perturbation that we introduced for the spiral arms, so that the bar and the spiral arms have the same rotation velocity. The type of bar that we are discussing here corresponds to what is understood as a weak bar. In principle, this would seem to be more compatible with the model of spiral arms presented in this work, in which no effect of a bar is taken into account in the large “spiral” region that we described. A bar is weak if it generates only a small fraction of the total gravitational field around it. In such systems, the stellar orbits can be described by the epicyclic theory plus a weak driving force due to the periodic motion of the bar. In our Galaxy, the mass associated with the spherical bulge is much larger than that associated to the bar, as deduced from infrared luminosity (e.g., Lépine & Leroy 2000). One can even expect that at a distance of the order of 1 kpc from the center, outside the bulge but under its strong influence, the potential is Keplerian, with a dominant mass at the center. In such a potential, the orbits are elliptic, with the center of the Galaxy at one focus of the ellipse, like the orbits of comets in the solar system. In epicycle theory, these are 1:1 orbits. Two families of such orbits aligned along a straight line, one on each side of the bulge, would be in part responsible for the bar. The alignment of such elongated, one-sided orbits with the

inner extremity of the spiral arms would occur naturally, since stars travel slowly when they are at the apogalactic parts of their orbits and this facilitates synchronization. Of course, we are not presenting here a complete model of a weak bar, but only arguing that the existence of a weak bar in our Galaxy should not be rejected. If we consider that the origin of the spiral structure is related to the interaction with an external galaxy, it is more logical to think that the bar is induced by the spiral structure, and not vice versa. An interesting possibility is that since the only imposed perturbation here is that of the spiral arms, our results support the idea that a pseudobulge could have evolved from a perturbed disk (Shen et al. 2010).

We must add to the list of similarities between our model and the real Galaxy the agreement, in Fig. 8, between the orientation of the elongated inner orbits, where the spiral arms seem to begin, with respect to the Sun. This is very similar with the observed angle between the Sun and the extremities of the bar (see, e.g., Lépine et al. 2011a).

7. Conclusions

We have presented a new description of the spiral structure of galaxies, based on the interpretation of the arms as regions where the stellar orbits of successive radii come close together, producing large stellar densities. In other words, the arms are seen as grooves in the potential energy distribution. Such an approach is not new (e.g., Contopoulos & Grosbøl 1986; Amaral & Lépine 1997). The innovation is that the potential energy perturbation that we have adopted is itself like a groove that follows a logarithmic spiral, with a Gaussian profile in the direction perpendicular to the arms. This represents an important step in the direction of self-consistency, since this potential perturbation generates, by means of the stellar orbits, spiral arms with a similar profile. In previous classical models, the potential perturbation was represented by a sine function (or a sum of two sine functions, if four arms are presented) in the azimuthal direction, but the response potential resembled the groove-like one of the present work, so that the self-consistency was poorer. One of the classical models (Pichardo et al. 2003) does not use a sine function for the imposed potential, but its complexity does not allow an easy check of self-consistency.

A new parameter appears in our description, allowing us to control the width of the arms. We found a relation between the density contrast between the arm and inter-arm region, and the perturbation amplitude, under the assumption of an exponential disk.

We confirm the conclusion of previous works that the 4:1 inner resonance is a fundamental structure of the disk and that similar strong arms do not appear beyond this resonance. This result is supported by observations, since it is known that most spiral galaxies have two symmetric prominent arms in their inner regions (Elmegreen & Elmegreen 1995).

The model is applied to our Galaxy, using a description of the axisymmetric potential similar to that derived from the observed rotation curve, along with the known pattern rotation speed and pitch angle. The range of values for the perturbation amplitude compatible with observational evidences of the contrast density is $400\text{--}800 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$. Using a density contrast of about 20%, an accepted average value, the perturbation amplitude ζ_0 , is equal to $600 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$. It is found that the orbits in the region between the 4:1 resonance and corotation do not reinforce spiral arms like in the inner regions, but only features similar in shape with the periodic orbits existing in this region. If

the model can validly explain the spiral arms in the solar neighborhood, then the dynamics in that region is determined by the motion of stars in quasi-periodic orbits.

Interestingly, a number of observed structures are very similar to the predicted resonant orbits. The similarities of the model with the Galaxy include the orientation of the bar, the size and orientation of the 4:1 resonance orbits as revealed by Lépine et al. (2011a), and possibly a resonant orbit with outward peaks or “corners” and inverted curvature between the corners, situated close to the Sun.

The idea that the spiral structure can be self-consistent (a certain perturbing potential gives rise to stellar orbits that reproduce this perturbation) points towards a long-lived structure. This view is in conflict with some recent interpretation of the spiral arms as transient features (e.g., Sellwood 2011), but consistent with the argument that the spiral structure must be long lived based on the observation of the metallicity step at corotation (Lépine et al. 2011b).

Another interesting result of the present model is that a bar naturally appears, without imposing any special condition except that the spiral perturbation potential extends a little inwards of the ILR. We can see elongated orbits in the central regions of the Galaxy, which we identify as being a weak bar. We found a correlation between the presence of the elongated central orbits and the mass of the bulge. The bulge of our Galaxy is a relatively massive one, as revealed by the peak in the rotation curve near the center, and consequently can generate a weak bar, according to this model. This bar would have the same pattern speed of the spiral arms.

We are conscious that there are many works in the literature that are in conflict with our results. They propose, for instance, different corotation radii and different values for the pattern speed, the existence of several pattern speeds in our Galaxy, or that the arms are transient structures. Another idea is that the bar rotates with a different speed relative to the spiral arms. There is also a fashionable artistic view of the spiral structure offered by a NASA site, often reproduced in scientific works, which presents the Galaxy as a perfect logarithmic spiral up to large radii. Such a structure could not be a transient one. Still others consider that swing amplification underlies the basic physics of the spiral arms. To the many contradictory ways of understanding the Galactic structure, our group of research adds one more possibility. We see the arms as relatively long-lived grooves in the gravitational potential of the disk, whose shape is primarily determined by the stellar orbits and not by shock waves in the interstellar medium. The spiral structure is self-consistent in terms of arm shapes in the range of radius between the inner Lindblad resonance and the 4:1 resonance, so that this region is probably the one that guarantees the stability of the whole structure and imposes its pattern speed. Outside this region, many observed structures have shapes coinciding with predicted orbits at resonances. Since our model predicts the existence of resonant orbits with reverse curvature between corners pointing outward (as in our Fig. 8), it is not surprising to observe structures with similar characteristics in our Galaxy. Similarly, it is not too surprising to find arm-like structures crossing each other. The expected response of the gas of the disk is to get trapped into the grooves and to flow along them.

Acknowledgements. The work was supported by the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico. We thank Dr. P. Grosbøl for many helpful comments and to the anonymous referee for useful comments. We also thank Vinicius C. Busti for many useful comments.

Appendix A: Deduction of the Gaussian potential following a logarithmic spiral

A Gaussian in two dimensions with equal standard deviation $\sigma = \sigma_x = \sigma_y$ is given by

$$f(x, y) = A e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}}. \quad (\text{A.1})$$

In polar coordinates we have

$$(x - x_0)^2 = R^2 \cos^2(\theta) - 2R R_0 \cos(\theta) \cos(\alpha) + R_0^2 \cos^2(\theta), \quad (\text{A.2})$$

and

$$(y - y_0)^2 = R^2 \sin^2(\theta) - 2R R_0 \sin(\theta) \sin(\alpha) + R_0^2 \sin^2(\theta), \quad (\text{A.3})$$

where $R_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ gives the position of the logarithmic spiral. If we fix the radii and just look at the variation in the azimuthal direction, Eqs. (A.2) and (A.3), become

$$(x - x_0)^2 = R^2 \cos^2(\theta) - 2R^2 \cos(\theta) \cos(\alpha) + R^2 \cos^2(\theta), \quad (\text{A.4})$$

$$(y - y_0)^2 = R^2 \sin^2(\theta) - 2R^2 \sin(\theta) \sin(\alpha) + R^2 \sin^2(\theta). \quad (\text{A.5})$$

Adding the two equations and using the law of cosines we have

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = 2R^2(1 - \cos(\theta - \alpha)). \quad (\text{A.6})$$

Taking Eq. (A.6) and putting into Eq. (A.1), this becomes

$$f(R, \theta) = A e^{-\frac{R^2}{\sigma^2} [1 - \cos(\theta - \alpha)]}. \quad (\text{A.7})$$

Now we can set the angle α as a logarithmic function, which defines the spiral arm:

$$\alpha = \frac{\ln(R/R_i)}{\tan(i)} + \gamma, \quad (\text{A.8})$$

but Eq. (A.7) describes only one arm. However, it is simple to generalize for m - arms. We simply multiply the term $(\theta - \alpha)$ inside the cosine, in Eq. (A.7), by m :

$$f_m(R, \theta) = A e^{-\frac{R^2}{\sigma^2} [1 - \cos(m(\theta - \alpha))]} \quad (\text{A.9})$$

This is the final equation to describe m - arms.

Appendix B: Thin-disk approach for the new potential

The Poisson's equation for a thin disk is

$$\nabla^2 \Phi_1 = 4\pi G \Sigma \delta(z), \quad (\text{B.1})$$

where we can write the potential as follows:

$$\Phi_1(R, \theta, z) = \Phi_{10}(R, \theta) e^{-kz}. \quad (\text{B.2})$$

Therefore the Poisson's equation has the form

$$\Sigma \delta(z) = \frac{1}{4\pi G} \left(e^{-kz} \nabla_{R,\theta}^2 \Phi_{10} + \Phi_{10} \frac{\partial^2 e^{-kz}}{\partial z^2} \right), \quad (\text{B.3})$$

where $\nabla_{R,\theta}^2$ is the Laplacian in polar coordinates. Integrating both sides of this equation from $z = -\infty$ to $z = \infty$, the second term on the right-hand side of this equation disappears, then Eq. (B.3) becomes

$$\Sigma = \frac{1}{2\pi G} \left(\frac{1}{k} \nabla_{R,\theta}^2 \Phi_{10} \right). \quad (\text{B.4})$$

For the potential Φ_{10} equal to

$$\Phi_{10} = -\zeta_0 R e^{-\frac{R^2}{\sigma^2} [1 - \cos \chi] - \varepsilon_s R}, \quad (\text{B.5})$$

with $\chi = m(\theta - \alpha)$, and α given by Eq. (A.8).

Solving $\nabla_{R,\theta}^2 \Phi_{10}$ we have that

$$\nabla_{R,\theta}^2 \Phi_{10} = \zeta_0 e^{-\psi} (\phi_1 - \phi_2), \quad (\text{B.6})$$

where

$$\psi = \frac{R^2}{\sigma^2} (1 - \cos \chi) + \varepsilon_s R, \quad (\text{B.7})$$

$$\phi_1 = 3 \frac{\partial \psi}{\partial R} + R \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2} - \left(\frac{\partial \psi}{\partial R} \right)^2 \right], \quad (\text{B.8})$$

and

$$\phi_2 = \frac{1}{R} \left[1 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)^2 - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right]. \quad (\text{B.9})$$

The derivatives of ψ are

$$\frac{\partial \psi}{\partial R} = \frac{2R}{\sigma^2} \left(1 - \cos \chi - \frac{m}{2 \tan i} \sin \chi \right) + \varepsilon_s, \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2} = \frac{1}{\sigma^2} \left(2 + \left(\frac{m^2}{\tan^2 i} - 2 \right) \cos \chi - \frac{3m}{\tan i} \sin \chi \right), \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \frac{mR^2}{\sigma^2} \sin \chi, \quad (\text{B.12})$$

and

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = \frac{m^2 R^2}{\sigma^2} \cos \chi. \quad (\text{B.13})$$

For a fixed R the maximum density occurs when $\cos \chi = 1$, $\sin \chi = 0$. Assuming a small pitch angle i , the most important terms contains $\tan^2 i$ in the denominator. Thus Eq. (B.6) is reduced to

$$\nabla_{R,\theta}^2 \Phi_{10} = \frac{\zeta_0 m^2 R}{\sigma^2 \tan^2 i} e^{-\varepsilon_s R}. \quad (\text{B.14})$$

Thus the maximum density computed from Eq. (B.4) is

$$\Sigma_{\max} = \frac{\zeta_0}{2\pi G k} \frac{m^2 R}{\sigma^2 \tan^2 i} e^{-\varepsilon_s R}, \quad (\text{B.15})$$

from the classical spiral density wave theory (Lin & Shu 1964). The spiral arms were modeled with a cosine function where the wavenumber k appears, and it is equal to $k = \frac{m}{R |\tan i|}$ for a logarithmic description. We know that our expression is not a pure cosine law anymore. However, we can locally think of the Gaussian density as a wave for which the amplitude tends to zero far away, so that we can keep the classical definition of k and use it on the equation above. Taking $m = 2$ we have

$$\Sigma_{\max} = \frac{\zeta_0}{\pi G} \frac{R^2}{\sigma^2 |\tan i|} e^{-\varepsilon_s R}. \quad (\text{B.16})$$

If we chose $\sigma = R$, we recover the classical formula from Lin et al. (1969)

$$\Sigma_{\max} = \frac{\zeta_0}{\pi G} \frac{1}{|\tan i|} e^{-\varepsilon_s R}. \quad (\text{B.17})$$

Now the density contrast not only depends on the perturbation amplitude ζ_0 , but also has a dependence with σ , which describes the width of the arms. In our model, we can set σ as a constant or a function of R .

References

- Allen, C., & Santillan, A. 1991, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 22, 255
- Amaral, L. H., & Lepine, J. 1996, *Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 4, 121
- Amaral, L. H., & Lepine, J. R. D. 1997, *MNRAS*, 286, 885
- Amóres, E. B., Lépine, J. R. D., & Mishurov, Y. N. 2009, *MNRAS*, 400, 1768
- Antoja, T., Figueras, F., Romero-Gómez, M., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 1423
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2005, *ApJ*, 630, 149
- Binney, J., & Tremaine, S. 2008, *Galactic Dynamics*, 2nd edn., eds. J. Binney, & S. Tremaine (Princeton, NJ USA: Princeton University Press)
- Block, D. L., & Wainscoat, R. J. 1991, *Nature*, 353, 48
- Block, D. L., Bertin, G., Stockton, A., et al. 1994, *A&A*, 288, 365
- Burton, W. B., & Liszt, H. S. 1993, *A&A*, 274, 765
- Chernin, A. D. 1999, *MNRAS*, 308, 321
- Contopoulos, G. 1975, *ApJ*, 201, 566
- Contopoulos, G., & Grosbøl, P. 1986, *A&A*, 155, 11
- Contopoulos, G., & Grosbøl, P. 1988, *A&A*, 197, 83
- Creze, M., & Mennessier, M. O. 1973, *A&A*, 27, 281
- Dehnen, W. 2000, *AJ*, 119, 800
- Dias, W. S., & Lépine, J. R. D. 2005, *ApJ*, 629, 825
- Drimmel, R., & Spergel, D. N. 2001, *ApJ*, 556, 181
- Elmegreen, D. M., & Elmegreen, B. G. 1985, *ApJ*, 288, 438
- Elmegreen, D. M., & Elmegreen, B. G. 1995, *ApJ*, 445, 591
- Elmegreen, D. M., Elmegreen, B. G., Yau, A., et al. 2011, *ApJ*, 737, 32
- Gerber, R. A., & Lamb, S. A. 1994, *ApJ*, 431, 604
- Gerhard, O. 2011, *Mem. Soc. Astron. It. Suppl.*, 18, 185
- Gerhard, O. E., & Vietri, M. 1986, *MNRAS*, 223, 377
- Goldreich, P. 1965, *MNRAS*, 130, 159
- Grosbøl, P., & Patsis, P. A. 1998, *A&A*, 336, 840
- Grosbøl, P., Patsis, P. A., & Pompei, E. 2004, *A&A*, 423, 849
- Ibata, R. A., & Gilmore, G. F. 1995, *MNRAS*, 275, 605
- Kalnajns, A. J. 1972, *ApJ*, 175, 63
- Kendall, S., Kennicutt, R. C., & Clarke, C. 2011, *MNRAS*, 414, 538
- Kent, S. M. 1992, *ApJ*, 387, 181
- Lépine, J. R. D., & Leroy, P. 2000, *MNRAS*, 313, 263
- Lépine, J. R. D., Dias, W. S., & Mishurov, Y. N. 2008, *MNRAS*, 386, 2081
- Lépine, J. R. D., Roman-Lopes, A., Abraham, Z., Junqueira, T. C., & Mishurov, Y. N. 2011a, *MNRAS*, 414, 1607
- Lépine, J. R. D., Cruz, P., Scarano, S., Jr., et al. 2011b, *MNRAS*, 417, 698
- Marochnik, L. S., Mishurov, Y. N., & Suchkov, A. A. 1972, *Ap&SS*, 19, 285
- Méndez-Abreu, J., Simonneau, E., Aguerri, J. A. L., & Corsini, E. M. 2010, *A&A*, 521, A71
- Mishurov, Y. N., & Zenina, I. A. 1999, *A&A*, 341, 81
- Lin, C. C., & Shu, F. H. 1964, *ApJ*, 140, 64
- Lin, C. C., Yuan, C., & Shu, F. H. 1969, *ApJ*, 155, 721
- Martos, M., Yañez, M., Hernandez, X., Moreno, E., & Pichardo, B. 2004, *J. Korean Astron. Soc.*, 37, 199
- Patsis, P. A., Contopoulos, G., & Grosbøl, P. 1991, *A&A*, 243, 373
- Patsis, P. A., Hiotelis, N., Contopoulos, G., & Grosbøl, P. 1994, *A&A*, 286, 46
- Patsis, P. A., Grosbøl, P., & Hiotelis, N., 1997, *A&A*, 323, 762
- Pichardo, B., Martos, M., Moreno, E., & Espresate, J. 2003, *ApJ*, 582, 230
- Poincaré, H., 1892, *Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste* (Paris: Gauthier-Villars)
- Rix, H.-W., & Rieke, M. J., 1993, *ApJ*, 418, 123
- Rix, H.-W., & Zaritsky, D. 1994, *Astronomy with Arrays, The Next Generation*, 190, 151
- Russeil, D. 2003, *A&A*, 397, 133
- Sanz-Serna, J. M., & Calvo, M. P. 1994 (Chapman & Hall, London: St Edmundsbury Press), 207
- Scarano, S., Jr, & Lépine, J. R. D. 2013, *MNRAS*, 428, 625
- Sellwood, J. A. 2011, *MNRAS*, 410, 1637
- Shen, J., Rich, R. M., Kormendy, J., et al. 2010, *ApJ*, 720, L72
- Sofue, Y., Honma, M., & Omodaka, T. 2009, *PASJ*, 61, 227
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217



The onset of large-scale turbulence in the interstellar medium of spiral galaxies

D. Falceta-Gonçalves,^{1,2★} I. Bonnell,¹ G. Kowal,² J. R. D. Lépine³
and C. A. S. Braga³

¹*SUPA, School of Physics & Astronomy, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, Fife KY16 9SS, UK*

²*Escola de Artes, Ciências e Humanidades, Universidade de São Paulo, Rua Arlindo Bettio 1000, CEP 03828-000 São Paulo, Brazil*

³*Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de So Paulo, Rua do Mato 1226, CEP 05508-090 São Paulo, Brazil*

Accepted 2014 October 10. Received 2014 October 9; in original form 2014 July 1

ABSTRACT

Turbulence is ubiquitous in the interstellar medium (ISM) of the Milky Way and other spiral galaxies. The energy source for this turbulence has been much debated with many possible origins proposed. The universality of turbulence, its reported large-scale driving, and that it occurs also in starless molecular clouds, challenges models invoking any stellar source. A more general process is needed to explain the observations. In this work, we study the role of galactic spiral arms. This is accomplished by means of three-dimensional hydrodynamical simulations which follow the dynamical evolution of interstellar diffuse clouds ($\sim 100 \text{ cm}^{-3}$) interacting with the gravitational potential field of the spiral pattern. We find that the tidal effects of the arm's potential on the cloud result in internal vorticity, fragmentation and hydrodynamical instabilities. The triggered turbulence results in large-scale driving, on sizes of the ISM inhomogeneities, i.e. as large as $\sim 100 \text{ pc}$, and efficiencies in converting potential energy into turbulence in the range $\sim 10\text{--}25$ per cent per arm crossing. This efficiency is much higher than those found in previous models. The statistics of the turbulence in our simulations are strikingly similar to the observed power spectrum and Larson scaling relations of molecular clouds and the general ISM. The dependence found from different models indicate that the ISM turbulence is mainly related to local spiral arm properties, such as its mass density and width. This correlation seems in agreement with recent high angular resolution observations of spiral galaxies, e.g. M51 and M33.

Key words: turbulence – methods: numerical – stars: formation – ISM: clouds – ISM: general – ISM: kinematics and dynamics.

1 INTRODUCTION

Interstellar turbulence has been inferred observationally since the 1950's (von Weizsäcker 1951), based on the spatial distribution of the interstellar matter over the plane of sky. Its complex/filamentary structure resembled those also observed from chaotic motions of turbulent flows. Velocity dispersions have also been measured by that time (von Hoerner 1951), revealing the supersonic nature of the turbulent motions. For the years that followed, the view of a turbulence-dominated interstellar medium (ISM) became much clearer (see reviews by Elmegreen & Scalo 2004; Mac Low & Klessen 2004; Hennebelle & Falgarone 2012; Falceta-Gonçalves et al. 2014, and references therein).

H and CO surveys from molecular clouds reveals an universal scaling relation of the measured line-widths, with $\sigma_v \propto l^p$ (Larson

1981), over length-scales ranging from 0.01 pc up to tens of parsecs (Heyer & Brunt 2004; Goldsmith et al. 2008; Heyer et al. 2009; Liu, Wu & Zhang 2012; Poidevin et al. 2013). The observed data is well fitted by a power law with an $\alpha \simeq 0.5$ slope. Such a universal slope for the turbulence in the ISM is a striking result. Exceptions to this universal behaviour arise naturally at high-density collapsing cores as gravitational effects may dominate (Yoshida et al. 2010; Heyer & Brunt 2012) though. Density fluctuations probed by scintillation of background radiation, as well as rotation measure of intrinsic interstellar emission (Armstrong, Rickett & Spangler 1995; Minter & Spangler 1996), reveals a turbulent picture of diffuse ISM as well. The observed data indicate a single power law for the whole interstellar turbulence up to hundreds of parsecs in length-scale. Therefore, the current paradigm points towards a universal origin for the turbulence in the Galaxy. What would then be large-scale driving source of turbulence in our Galaxy?

Large star-forming regions in our Galaxy, such as Carina and Orion nebulae, induced theorists to assume a maximum role of

*E-mail: dfalceta@usp.br

stellar feedback. Winds, ionization fronts and, most of all, Supernovae (SNe), have been claimed as dominant sources for the kinetic energy of the ISM (e.g. Mac Low & Klessen 2004; Gressel et al. 2008; Hill et al. 2012, and others). Despite providing similar energy injection rate compared to the estimates for the turbulent ISM, stellar feedback is not universal, and happens at much smaller scales. As pointed by Heitsch et al. (2006), stellar feedback acts locally, and only after the first stars are formed in the cloud. Also, numerical simulations reveal that superbubbles tend to release most of its energy perpendicular to the galactic disc (e.g. Melioli et al. 2009; Henley et al. 2010), reducing their efficiency in maintaining the disc gas turbulent. Moreover, it is hard to relate stellar feedback to the turbulent motions of quiescent molecular clouds. These objects show little star formation and are too dense and cold for external sources, such as a blast wave, to have any effect in driving internal turbulent motions. Most of these objects present similar internal kinematics though (see e.g. Williams, Blitz & McKee 2000; Poidevin et al. 2013).

Self-gravity has also been previously proposed as major driver of internal motions, on the length-scales of clouds (e.g. Vázquez-Semadeni et al. 2008), as well as globally in the galactic disc (e.g. Wada, Meurer & Norman 2002; Kim & Ostriker 2006; Wada & Norman 2007; Agertz et al. 2009). These later works rely on the fact that radiative cooling of the interstellar gas results in the formation of regions in the disc that become gravitationally unstable, i.e. Toomre $Q < 1$ (Toomre 1969). The dynamical evolution of the disc after collapse was followed and, in general, the motions observed have been interpreted as turbulence. Wada et al. (2002) showed that the collapse first drives motions at smaller scales, which then grow to larger scales, in agreement with a type of inverse-cascade of the fluctuations. The power spectrum of their simulations presented inertial ranges with slopes of $\simeq -0.8$, flatter than observed. Since the efficiency of such mechanism depends on the initial temperature, as $Q_c \propto c_s$, the gravitational collapse generally starts once the gas is cool and mostly neutral, or molecular. The low temperatures therefore result in low velocity turbulence. Another potential problem with this mechanism is that the motions driven by self-gravity are largely coherent and hence are less likely to drive the chaotic motions inherent in turbulence. Furthermore, as turbulence does not reside solely in molecular clouds that are self-gravitating, a non-self-gravity origin for turbulence is required.

Converging flows have been considered as one of the main mechanisms for the formation of molecular clouds (Audit & Hennebelle 2005; Heitsch et al. 2006; Hennebelle, Audit & Miville-Deschênes 2007; Banerjee et al. 2009; Heitsch, Naab & Walch 2011), and could also be the cause of their turbulence. Strong shocks combined to efficient cooling of the downstream gas result in very dense and cold thin layers. Applied to the ISM, this picture may be understood as the origin of dense and cold structures, like the cold ISM, or even molecular clouds. These dense layers may become unstable to the non-linear thin layer instability (NLTI; Vishniac 1994), resulting in their fragmentation and a complex velocity distribution. Converging flows, combined to the NTLI, would then not only be able to explain the formation of molecular clouds but also the internal turbulence. Vázquez-Semadeni et al. (2006) showed by means of numerical simulations that a thin cold sheet, reminiscent of those observed by Heiles & Troland (2003) and Heiles (2004) in our Galaxy, can be formed at the junction of the two converging flows. The velocity dispersion observed (attributed as ‘turbulence’ by the authors) is credited to the NTLI. However, as shown by Heitsch et al. (2006), the complex velocity fields observed in numerical simulations of converging flows is mostly due to the combined dynamics of the

individual condensations rather than proper turbulent motions within these clouds. The energy source that generates the cloud-like structures cannot be the same that drives its internal turbulence. Also, shocks are not efficient in providing kinetic energy to the turbulent motions of the gas. Heitsch et al. (2006) find <5 per cent efficiency in converting the large-scale kinetic energy of the flows into turbulent components in the dense layer. Most of this energy is actually lost by thermal radiation. Although converging flows may be the dominant process for the formation of dense structures in the ISM, e.g. molecular clouds, a different mechanism is responsible for the origin of their turbulence.

Since the early work of Roberts (1969), the origin of dense clouds have also been associated with the interaction of interstellar gas with the gravitational potential of the spiral pattern of disc galaxies. The first spiral model of Lin & Shu (1964) considered these as propagating waves, based on global distributions of stars and gas taken altogether. They showed that the non-axisymmetric disturbances can propagate in a constant shape so that they always look like a spiral arm. In a different approach, Kalnajs (1973) analysed the orbits of the stars in a galactic disc. He found that, in a given frame of reference rotating with angular velocity Ω_p , it is possible to construct a sequence of closed stellar orbits of increasing radii that produce enhanced stellar densities where these orbits are closer to each other. It was shown that the enhanced density of orbits is of a spiral-like shape. Since the orbits are closed, they repeat themselves after each revolution, and therefore, produce long-lived spirals. Several later works (e.g. Pichardo et al. 2003; Junqueira et al. 2013) showed that it is possible to obtain self-consistent solutions in this scenario. A spiral-shaped perturbation in a pre-existing axisymmetric potential modified the stellar orbits, which evolve into a new perturbation of the total potential. The solution for this self-consistent model is long-lived spirals. However, it has been also argued, based on N -body simulations, that arms formed from the crowding of stellar orbits are transient (Sellwood & Carlberg 1984; Carlberg & Freedman 1985; Elmegreen & Thomasson 1993; Bottema 2003; Baba et al. 2009; Fujii et al. 2011). See the review of Dobbs & Baba (2014), for a discussion on this subject. Scarano & Lepine (2012) argued that the breaks in the metallicity gradient seen in spiral galaxies would not exist if the arms were short lived. Finally, the recent analysis of spatial distributions of stars, gas and dust of the Milky Way, based on several tracers, agrees better with a long-lived density-wave theory of a four-armed galaxy (see Vallée 2014, for details).

Recent studies (e.g. Bonnell et al. 2006; Kim & Ostriker 2006; Dobbs et al. 2008; Bonnell, Dobbs & Smith 2013) have employed numerical simulations to study the dynamics of the interstellar gas as it passes through a galactic spiral shock. These revealed that spiral shocks, associated with thermal instabilities, naturally give rise to a cold gas phase in the arms that develops into molecular clouds and star-forming regions. In spite of stellar feedback models, cloud–arm interactions are ‘more’ universal in the sense that they should occur all over the galactic disc. As the interstellar gas flows into the arms, the shock fronts are in general non-steady and may suffer local instabilities such as the NLTI and Kelvin–Helmholtz instability (KHI). This unstable region may drive turbulence-like perturbations (Wada & Koda 2004; Kim, Kim & Ostriker 2006; Kim, Kim & Kim 2014). However, the perturbations arise away of the dense regions that evolve to molecular phase. The main role of the instabilities would be to drive an inhomogeneous ISM instead.

The newly born clouds may then leave the arms, thanks to the combined effect of centrifugal acceleration (for an observer in the reference frame of the cloud), as the cloud interacts with the arms

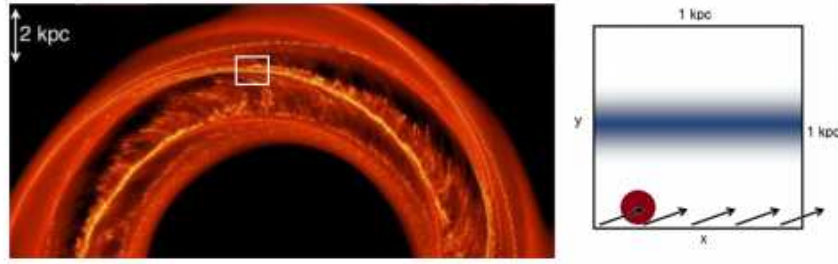


Figure 1. Left: global galactic simulation, obtained from Bonnell et al. (2013), showing the growth of inhomogeneities (dense clouds) that move through the spiral pattern. The numerical domain of the simulations in this work is reduced, which dimensions are indicated as the white box. Right: scheme of the initial setup of the numerical simulations, indicating the initial spherical cloud moving with the ambient flow (arrows) into the deepest region of the potential well of the spiral arm depicted in grey.

potential, and sheared velocities of the gas due to the rotation of the Galaxy. Dense gas streaming out of arms is observed in spiral galaxies, identified as ‘spurs’ (Dobbs & Bonnell 2006). At the interarm region, these may be dissipated, by external heating and ionization, or survive and interact with subsequent spiral patterns (see Fig. 1). Cloud–arm interactions could then be an interesting alternative.

Many decades ago, Woodward (1976) provided two-dimensional numerical studies of the interaction of a cloud and the spiral shock, proposing that such interaction triggers star formation as the cloud implodes. The shocked gas should cool at time-scales shorter than the dynamical time, resulting in a dense and cool cloud that then fragments and forms stars. That author also showed that sheared motions of the cloud and surrounding gas drives KHI that can excite local turbulence. More recently, Bonnell et al. (2006) provided a number of smoothed particle hydrodynamics (SPH) simulations taking into account pre-shock ISM clumpiness, and found that a spread in the velocity distribution of the gas has also been observed. However, the velocity dispersion observed was identified by the authors as due to the random mass loading of clumps at the spiral shock, and not proper turbulence.

If focused on the shock, only the mechanism of cloud–arm interaction described above can be understood as a variation of the converging flows model. Therefore, both models suffer from the limitations such as energy transfer efficiency, and driving scales for the turbulence. However, other facet of the cloud–arm interaction has not been fully addressed yet on the problem of turbulence triggering: the effects of the gravitational potential of the arm on the cloud itself. Up to now, most models have focused on the interaction of the cloud with the gas component of the arm. These have neglected the tidal effects that can drive internal motions, possibly more efficiently than the shocks. Also, as discussed further in the paper, most of the previous numerical simulations of the gas content of the galactic disc make use of sinusoidal profiles for the arm potential. Here, we have chosen more realistic distributions obtained from self-consistent analysis of stellar dynamics, which result in exponential profile.

In this work, we revisit the problem of cloud–arm interactions, and provide a systematic study of the interaction of clouds and the gravitational potential of spiral pattern aiming at the onset of turbulent motions. This study is accomplished by means of full three-dimensional hydrodynamical simulation, using a grid-based Godunov scheme. The problem and numerical setup are described in Section 2. Main results from simulations are provided in Section 3. In Section 4, we discuss the results obtained comparing them with previous works, and by providing an analytical toy model to the problem, followed by the main Conclusions of this work.

2 GOVERNING EQUATIONS AND MODEL SETUP

The dynamical evolution of the interstellar gas, as it interacts with the gravitational potential of the galactic arm, is determined by the full set of hydrodynamical equations, solved in the conservative form as

$$\partial_t U + \nabla \cdot \mathbf{F}(U) = f(U), \quad (1)$$

where $f(U)$ is the source term, U is the vector of conserved variables:

$$U = \left[\rho, \rho \mathbf{v}, \left(\frac{1}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \right]^T, \quad (2)$$

and \mathbf{F} is the flux tensor:

$$\mathbf{F} = \left[\rho \mathbf{v}, \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p \mathbf{I}, \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \mathbf{v} \right]^T, \quad (3)$$

where ρ is the gas mass density, \mathbf{I} the identity matrix, \mathbf{v} the fluid velocity, p the thermal pressure, γ the adiabatic polytropic index and f corresponds to source terms for the given conserved variable U . The set of equations is closed by calculating the radiative cooling as a source term for the energy equation, as follows:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{(1 - \gamma)} n^2 \Lambda(T), \quad (4)$$

where n is the number density and $\Lambda(T)$ is the cooling function, which is obtained through an interpolation method of the electron cooling efficiency table for an optically thin gas. The cooling function used was obtained from Smith, Sigurdsson & Abel (2008), for which emission lines from the main atoms and molecules (e.g. CO) are obtained at a temperature range of $T = 10 - 10^8$ K and gas densities up to 10^{12} cm^{-3} , assuming solar metallicity $Z = 1 Z_\odot$.

The set of equations is solved using the GODUNOV code¹ (see Falceta-Gonçalves et al. 2010a,b; Falceta-Gonçalves, Lazarian & Houde 2010c; Kowal & Lazarian 2010; Falceta-Gonçalves & Lazarian 2011; Kowal, Falceta-Gonçalves & Lazarian 2011a; Kowal, de Gouveia Dal Pino & Lazarian 2011b; Ruiz et al. 2013; Falceta-Gonçalves & Monteiro 2014; Santos-Lima et al. 2014). The spatial reconstruction is obtained by means of the fifth-order monotonicity-preserving method (He et al. 2011), with approximate HLLC Riemann solver (Mignone & Bodo 2006). The time integration is performed with the use of a third-order four-stage

¹ <http://amuncode.org>

Table 1. Parameters used in each simulation. We explore the dependence with the cloud–arm relative velocity, and properties of the arm potential, namely the width of the Gaussian profile σ_{\perp} and its depth, related to ξ_0 (see equation 6).

Model	$v_{\text{cloud},0}(\text{km s}^{-1})$	$\sigma_{\perp}(\text{kpc})$	$\xi_0(\text{km}^2 \text{s}^{-2} \text{kpc}^{-1})$	resolution (cells)
1	18.6	0.8	600	1024 × 1024 × 512
2	18.6	0.4	600	512 × 512 × 256
3	18.6	1.6	600	512 × 512 × 256
4	18.6	0.8	3000	512 × 512 × 256
5	18.6	0.8	600	512 × 512 × 256
6	90.0	0.8	3000	512 × 512 × 256
7	18.6	0.8	120	512 × 512 × 256
8	4.6	0.8	600	512 × 512 × 256

explicit optimal strong stability preserving Runge–Kutta SSPRK(4,3) method (Ruuth 2006).

The system is set in the reference frame of the spiral arm, therefore the non-inertial terms (centrifugal and Coriolis) are taken as external source terms. The gravitational potential of the galaxy (Φ) is also set as an external source term. Self-gravity of the interstellar gas has been neglected in this work, as well as magnetic fields. Therefore, the external source term in the momentum equation is given by

$$f(\rho\mathbf{v}) = -\boldsymbol{\Omega}_p \times (\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{r}) - 2\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{v} - \nabla\Phi, \quad (5)$$

where we assume Ω_p is the angular velocity of the spiral pattern of the Galaxy. Gerhard (2011) presented a compilation of estimates of Ω_p based on different methods, obtaining values in the range of 15–30 km s^{−1} kpc^{−1}. In this work, we assume $\Omega_p = 26$ km s^{−1} kpc^{−1} for the calculations. Since the computational box is set in the reference frame of the spiral pattern, the potential may be set as constant in time. The gravitational potential is also split into two components, the disc and the spiral arm, as $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$, respectively. We here assume that the properties of the disc vary little at the scales of interest, therefore we neglect the gradient of Φ_0 in the calculations as follows.

The spiral pattern has been described in many previous works by a sinusoidal profile superimposed to the disc potential. A more consistent surface density distribution of the galactic disc though has been recently obtained for the Galaxy (Lépine, Dias & Mishurov 2008), based on stellar orbital velocities, showing that an exponential profile naturally arises from the linear theory of orbital perturbations. The excess in the surface density distribution was well described by a logarithmic spiral, with a Gaussian profile on azimuthal direction (equation 6 of Junqueira et al. 2013), as

$$\Phi_1(R, \theta, z) = \xi_0 R e^{-\frac{\xi_0^2}{\sigma^2} [1 - \cos(m\theta - f_m(R))] - \epsilon R - |kz|}, \quad (6)$$

where ξ_0 is the perturbation amplitude, ϵ is the inverse of the length-scale of the spiral pattern, σ the width of the Gaussian profile in the galactocentric azimuthal direction, $k = m/R \tan(i)$ the wavenumber, i the pitch angle and $f_m(R)$ the shape function, given by

$$f_m(R) = \frac{m}{\tan(i)} \ln(R/R_i), \quad (7)$$

being m the number of arms and R_i the position where the arm starts.

For the Galaxy, the perturbation amplitude ξ_0 and the local surface density contrast between the spiral pattern and the disc ($\Sigma_{a,\text{max}}/\Sigma_d$), are related as

$$\xi_0 \simeq 3.3 \times 10^3 \frac{\Sigma_{a,\text{max}} \sigma_{\perp}^2 |\tan i|}{\Sigma_d m (R \sin i)^2}, \quad (8)$$

in km² s^{−2} kpc^{−1}, for which the length-scales of the spiral and the disc have been assumed as equals, and the width of the Gaussian

profile in the direction perpendicular to the arm $\sigma_{\perp} \equiv \sigma \sin i$ is defined.

Observationally, the arm-to-disc density ratio is determined as $\Sigma_{a,\text{max}}/\Sigma_d = 0.13\text{--}0.23$ for spiral galaxies (Antoja et al. 2011), which corresponds to $\xi_0 = 0.86\text{--}1.52 \times 10^3 (\sigma_{\perp}/R)^2 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$, for $i = 15^\circ$ and $m = 2$. In our simulations, ξ_0 is kept as free parameter since we aim to understand the role of the spiral arm potential in the internal dynamics of the incoming gas. The sets of parameters used in our numerical simulations are given in Table 1. Most models were performed with a numerical resolution of 512 × 512 × 256 cells, corresponding to a spatial resolution, in real units, of ~ 1.95 pc. Model 1, which is mostly discussed along this manuscript was computed with 1024 × 1024 × 512 cells, corresponding to ~ 0.975 pc per cell.

The ambient gas is set, in the reference frame of the box, with initial velocity $\mathbf{v}_{bd} = (\Omega_0 - \Omega_p) [R_0 - (y \cos i - x \sin i)](\hat{x} \cos i + \hat{y} \sin i)$, and gas density $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ at mid-plane ($z = 0$), which exponentially decreases along vertical direction with scaleheight of 120 pc. The temperature is set initially as uniform, being $T = 10^3$ K. Both Z-boundaries and upper Y-boundary are set as *open*. X-boundaries are set as *periodic*. Bottom Y-boundary is set as a constant inflow of interstellar gas with constant density and velocity, given by the values previously described for the ambient gas.

Finally, the ISM inhomogeneity that is interacting with the pattern potential is set as an overdense spherical cloud of radius $R_c = 50$ pc (as depicted in the right-hand panel of Fig. 1), with uniform density $n_c = 10^2 \text{ cm}^{-3}$ and temperature $T = 100$ K, and initially flowing the diffuse gas with a velocity amplitude given in Table 1. The cloud is initially positioned at the lower X-boundary. The dynamical evolution of such a cloud as it interacts with the arm is shown in the next section.

3 RESULTS

3.1 Simulations

Let us start this section focusing on the results obtained for Model 1. We address each aspect of this specific model in detail here, which are then extended to the other models further in the paper to avoid unnecessary repetition.

As the cloud flows with the diffuse medium towards the spiral pattern, it also interacts with the ambient medium. The relative velocity of the ambient gas and the cloud creates a weak shock that is clearly visible in the top-left image of Fig. 2. The density is increased locally by a factor of ~ 2.5 , and local shear instability is

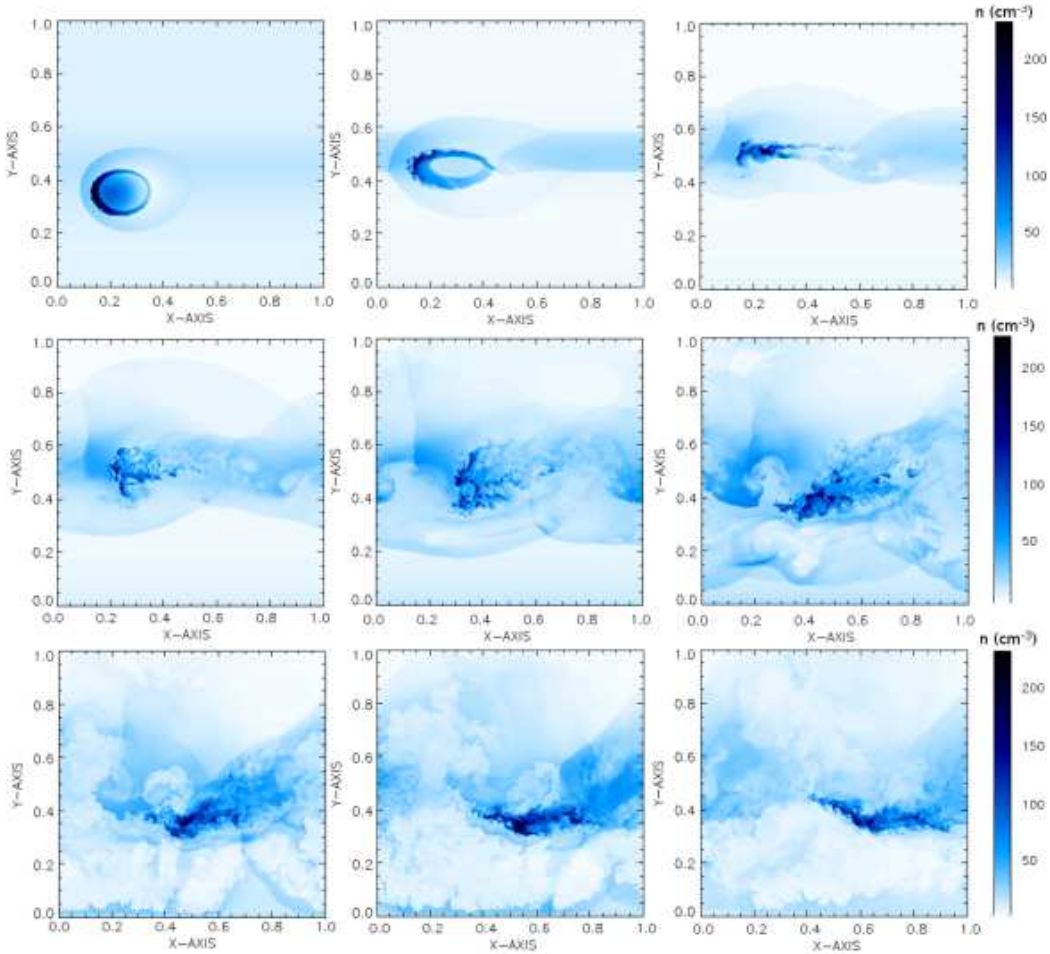


Figure 2. Mid-plane slices of density distribution of Model 1, at different times of the run. From top left ($t = 10$ Myr) to bottom right ($t = 90$ Myr), the time difference between snapshots is of 10 Myr. Spatial axis in units of kpc.

visible. Acoustic waves also propagate outwards, at the local speed of sound.

The cloud does not fragment, or collapse, due to this effect though. On the contrary, at this stage ($t \sim 10$ Myr), the effects of the tides generated by the arm are already visible. Whilst shocked at the left border, by the incoming ISM gas from the lower-left boundary, the cloud is slightly stretched in the horizontal direction. The accelerated portion of cloud (upper part) then shocks with the gas within the arms potential at $t = 20$ Myr (top-centre image). The bottom part of the cloud, which is delayed, moves up more easily without shocking with any pre-existing gas. The upper portion of the cloud is now slower and had lost considerable linear momentum to the ambient gas, while the bottom part of the cloud moves towards it. At $t = 30$ Myr (top-right panel), approximately, the cloud material shocks with itself (collapse) resulting in a disc-like structure. At this stage, parts of this system move in different directions, some upwards still sustaining the initial pull while other move downwards, falling back to the arm potential well after crossing it previously. Denser parts interpenetrate in several directions, resulting in the complex morphology seen in the mid-left panel of Fig. 2 ($t = 40$ Myr). Now, the homogeneous picture of the preset cloud is completely changed to a complex and turbulent-like morphology. In the following snapshots, the cloud is seen fragmented, with the presence of clumps in a myriad of length-scales, being some of them denser than the original cloud. As follows, until $t = 90$ Myr,

the dynamics of the remainings of the cloud is dominated by the arm potential, with a bulk motion following the X-axis, i.e. along the orientation of the arm. The dense structures naturally diffuse as they interact with the ambient gas, and a stream of gas flowing to the top-right direction is visible. It is interesting to point out that in the time-scales described here the gravitational collapse of some of the clumps could occur, however the collapse is not obtained here because self-gravity is neglected. A fraction of the gas mass would then be in stars before moving to the interarm region. The time-scales during which the cloud remains trapped in the arm potential is discussed further in the paper.

The column density maps for the line of sight (LOS) perpendicular to the disc plane are shown in Fig. 3. As described above based on the mid-plane density slices, the cloud is clearly stretched and collapsed into a planar structure up to $t = 30$ – 40 Myr. In the column density projection, it is possible to recognize that the sheared flows develop the KHI, as clearly visible at $t = 40$ and 50 Myr (centre row). The instability is possibly the cause of the fragmentation of the cloud. The final clumpy and filamentary morphology is visible in the bottom row. Rayleigh–Taylor instabilities are also easily recognized from the column density maps, as the ‘voids’, filled with hotter material, move both upwards and downwards (depending on its position with respect to the axis of the arm) away of the potential well of the arm. The cooled and denser material then follows the opposite trend, resulting in a number of filamentary structures

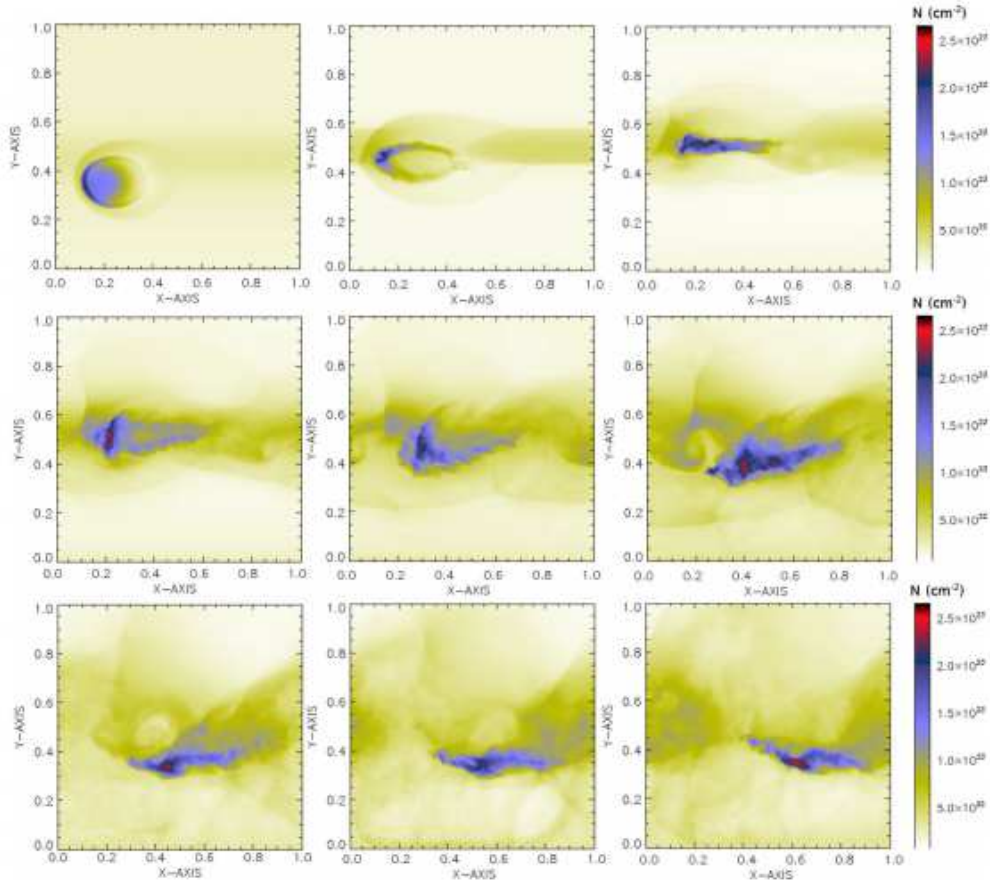


Figure 3. Column density (N) distribution of Model 1, along the direction perpendicular to the galactic plane, at different times of the run. From top left ($t = 10$ Myr) to bottom right ($t = 90$ Myr), the time difference between snapshots is of 10 Myr. Spatial axis in units of kpc.

perpendicular to the arm (and to the main body remanent of the cloud).

As the turbulence is supersonic at large length-scales (> 10 pc), in the absence of any feedback from star formation, the cloud lifetimes is limited by the turbulent diffusion. The turbulent eddy diffusivity is described as

$$D_{jj} = \frac{1}{2} \frac{\partial \Upsilon^2}{\partial t} \simeq |\delta v_l| l, \quad (9)$$

where Υ represents the averaged separation between pairs of fluid elements. For the turbulent properties of the cloud at the large scale $L \sim 100$ pc, we found $D_{jj} \sim 10^{25} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, which result in a diffusion time-scale $\tau_{\text{diff}} \simeq L^2/D_{jj} > 100$ Myr. Therefore, the diffusion time-scale is longer than the time needed for the turbulence to be triggered as the cloud interacts with the arm. The total mass in the cloud decreases with time, reaching a value of $\sim 2 \times 10^5 M_{\odot}$ at $t = 100$ Myr. This is in agreement with the values obtained from the simulations, which could indicate that turbulent diffusion may be the dominant mechanism of disruption of the cloud. It is interesting to point here that the role of the inflowing diffuse gas on the diffusion/evaporation of the dense cloud is negligible.

The inflowing gas can also be piled-up as it shocks with the cloud. Are the turbulent dense structures seen as the result of original material perturbed by the arm, or turbulent gas resultant of shocked compression? Unfortunately, in a grid-based code, as used in this work, it is not possible to flag particles and follow their positions during the run (e.g. as in SPH codes). We contour this issue by defining streamlines of fluxes instead. The three-dimensional perspective

of the cloud in combination with the velocity field, as streamlines, is shown in Fig. 4 at four different times of the run.

The streamlines have been selected to illustrate the flow of the diffuse gas. Streamlines represent the orientation of the fluxes of matter connected through cells. In a standard head-on shock streamlines are perpendicular to the shock surface, showing that the incoming (upstream) flux results, after the shock, in a denser shocked (downstream) flow. However, in our simulations, the streamlines are bended at the surface of the cloud. Since the interaction is not a one-dimensional shock, the oblique angle between the cloud surface and the velocity of the diffuse gas results in the deflection of the flow. The diffuse gas flows around the dense structure. Little, or virtually zero, diffusion of the low-density gas into the cloud is observed. The dense gas is dynamically shielded from the shock with the ambient flowing gas.

Even though a full Lagrangian integration of test particles would be required for a complete understanding of this process, the streamlines suggest that large scale, coherent and supersonic flows of diffuse matter are not dynamically relevant for the internal dynamics of the cloud. The main source of turbulence in our simulations is probably not due to the shocks between the cloud trapped in the spiral arm and the diffuse incoming flow. The internal dynamics of the dense gas must then be assessed.

3.2 Statistics of turbulence

The internal motions of general flows may be complex, but not turbulent. Coherent flows in an ensemble of collapsing cores for

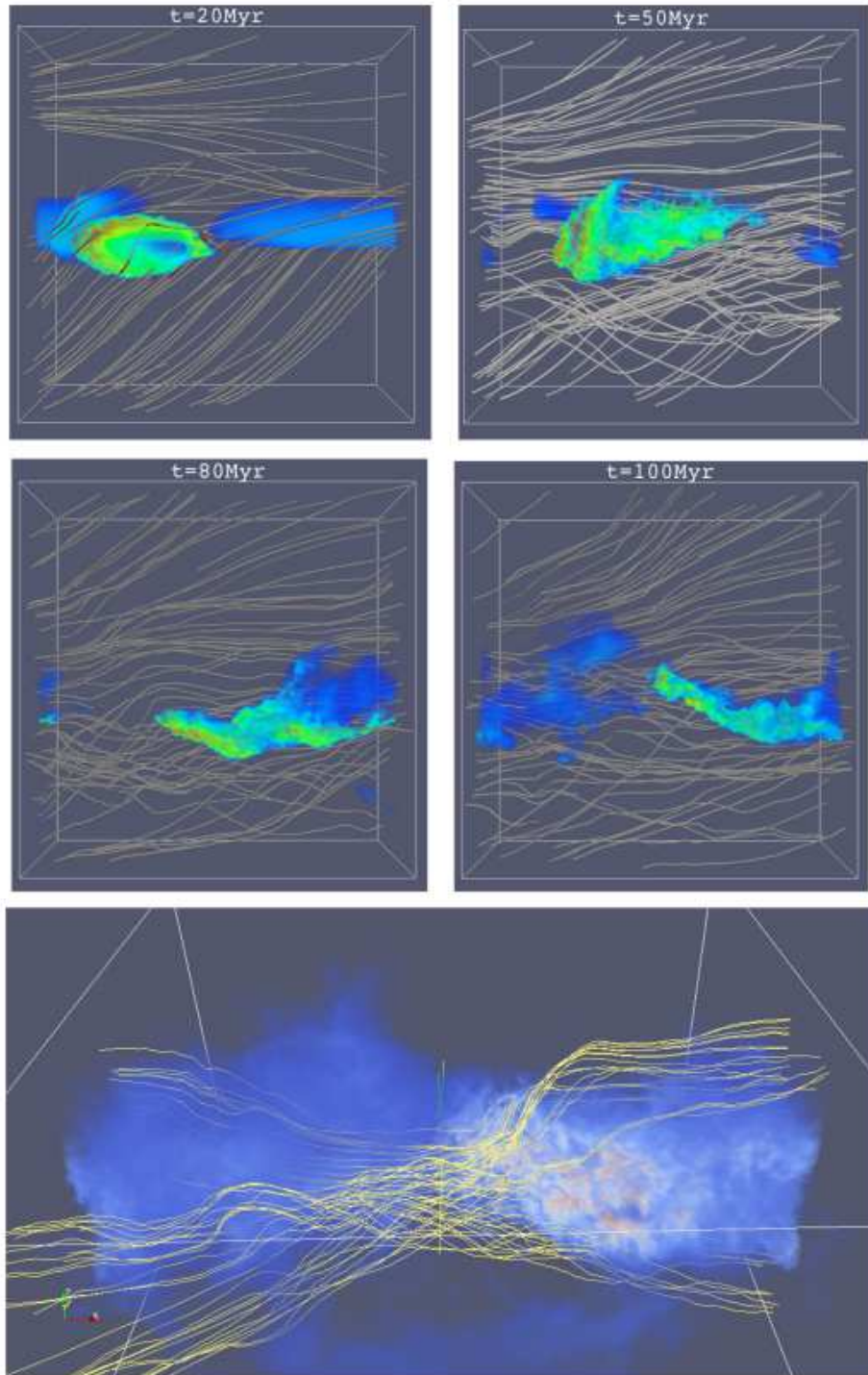


Figure 4. Three-dimensional projection of the density (colours) and velocity streamlines, for Model 1, at $t = 20, 50, 80$ and 100 Myr. The streamlines represent the flow of the background diffuse medium. The denser cloud seems shielded to the flow. As the diffuse gas interacts with the cloud, it is deflected and flow around the cloud. The diffusion of the clouds material is small revealing a low efficiency in driving motions within the dense structure. Bottom: same projection but for an LOS inclined 30° with respect to the galactic plane. Streamlines pass by, and not through, the dense structure.

instance may eventually look as turbulence from an observational perspective but naturally these are not turbulent in nature. Unfortunately, since local properties of a turbulent fluid are unpredictable, turbulence can only be modelled in terms of statistical quantities, mainly the velocity power spectrum or its correlation functions.

The velocity energy spectrum $E_u(k)$ is defined as $\int_{k=1/l}^{\infty} E_u(k') dk' = \delta u_l^2$. If the turbulence is incompressible,

isotropic and local,² the energy transfer rate between scales (ϵ) may be assumed as constant. These conditions, proposed by

²The concept of locality here is understood in terms of the scales of the interacting waves. Triadic interactions of wave-wave interactions are of the type $k_1 + k_2 = k_3$ (after selection rules have been applied to the Fourier

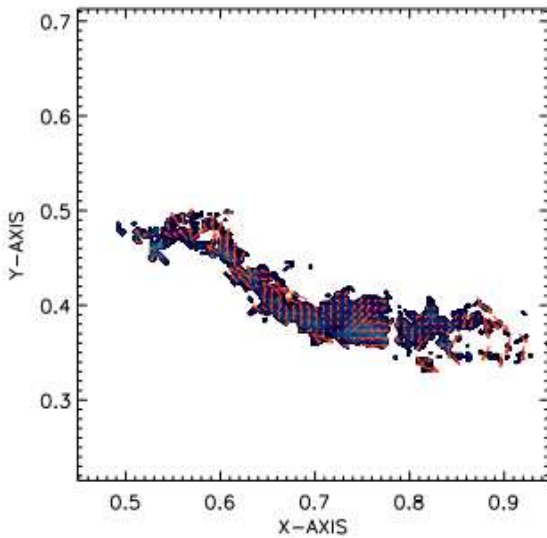


Figure 5. Internal velocity distribution of the dense structure, in the plane of the Galaxy, for Model 1 at $t = 100$ Myr. The field is obtained after subtraction of bulk velocity of the flow (see text), and turbulent motions are highlighted.

Kolmogorov, naturally lead to the following spectrum for the velocity field:

$$E_u(k) \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (10)$$

where, $\epsilon \simeq \delta u_l^2 / \tau_l$, where δu_l is the velocity fluctuation amplitude at length-scale l , and $\tau_l = \tau_{\text{eddy}} = l / \delta u_l$ its dynamical time-scale.³

The energy spectrum of velocity was obtained in the simulations after removal of the bulk motion of the system with respect to the arm (see Fig. 5). In order to reduce the contamination of the sheared velocity profile – in the reference frame chosen – at large scales, we subtract the average velocity obtained at each radius $R(x, y)$ from the velocity of the cells it intercepts. The remaining velocity distribution is a composition of coherent flows dynamically related to the local gravitational potential, the shocks, and the turbulence itself. The result is shown in Fig. 6 (left) for $t = 50$ and 100 Myr.

The two spectra are slightly different with the earlier velocity field ($t = 50$ Myr) showing a steeper spectrum, comparable to a power law with slope ~ -2 . Such a steep power spectrum is expected for compressible turbulence with large Mach numbers ($M_s = (\delta u^2)^{1/2} / c_s \gg 1$). At $t = 100$ Myr, the spectrum reveals a more Kolmogorov-like slope. Such ‘evolution’ of the turbulent pattern of the flow may indicate that the origins of turbulence occur in a highly compressible flow, such as strong cooled shocks, and then evolve towards a less drastic situation as energy is dissipated. Such a case would be in agreement with that of colliding flows in the ISM. A strong radiative shock, i.e. highly compressible, would drive supersonic turbulence at large scales. However, as pointed in the Introduction, such models are unable to provide either supersonic turbulence or large-scale turbulence. The typical driving

transformed NS equation). If local, the energy transfer due to these interactions should peak at $k_1 = k_2$.

³ Note that we distinguish τ_l and τ_{eddy} here, since τ_l represents the time-scale for energy transfer at scale l , while τ_{eddy} is the eddy turnover time-scale. In the theory of Kolmogorov, both time-scales are equal, which is not true in general, e.g. in magnetized plasmas (see Falceta-Gonçalves et al. 2014).

for colliding flows, for instance, occurs at the shock width scales and with amplitudes $M_s \sim 1$. Another explanation for the observed slope is that turbulence is being driven at large scale but have had not enough time to cascade towards small scales. The steeper spectrum would then be caused by a lack of energy at small scales, instead of a more efficient cascade process due to compressibility. The typical time-scale for turbulence to cascade at a given length-scale l is $\tau \sim l / u_l \sim l^{2/3} L^{1/3} (M_{s,l} c_s)^{-1}$, being $M_{s,l}$ the sonic Mach number of the turbulent motions at the largest length-scale L . For a temperature of $T = 10^2 - 10^3$ K, and a scale of $L \sim 100$ pc, we find $\tau_L \sim 3 - 5 \times 10^7 M_{s,L}^{-1}$ yrs. For a mildly supersonic turbulence, the turbulent cascade should not be fully evolved at $t < 50$ Myr, in agreement to the proposed idea.

Another tool that may be used to identify if the turbulence is actually driven at large scale is the statistics of enstrophy ($Z_u(k)$), defined as the energy spectrum of vorticity $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$, i.e. $Z_u(k) \equiv 2\pi k \langle |\tilde{\omega}(k)|^2 \rangle$. Similarly to the energy spectrum of velocity, enstrophy is related to the second momentum of vorticity distribution as $\int_{k=1/l}^{\infty} Z_u(k') dk' = \omega_l^2$. The enstrophy is an invariant of the Navier–Stokes equation in two-dimensional turbulence, with interesting implication for the galactic disc case if motions perpendicular to it get constrained somehow, especially for the inverse cascade problem (see Section 4). In any case, even in the three-dimensional case, the spectrum of vorticity can lead to interesting conclusions. In a Kolmogorov-like turbulence, since $Z_k = k^2 E_k$, the slope of enstrophy is $+1/3$, resulting in the accumulation at small scales. The peak in Z_k is expected to occur at the transition scale where dissipation starts to dominate the dynamics of the flow. If the driving source was shock induced at scales as large as the shock widths, and inverse cascade operate, the observed enstrophy spectra would be peaked at small scales – during the whole simulation – and slowly evolving in time towards the large scales. This is exactly the opposite to what is shown in Fig. 6 (right). There the enstrophy spectrum at $t = 50$ Myr is not peaked at small scales, but is flat. At $t = 100$ Myr, most of the curve is nicely reproduced by a $+1/3$ power law, at the inertial range, with a peak at small scales. The total enstrophy spectrum increases with time, specially at small scales. The increasing pile-up of power at the small scales indicate a ‘cascade’ process, which is associated with the fact that the driving of the turbulence must have occurred at larger scales than that of shocks.

Fig. 7 shows the spatial distribution of the squared vorticity in the galactic plane, at different times of the run, from top left ($t = 10$ Myr) to bottom right ($t = 90$ Myr). From this, it is not clear though *on what scales* turbulence is driven, as its power peaks at the dissipation scales. On the other hand, it is possible to use this quantity as an indication of *where* turbulent motions have been excited. The early stages of the cloud–arm interaction, at $t = 10 - 20$ Myr, are dominated by shock-induced vorticity. These are caused by both the shear of the downstream and upstream flows, as well as to the local instabilities, as discussed before. These regions are restricted to the shocks though and had not enough time to diffuse, or to cascade inversely, in the dynamical time of the cloud. It can be seen that at $t = 30 - 40$ Myr, the whole cloud has become filled with increased vorticity. Notice that the triggering mechanisms here are different. At the later stage, the cloud has already been tidally stretched and contracted, as it is now falling back to the arm after one crossing. At $t > 60$ Myr, the surrounding diffuse medium also presents increased vorticity. We find the main driving mechanisms to be the non-linear interactions of waves excited by the shaky cloud, during its motion in and out of the spiral arm, and the Rayleigh–Taylor instability, as it advects part of the turbulent gas out of the arm.

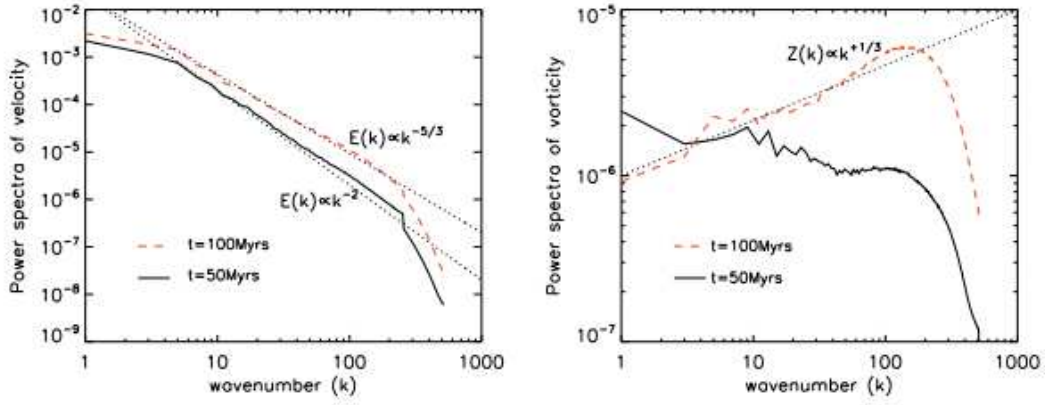


Figure 6. Power spectra of velocity (left) at two different times of the simulation, for Model 1, as a function of wavenumber $k = 1/l$ kpc $^{-1}$. The reference dotted lines corresponds to a standard Kolmogorov slope $-5/3$ and Burgers slope -2 , which also corresponds to compressible turbulence. At first glance, one may believe in a transition from compressible to incompressible turbulence as time evolves. However, this is not the case as seen from the spectra of vorticity (right). The small power of vorticity at small scales reveal that most driving is then occurring at large scale. At $t = 100$ Myr, the cascade is fully developed – as the typical time-scale for the energy transfer though scales is $\tau \sim l/u_l \sim 3 \times 10^7 M_L \text{ yrs}$, at the largest scale –, and an increasing power spectrum of vorticity (with slope $\sim 1/3$, as in Kolmogorov case) is then observed.

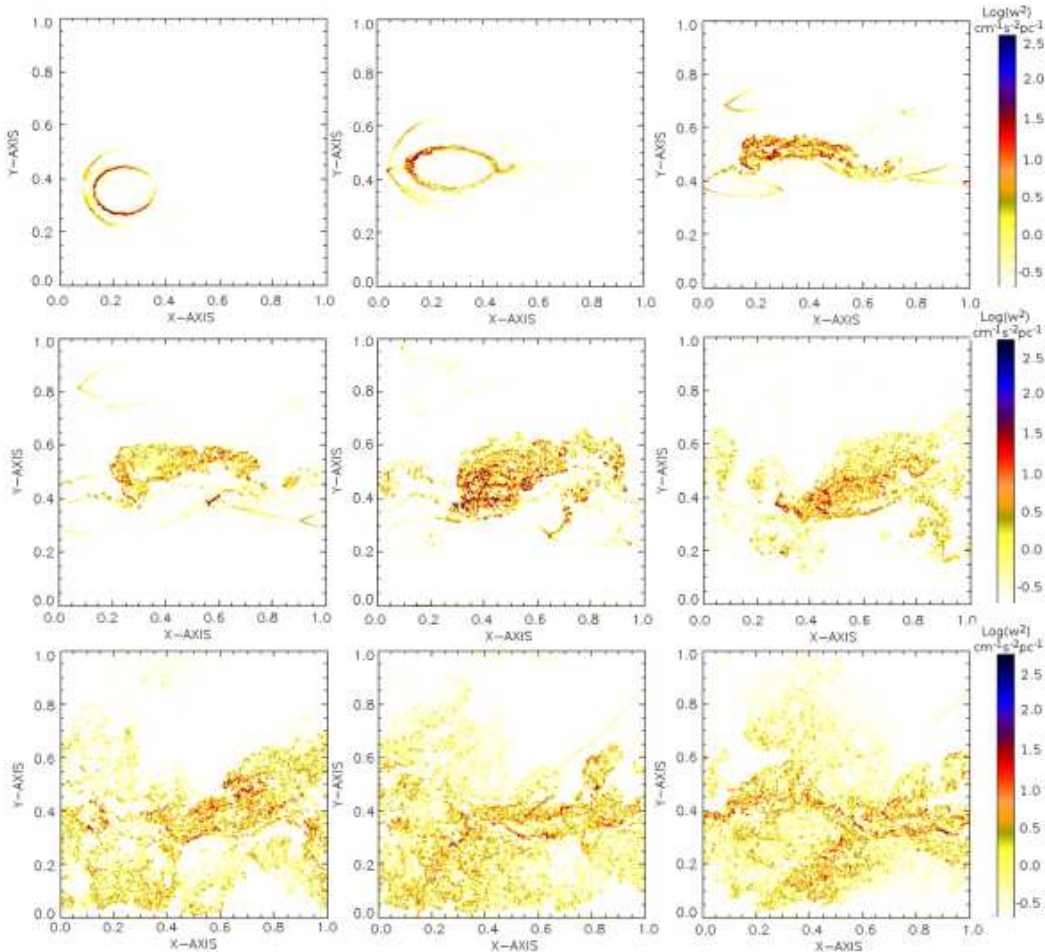


Figure 7. Mid-plane maps of the squared specific vorticity ($w^2 \equiv \omega^2$) obtained for Model 1, at different times of the run, from top left ($t = 10$ Myr) to bottom right ($t = 90$ Myr). Spatial axis in units of kpc. Three different moments are identified from these plots. First at $t = 10$ – 20 Myr, in which turbulence is driven at the border of the cloud at the two shock surfaces due to local instabilities. The second is when the whole cloud becomes turbulent, at $t \sim 30$ – 40 Myr. The third is when most of the computational domain shows strong vorticity at $t > 80$ Myr.

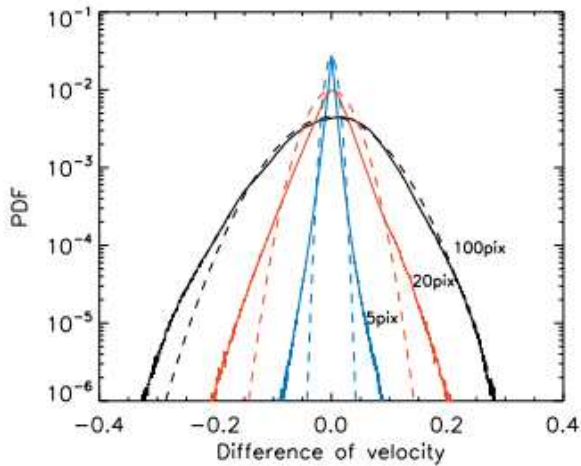


Figure 8. PDFs of $\Delta v_l \equiv v(r) - v(r+l)$, obtained from Model 1 at $t = 90$ Myr, for three different separation lengths, $l = 5, 20$ and 100 pixel, which correspond to ~ 4.9 pc (blue), 19.5 pc (red) and 97.6 pc (black). Dashed lines correspond to Gaussian fits. At large scale (black line), the lag of velocity shows a broad wing at negative velocities. This is caused by the large-scale galactic flow. A symmetric departure from Gaussian distributions is more obvious at small scales though, characterizing the intermittent behaviour of the turbulence in our model.

3.2.1 Probability distribution of velocity lags: intermittency

Turbulence is understood as self-similar for all scales. This is obviously not completely true since self-similarity must break as we get close to the dissipation scales. Similar behaviour is expected if the statistics of coherent and long-lived structures may not be neglected. This is the case, for instance, of supersonic turbulence where shocks generate structures that may be (and generally become) decoupled to the surrounding ambient turbulence (see e.g. Falceta-Gonçalves & Lazarian 2011). As intermittency is characterized by coherent structures that break the self-similarity of turbulent chaotic motions, it may be detected in turbulent flows as a departure from Gaussian distributions at small scales.

We computed the probability distribution functions (PDFs) for the variable $\Delta v_l = v(r) - v(r+l)$, known as the ‘velocity lag’ for the length-scale l . The results for Model 1, at $t = 90$ Myr, are shown in Fig. 8 for three different separation lengths, $l = 5, 20$ and 100 pixel, which correspond to ~ 4.9 pc (blue), 19.5 pc (red) and 97.6 pc (black). Each of the PDFs was fitted by a Gaussian distribution, overplotted as dashed lines. None of the distributions showed significant skewness (third moment), which is reasonable for an isotropic distribution. An exception naturally arises due to the large-scale galactic flow profile which results in the excess at negative velocity lag (black line). The PDFs of the smaller scales are symmetric though.

The kurtosis (fourth moment), on the other hand departs from Gaussian with increased kurtosis for smaller lags (l). At smaller scales, the distributions are more peaked with extended tails on both sides. The intermittent behaviour here may be understood as being caused by shocks and/or sheared motions. As dense structures may be shielded to diffuse gas inflowing in its direction, this results in an excess of material at larger velocity shifts at the expense of the peak of the distribution. The few and coarsely distributed small clumps are not able to modify the statistics at larger scales though, which show a quasi-Gaussian distributions. Shocks would present similar properties, as the velocity field suffers sharp fluctuations in amplitude within scales as small as the shock width. It is difficult to

determine the dominant process in our models since both processes occur, however we may point out that the shocks observed in the simulations are much narrower than the scales where the intermittency is observed. The clumps, on the other hand, are predominantly at similar scales of tens of parsec, and are more likely to be causing the intermittent behaviour.

The characterization of the intermittency is of particular interest here in order to understand the origins of turbulence in the ISM. The inverse cascade turbulence is known to present little, or virtually zero, intermittency (see Boffetta & Ecke 2012, and references therein). The strong intermittent behaviour in our model at small scales is another indicative that the inverse cascade cannot be the dominant driver of the observed turbulence.

3.3 Larson’s scaling relation

From the observational point of view, it is not possible to access the three-dimensional information of the interstellar turbulence. We must always be aware of projection effects, as the signal is integrated over considerable length-scales, much larger than the dissipation scales in most cases. Let us reconstruct observable quantities from the simulated cube here.

We follow the approach of Falceta-Gonçalves & Lazarian (2011) to calculate the synthetic observational velocity dispersions, and compare to those obtained from the actual three-dimensional distribution. The three-dimensional velocity dispersion is a function of the scale l . For each l , the computational domain is divided in N_l subvolumes $\mathcal{V}_{3D} = l^3$. The dispersion of velocity for the size l is then obtained as the mean value of the local density-weighted velocity dispersions ($v^* = \rho v$) obtained for each subvolume. For the synthetic observational dispersion, on the other hand, we subdivide the plane representing the sky in squares of area l^2 , which mimics the observational beamsize. Here, we chose a LOS along x -direction, i.e. an observer within the galactic plane looking through along the spiral pattern. The dispersion of v^* is then calculated within each of the subvolumes $\mathcal{V}_{proj} = l^2 L$, as a function of l/L .

The results of both calculations are shown in Fig. 9, where the averaged three-dimensional density-weighted velocity dispersion are shown as red triangles, while the synthetic observational counterparts are shown as black crosses, for all LOS’s defined for each length-scale, or beamsize, as a function of the length-scale. At large scales, both values converge, while at small scales a large dispersion of the synthetic observational values is observed around the expected 3D measure. This behaviour occurs if the turbulent flow presents a highly structured density distribution, e.g. in supersonic turbulence. Voids and multiple overlaid dense structures at different LOS’s, for the same beamsize, result in very different velocity dispersions.

Historically, observational surveys of the ISM revealed a more linear scaling relation, which led to the direct fit of the Larson scaling relation (Larson 1981) $\sigma_v \sim \sigma_{v_0} (l/l_0)^\alpha$. Such fit is supported by the theory itself, to some extent, due to the relation between the velocity dispersion and the structure function of the turbulent distribution. From the theoretical point of view, the energy spectrum (E_k) is equivalent – though in Fourier space – to the second-order structure function. The structure function, or two-point correlation function is defined as

$$S_p(l) = \langle (|\mathbf{u}(\mathbf{r}+l) - \mathbf{u}(\mathbf{r})| \cdot l/l)^p \rangle \simeq C(p) \epsilon^{p/3} l^{p/3}, \quad (11)$$

where p is a positive integer representing the moment order and l is the vector lag in space. For a Kolmogorov turbulent spectrum,

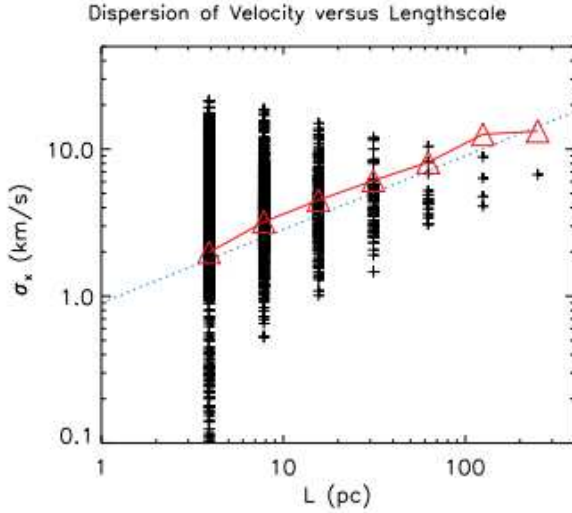


Figure 9. Average three-dimensional density-weighted velocity dispersion (red triangles), and the synthetic observational values (black crosses) for all LOS's defined for each length-scale, or beamsize, as a function of the length-scale. Large dispersion of synthetic values at small scales is expected in highly structured density distributions, e.g. in supersonic turbulence. Dotted blue line is the Larson scaling relation $\sigma_v \sim 0.9 l^{0.5} \text{ km s}^{-1}$.

the second-order ($p = 2$) structure function is then $S_2(l) \propto l^{2/3}$, and therefore

$$\langle \delta u_l^2 \rangle^{1/2} \simeq (\epsilon l)^{1/3}. \quad (12)$$

Observations of several molecular clouds in the Galaxy indicate however a fiducial fitting for each of these as $\sigma_v \sim 0.9 l^{0.5} \text{ km s}^{-1}$ (see Heyer & Brunt 2004). The observational slope differs slightly from what is expected for a Kolmogorov scaling. If the complete subset data from these several clouds are plotted together instead, i.e. not only averaged values for each scale, the linear relationship proposed by Larson is less evident and a picture similar to that shown in Fig. 9 is observed (Ballesteros-Paredes et al. 2011). Possibly, the difference between the slopes obtained for individual clouds and those expected for a turbulent flow may be related to observational issues, and not to the local nature of the gas. What is particularly important here is that our models present turbulent amplitudes in agreement with those observed in molecular clouds.

3.4 Other models

The results shown so far have been obtained based on Model 1, which has been chosen as the fiducial model, given its higher numerical resolution and its initial setup. In order to understand how, or if, different properties of ISM/spiral arm would change the conclusions made so far, we will now analyse the dynamical evolution of the other models.

All models, except for Model 3 (see Table 1), are very similar in their general behaviour. The cloud is initially moving towards the arm, which pulls the cloud closer accelerating and stretching it. As the cloud passes through the arm, the internal motions become more complex. Internal shear and shocks dissipate part of the kinetic energy gained from the potential of the arm, triggering the turbulence within the cloud. The surrounding medium is also pushed as the cloud moves, triggering turbulence in the diffuse gas as well. The loss of kinetic energy makes the clouds, which were initially freely moving in the galactic discs, bound to the arm's potential well. Model 3 is the only model where the cloud is unbound after its

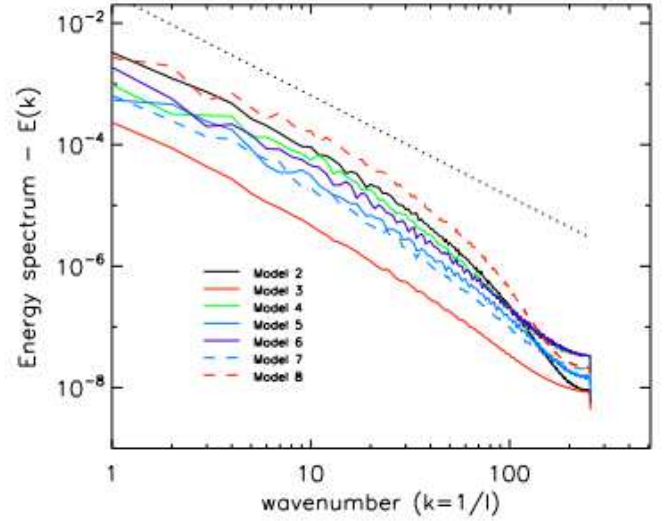


Figure 10. Energy spectra of Models 2–8, with a Kolmogorov $-5/3$ slope spectrum as reference line. All models present similar spectral distributions, with small differences in amplitude (less than an order of magnitude), except for Model 3 where the amplitude is much smaller than the statistical average. This model presents a cloud that leaves the box after its interaction with the arm. The remaining turbulence is due to the disturbed ambient gas.

crossing. Though random motions are still driven within the cloud, the amplitude of the perturbations observed is smaller compared to the other models. The cloud leaves the box at $t \sim 80 \text{ Myr}$.

In Fig. 10, we present the energy spectra obtained for Models 2–8, at the last snapshot. All spectra present similar profiles, though with shorter inertial range when compared to that of Model 1, due to the coarser grid used in these models. An inertial range of about one decade in wavenumber is observed in all models, with slopes similar to $-5/3$. Compared to each other the models present similar amplitudes, except to Model 3, which lies far below the average. The outlier situation of Model 3 is explained since this is the only model run where the cloud leaves the box through the upper Y -boundary after interacting with the spiral pattern. The cloud is unbound to the gravitational potential of the arm. Notice that other examples are also initially unbound, but the internal dissipation during the interaction removes enough linear and angular momentum of the cloud that then becomes bound the arm (at least long enough for a second interaction).

For the models where the cloud becomes bound to the spiral arm, the turbulent velocity dispersion may be related to other local properties. We computed the turbulence amplitude $(\delta v^2)^{1/2}$ for all models, at different times, which was then averaged over the different snapshots. The correlations of the averaged dispersions found with respect to the initial parameters ξ_0 , σ_\perp and initial cloud–arm relative velocity v , are shown in Fig. 11.

The parameter ξ_0 is related to the surface mass overdensity of the spiral arm, while σ_\perp its distribution. These two parameters reveal the strength of the gravitational forces acting in the cloud. On the other hand, v is not related to the gravitational forces, but is the parameter that controls the shock strength between the cloud and the arm.

It is interesting to notice from Fig. 11 that there is no clear correlation between the turbulence driven in our models with the initial relative velocity between the cloud and the arm. The strength of the shock should be, if the NTLI was the dominant process in driving random motions in the gas, strongly correlated to the level of turbulence. This is clearly not observed here. On the other

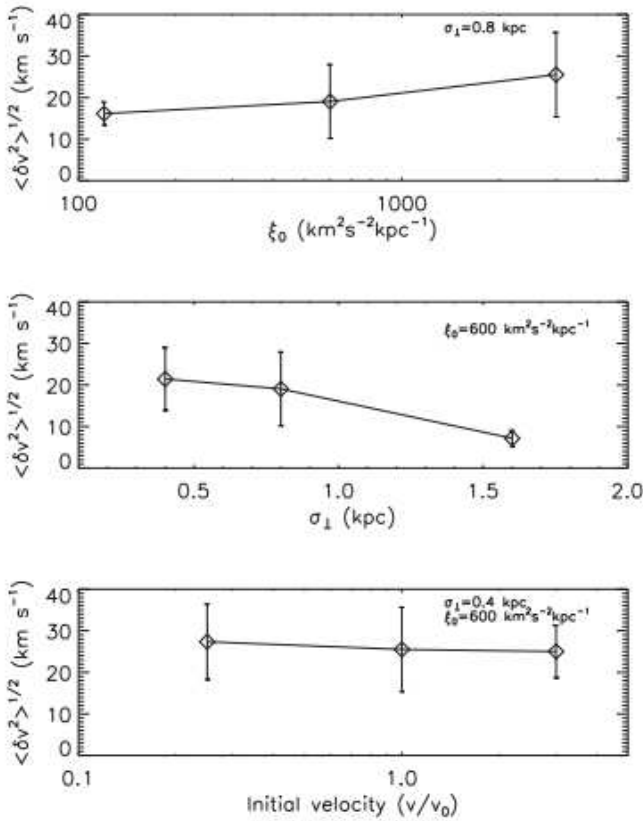


Figure 11. Velocity dispersion of turbulence, averaged over the last 50 Myr of the simulations, as a function ξ_0 (top), σ_{\perp} (middle) and relative velocity of the spiral pattern with respect to the rotating gas (bottom). For the latest, the value of reference is $v_0 = (\Omega_0 - \Omega_p)R_0 = 40 \text{ km s}^{-1}$. No correlation is observed between the turbulence driven and the initial cloud–arm relative velocity. Turbulence amplitude is related to r_0/σ_{\perp} and ξ_0 , which is related to the surface mass density of the spiral pattern.

hand, the level of turbulence seems to be exclusively related to the properties of the arm instead, such as its surface mass density and its compactness. This surprising result is analysed in details in the next section.

4 TRIGGERING MECHANISMS: INSTABILITIES, SCALES AND TURBULENT AMPLITUDES

The models presented in this work were successful in reproducing many aspects of the turbulence in the ISM, namely (i) the universality, as the mechanism that operates here is generalized to the entire galactic disc, it (ii) provides turbulent amplitudes at large scales ($>100 \text{ pc}$), (iii) with amplitudes of $>10 \text{ km s}^{-1}$ and (iv) it results in full spectra of velocity. It is not clear yet though what physical process is dominant in driving the turbulence in the models. In this section, we address and evaluate the processes that may be the main driver of the turbulence in our models.

4.1 Instability-driven small-scale turbulence

Shocks induce structuring of the gas mostly due the NTLI, which also triggers Kelvin–Helmholtz (KH) at similar scales, resulting in a well-developed turbulent flow. Despite the apparent relevance of gas–arm shocks on driving galactic-scale turbulence, the results obtained from the numerical simulations show a different scenario, where large-scale effects dominate.

The scales at which these instabilities take place are small compared to the length-scales of the system. In the simulations presented in this work a cloud 100 pc wide interacting with a spiral arm shows shock induced turbulence at its edge, i.e. the working surface, exclusively. The turbulence driving therefore occurs at small scales ($l < 10 \text{ pc}$), and not over the whole volume of the cloud. One would then expect that, unless the cloud is completely disrupted into small fragments of the same size of the driving scales, two processes must then occur – not specifically in this order – to generate a fully developed turbulent cloud: (i) the diffusion of the turbulent energy through the whole volume of the cloud, and (ii) an inverse cascade of the turbulence from small to large scales. As explained below, these two steps impose serious restrictions to the model of shock-induced turbulence in the ISM.

Let us first focus on the filling factor of the energy injection. Waves excited by the non-linear evolution of the shocked cloud (NLTI), with amplitudes v_{inj} , could eventually propagate inwards and result in a fully turbulent cloud. The turbulent diffusion of transonic perturbations ($v_{\text{inj}} \sim c_s$) over the entire cloud ($V \sim L^3$) occurs on a time-scale of $\tau_{\text{dyn}} \simeq L/c_s \sim 20\text{--}80 \text{ Myr}$. However, because of the isotropic dilution of kinetic energy over the whole volume, in order to keep the turbulence amplitude as large as that driven initially, the cloud must interact with the arm for a time longer than $\tau_{\text{cross}} > \tau_{\text{dyn}}/f$, where f is the volume filling factor of the shocked region (neglecting any loss of kinetic energy). Even overestimating the shock thickness as $\Delta_{\text{shock}} \sim 0.1L$, one obtains $\tau_{\text{cross}} > 200 \text{ Myr}$, which is probably too large compared to the dynamical time-scales of cloud–arm interactions, or even compared to the lifetimes of these objects.

4.2 Inverse cascade: from small to large scales

The second main issue regarding shock-induced turbulence arises from the fact that the ISM turbulent spectrum peaks at scales of hundreds of parsecs. Shock induced turbulence is characterized by the transfer of energy and momentum from large scale (and coherent) converging flows into a multiscale, chaotic and diffusive field. This phenomenon has been identified in numerical simulations (e.g. Hunter et al. 1986; Walder & Folini 2000; Audit & Hennebelle 2005; Heitsch et al. 2005, 2011; Vázquez-Semadeni et al. 2006; Vázquez-Semadeni et al. 2007; Inoue & Fukui 2013; Folini, Walder & Favre 2014, and others), being promptly related to the collapse of dense structures in the ISM and star formation, and analytically described by Vishniac (1994) as the non-linear evolution of perturbations in shock-bounded slabs.

The NTLI is understood to arise at large Mach number shocks as perturbations perpendicular to the working surface of the shock may grow non-linearly. The growth rate ν of surface bending perturbations (δ) is $\nu \sim c_s k(k\delta)^{1/2}$. The perturbations at smaller scales therefore grow faster, and drive local vorticity at scales as large as the shock thickness ($\delta \simeq \Delta_{\text{shock}}$). Quenching should occur when the local turbulent kinetic pressure start acting as restoring force. The velocity dispersion at the slab is then expected to saturate around the local sound speed, i.e. the amplitude of driven eddies $v_l \simeq c_s$. The statistics of the shock bound region of colliding flows has been recently studied by means of 3D numerical simulations by Folini et al. (2014), which confirmed the low efficiency in the conversion of kinetic energy into turbulence. Similar results were obtained in the magnetized case from 3D magnetohydrodynamic simulations by Falceta-Gonçalves & Abraham (2012).

Kraichnan (1967) noticed that the dissipationless/unforced two-dimensional Navier–Stokes equation admits the energy (E_k) and the

enstrophy (Z_k) as quadratic invariants. Specific cascades for each of these is therefore expected. Once driven, at an intermediate scale l_{inj} , it is possible to show that enstrophy cascades to small scales while energy should present an inverse cascade (see review by Boffetta & Ecke 2012). At equilibrium, the energy is dissipated at the smallest scale (l_v) due to viscosity, and at the largest scale (l_u) due to the dynamical friction of eddies. The slopes of power spectra are derived as $-5/3$ for the inverse cascade, and -3 for the direct cascade. Such inverse cascade has been observed in laboratory experiments, presenting scalings similar to those of Kraichnan (1967, e.g. Paret & Tabeling 1998). This picture may be different in three dimensions though as enstrophy is no longer invariant (due to the non-linear term $(\omega \cdot \nabla) \mathbf{u}$ of the Navier-Stokes equation, known for the process of vortex stretching). One might speculate if both inverse and direct cascades should occur simultaneously in three-dimensional turbulence, though with reduced inverse energy transfer rate compared to that estimated for 2D turbulence. Recent theoretical efforts (by means of both analytical and numerical simulations) focused on the study of the inverse cascade process in three-dimensional turbulent flows (e.g. Biferale, Musacchio & Toschi 2012; Dubief, Terrapon & Soria 2013). Biferale et al. (2012) presented an exact decomposition of the Navier-Stokes equation and showed that triadic interactions between waves with equally signed helicity result in inverse cascade of energy, with a $-5/3$ slope as well.

Let us now consider then that the inverse cascade operates in the shocked gas of the ISM. Under the assumption that the inverse cascade operates at constant energy transfer rate ϵ , the turbulent spectrum driven at small scales will peak at different scales as a function with time, given as $l_{peak} \sim \epsilon^{1/2} t^{2/3}$. Transonic perturbations driven at shock length-scales (i.e. \sim pc scales, with $\epsilon \sim 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$) would have their spectrum shifted towards larger scales, say $L = 100$ pc, at $t > 20$ Myr. With respect to the turbulent amplitude, if dissipation is neglected, the turbulent specific energy (erg g^{-1}) grows linearly with time, i.e. $\langle v \rangle \simeq (\epsilon t)^{1/2}$. For a constant transonic driving, e.g. at parsec scale, one obtains an averaged turbulent amplitude $> 10 \text{ km s}^{-1}$, at $t > 10$ Myr. Both time-scales are larger than that expected for the interaction between the gas and the spiral arm. Still, the turbulence induced by NTLI is not expected to be supersonic. In a more realistic scenario, the dissipation of supersonic flows is likely to dominate over the slow inverse cascade and, even if energy could diffuse towards large scales, it would result in transonic/subsonic turbulence (Folini et al. 2014), in contrast to the observations (e.g. Larson 1981; Armstrong et al. 1995; Heyer & Brunt 2012; Poidevin et al. 2013).

From our simulations, turbulence is supersonic at large scales since very early stages of the run. If this is compared to the time-scales needed for the inverse cascade to operate, it is clear that the shock-induced turbulence is not the main turbulent driver in these models. Also, the spectra of vorticity in Fig. 10 revealed that the power at the smallest scales, equivalent to the shock thickness, rise with time, consistent to a driving at large scales.

Therefore, if the local converging flows (gas-arm shock) are not the main source of energy for the observed turbulence, we now must determine the role of the other main source of energy in the system: the gravitational potential of the arm.

4.3 Driving turbulence at large scales: a toy model

If subject to an uniform gravitational field, any interstellar cloud would be homogeneously accelerated, and internal turbulence would not be driven (at least not due to the gravitational poten-

tial). In a more realistic gravitational field however an extended cloud would be distorted by tidal effects.

As described previously, we made use of a cylindrically symmetric gravitational potential for the spiral arm with an amplitude that radially decreases with the radial distance to its axis of symmetry, r . Let us consider each portion of a gas cloud interacting with the potential of the arm as an independent body, a point source, and neglect all forces except gravity. The equations of motion, in the direction perpendicular to the axis of symmetry of the arm, is obtained by

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathcal{L}}{\dot{r}} \right) = 0, \quad (13)$$

with $\mathcal{L} = (\dot{r} + \Omega_p \times r)^2 / 2 + \Phi$, the Lagrangian per unit of mass of the system in the reference frame of the spiral pattern. The gravitational potential of the arm Φ is given by equation (6). Let us first consider whether the arm's potential is dominant over the non-inertial terms of the Lagrangian. For each individual parcel of the gas interacting with the spiral arm, the equation of motion perpendicular to the arm, under the dominant arm approximation, is

$$\ddot{r} \simeq -C(R_0)r \exp \left[-\frac{r}{\sigma_\perp} \right], \quad (14)$$

where $\sigma_\perp = \sigma \sin i$, $C(R_0) = \xi_0 R_0 \sigma_\perp^{-2}$, and for which we used the coordinate change $r = (R \cos \theta - \alpha - R_0) \cos i$, r the coordinate of the fluid parcel perpendicular to the arm, R and R_0 the galactocentric radii of the particle and the reference frame, respectively, and the fact that $r \ll R_0$. The right-hand side of equation (14) is time-independent, so we can use $\ddot{r} = \dot{r} \partial_r \dot{r}$ to obtain the quite obvious conservation equation given below:

$$v^2(r) \simeq v^2(r_0) + C(R_0)\sigma_\perp^2 \left[\exp \left(-\frac{r^2}{\sigma_\perp^2} \right) - \exp \left(-\frac{r_0^2}{\sigma_\perp^2} \right) \right], \quad (15)$$

where v represents the linear velocity of the fluid in the local reference frame. The equation above, for an initial condition $v^2(r_0) \rightarrow 0$, and $r \ll r_0$, being r_0 the initial distance of the fluid parcel with respect to the arm, results in

$$r(t) \simeq \sigma_\perp \text{erfi}^{-1} \left(\frac{2\sigma_\perp C(R_0)^{1/2} t}{\sqrt{\pi}} + B(r_0) \right), \quad (16)$$

being $B(r_0)$ the integration constant for r_0 , and erfi^{-1} the inverse of the imaginary error function, which is expanded as a series of polynomials

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(r(t)/\sigma_\perp)^{2k+1}}{k!(2k+1)} \simeq \frac{2\sigma_\perp C(R_0)^{1/2} t}{\sqrt{\pi}} + B(r_0). \quad (17)$$

Now considering an ensemble of particles, initially at rest, emerging from a region of size L , with barycentre located at $r = r_0$, i.e. from a region $[r_0 - L/2, r_0 + L/2]$ away of the arm. This would mimic, in one dimension, a cloud of gas falling in the spiral arm. The average dispersion of velocities may then be estimated by computing the relative velocity of each element with respect to each other. At a given time t , each element would be located at positions r and r' , being the squared relative velocity defined as $\delta v^2 \equiv [v(r) - v(r')]^2$. In the first-order approximation,⁴ the average velocity

⁴ Notice that truncating the expansion (at first order only) is a good approximation for the case in study. If we want to study the turbulence at the densest regions of the spiral arms, then $r < \sigma_\perp$. For $r = 0.5\sigma_\perp$, for instance, we

dispersion is obtained by integrating δv^2 over all the positions of all elements, as given below:

$$\begin{aligned} \langle \delta v^2 \rangle &= f \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} [v(r) - v(r')]^2 dl \\ &\simeq C(R_0) \sigma_{\perp}^2 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left\{ \exp \left[-\frac{(\sigma_{\perp} C(R_0)^{1/2} t - r_0)^2}{2\sigma_{\perp}^2} \right] - \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[-\frac{(\sigma_{\perp} C(R_0)^{1/2} t - (r_0 - l))^2}{2\sigma_{\perp}^2} \right] \right\}^2 dl, \end{aligned} \quad (18)$$

where f is the normalization factor given the integral over all elements of the cloud.

$$\begin{aligned} \langle \delta v^2 \rangle &\simeq C(R_0) \sigma_{\perp}^3 \times \left\{ \exp \left[-\frac{(A(t) - r_0)^2}{\sigma_{\perp}^2} \right] + \right. \\ &\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 + L/2}{\sigma_{\perp}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 - L/2}{\sigma_{\perp}} \right) \right] - \\ &\quad \left. \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp \left[-\frac{(A(t) - r_0)^2}{\sigma_{\perp}^2} \right] \times \right. \\ &\quad \left. \left[\operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 + L/2}{\sqrt{2}\sigma_{\perp}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 - L/2}{\sqrt{2}\sigma_{\perp}} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

where $A(t) = \sigma_{\perp} C(R_0)^{1/2} t$. If $L \ll 2r_0$, equation (19) resumes to

$$\begin{aligned} \langle \delta v^2 \rangle &\sim C(R_0) \sigma_{\perp}^3 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \\ &\left[\operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 + L/2}{\sigma_{\perp}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 - L/2}{\sigma_{\perp}} \right) \right], \quad (20) \\ \text{or} \\ \frac{\langle \delta v^2 \rangle}{v^2(0)} &\sim \sigma_{\perp} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 - \exp \left[-\frac{r_0^2}{\sigma_{\perp}^2} \right] \right) \times \\ &\left[\operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 + L/2}{\sigma_{\perp}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{A(t) - r_0 - L/2}{\sigma_{\perp}} \right) \right]. \quad (21) \end{aligned}$$

The solution for equation (21) is given for a set of parameters σ_{\perp} , r_0 and L , in Fig. 12, as a function of the displacement of the cloud barycentre ($r(t) - r_0$). As long as $\sigma_{\perp} > r_0 > L$, as discussed above, the values shown represent a reasonable approximation. For clouds as large as 100 pc, and $\sigma_{\perp} \simeq 2r_0 \sim 1$ kpc, the potential well of the arm drives a velocity shear that is roughly ~ 20 – 30 per cent of the bulk velocity of the cloud. For $\xi_0 \sim 600 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and $R_0 = 8$ kpc, one obtains $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2} \sim 30$ – 46 km s^{-1} , at the length-scale of the cloud size, i.e. few tens to a hundred of parsecs.

We must point out that equation (21) gives an estimate for the internal shear of the cloud, not the turbulence itself. The transfer of this local kinetic energy into turbulence will depend on the processes taking place during the passage of the cloud through the arm. For instance, if the cloud is retained in the arm for a long time, at least one dynamical time-scale, the efficiency is high.

5 DISCUSSION

SNe are among the main energy sources in the ISM. Naturally, one would consider its contribution in driving the turbulence

obtain $\mathcal{O}(1) \simeq 12\mathcal{O}(3)$. Therefore, for regions as close to the arm axis as $r = 0.5\sigma_{\perp}$, we can neglect the contribution from all terms higher than the first order.

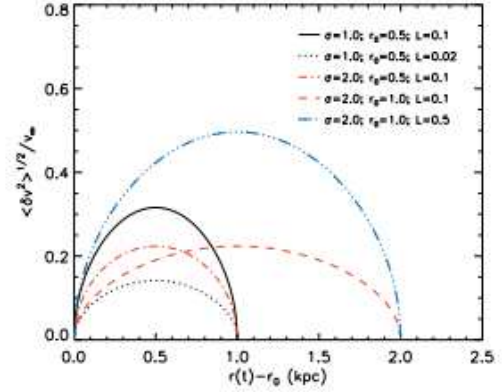


Figure 12. Normalized average dispersion of velocity ($\langle \delta v^2 \rangle^{1/2} / v(0)$) within the cloud, as a function of r – the perpendicular distance to the spiral pattern – obtained from equation (21). The dispersion is understood as the averaged relative velocity of the different elements of the cloud as it tidally interacts with the arm. The width of the spiral arm σ , the initial distance of the cloud barycentre to the axis of symmetry of the arm r_0 , and the initial size of the cloud L , are given in kiloparsecs. Typical ISM clouds interacting with the spiral arm of our Galaxy give rise to average dispersion of velocities of $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2} \sim 0.2 - 0.5 v(0)$. The parameter $v(0)$ depends on the galactocentric radius R_0 and the mass density of the arm. For $\xi_0 \sim 600 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and $R_0 = 8$ kpc, one obtains $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2} \sim 30$ – 46 km s^{-1} .

amplitudes ($> 10 \text{ km s}^{-1}$) to be dominant given the absence of other efficient feedback mechanisms. Despite of the energy input, SNe-driven models struggle to explain other features of the ISM turbulence, such as its universality and the observed scalings. The ISM turbulence is universal, and shows no correlation to the local star formation rate. Also, observations reveal that turbulence may be driven at scales larger than 100 pc. Such driving scales would only be reasonably explained in an SNe-driven model by superbubbles, i.e. many SNe working together to form large-scale structures. Again, universality issues apply. Other issues have to be addressed as well, such as the shielding of dense and cold structures to the motions of the diffuse medium, as quiescent molecular clouds present turbulent motions that could not be triggered by an external source (at least not by ram pressures).

In the work presented here, we focused on the processes that may trigger turbulence at large scale in the ISM. We showed that the tidal interaction with the gravitational potential of an spiral arm is responsible for driving complex internal motions in an interstellar cloud. Notice that the interaction between the arm and the cloud is not due to a shock, as in a converging flows approach, but by its tidal differential acceleration. Converging flows – or shocks of ISM gas with spiral arms – are an interesting mechanism that can explain the formation of molecular clouds in the ISM, as discussed in Section 1, but fail in properly feed turbulence as it is observed. An advantage of these models is its universality in spiral galaxies. As pointed before, radiative shocks in converging flows (see Audit & Hennebelle 2005; Heitsch et al. 2005, 2006; Bonnell et al. 2006, 2013) have been shown to be very efficient in forming dense and cold structures in the ISM, but not very efficient in driving supersonic turbulence though. Theoretical studies of these systems reveal that the main process that lead to the structuring of clumps is the NTLI, which is also known to result in small-scale subsonic/transonic turbulent flows (Vishniac 1994; Folini et al. 2014).

The present model provides a different view of the same problem: the gravitational interaction between an inhomogeneous ISM

and the spiral pattern of the Galaxy. Inhomogeneities in the ISM naturally arise at the spiral arms due to shocks, cooling and/or gravitational fragmentation, which move to the interarm region eventually (see Bonnell et al. 2013). Such structures then interact with the next spiral arm, as described in this work. The interaction is not only collisional, but gravitational. Large ISM inhomogeneities, such as >100 pc scale neutral clouds, would suffer differential accelerations that drive internal motions. The internal shear develops into turbulence at scales as large as the cloud size.

Heitsch et al. (2006), for instance, compared the kinetic energy of the inflow to that in the unstable and cold gas phase, obtaining turbulence driving efficiencies of order of 2–5 per cent. The efficiency in our models may be obtained by comparing the turbulent kinetic energy to the gravitational potential variation during the crossing. In the models where the clouds are trapped to the arm, the efficiency is >25 per cent. This difference occurs basically because the turbulence in converging flow models is a post-product of the radiative shocks, i.e. first kinetic energy has to be lost efficiently for the formation of the cold and dense layer, which is then non-uniformly accelerated by the NTLI. Naturally, most of the initial reservoir of energy is lost by radiation at the shock. Instead, the mechanism reported here benefits directly from the large-scale kinetic energy due to the flow into the spiral arms gravitational potential.

We must point out here that both processes actually occur in our simulations. The importance of each can be determined as detailed earlier. We analysed the turbulent motions generated in the clouds as a function of different parameters of the simulation, and found no correlation of the driven turbulence with the relative velocity between the cloud and the arm. The spiral pattern parameters, however, show a clear correlation with the driven turbulence. Larger ξ_0 values result in larger turbulent amplitudes, while larger σ_\perp result in smaller $(\delta v^2)^{1/2}$. These two correlations support the idea of a tidally driven turbulence for clouds in the ISM. More-massive arms present stronger differential accelerations within the cloud, which leads to larger internal shearing. More compact arms are responsible for larger turbulent amplitudes as well. Notice that the interesting parameter is not σ_\perp itself but r_0/σ_\perp , i.e. the position of the cloud at the potential profile. If the cloud is positioned in a region that $r_0/\sigma_\perp < 1$, the net result of the interaction with the arm will be reduced.

Our model is different to that of turbulence driven globally in the galaxy by gravitational instability (Wada et al. 2002). In the later, the collapse of gravitationally unstable interstellar gas is responsible for driving the observer dispersion of velocity. In our model, the gravitational interaction between the gas and the potential of the arms would be responsible for sheared motions that further evolve into turbulence. The main difference between both is that the gravitational collapse drives motions at small scales ($\sim \lambda_{\text{Jeans}}$), with subsonic/transonic motions (Agertz et al. 2009), while the gas-arm interaction drives supersonic turbulence at large scales. Also, the gravitational collapse drives coherent inward motions that may develop into chaotic motions after the complex interaction between collapsed structures. This is possibly the cause of the flatter power spectra observed in simulations of gravitationally collapsing discs. It is particularly interesting to perform more numerical simulations of the gas-arm interaction, as done in this work, but considering self-gravity to account for the possible effects of gravitational collapse in the turbulence driving. This will be pursued in a future work.

From an observational perspective, there are recent high spatial resolution data available for few nearby spiral galaxies, for which a detailed study of the ISM turbulence have been provided

(see Hughes et al. 2013a,b; Colombo et al. 2014). Hughes et al. (2013b) and Colombo et al. (2014) showed that cloud-scale CO linewidths are typically related to the arm/interarm properties, as predicted in our model. Also, Hughes et al. (2013a) presented observed $^{12}\text{CO}(1-0)$ line profiles for different regions of M51 showing that the linewidths are larger at regions with higher stellar surface densities, indicating that regions of deepest potential are indeed more turbulent.

It is worth mentioning here that the mechanism of turbulent driving by tidal forces acting on the ISM inhomogeneities is maximized if the cloud interacts with the arm for longer time-scales. As the cloud bounces in the potential well, the gravitational energy of the cloud is effectively drained into turbulent motions. The process known as cloud trapping, or cloud streaming, has already been discussed previously, mostly in the context of crowding stellar orbits in spiral galaxies, and on the formation of giant molecular clouds.

Roberts & Stewart (1987) for instance, studied the orbital dynamics of clouds and stars in N -body simulations, in which angular momentum losses due to cloud-cloud collisions were taken into account. The authors showed that streaming of clouds along the arm, i.e. orbits partially trapped by the spiral pattern, was present even without cloud-cloud collisional dissipation. The streaming (trapping) naturally arises due to the tendency for orbits to crowd at the spiral arms. However, as the clouds stream towards smaller radii, they are accelerated and eventually leave the arm. These authors found typical time-scales for the crowding as $\simeq 50$ Myr, and that trapping is enhanced for even longer time-scales if considerable linear/angular momentum is lost by the cloud. Unfortunately, these authors were not able to distinguish internal motions within the clouds due to numerical limitations. It is, however, interesting to compare these results to our own, which makes use of different dissipation mechanisms. Such radial inwards/outwards streaming flows, related to the spiral patterns, have been observed in numerical simulations (e.g. Dobbs & Bonnell 2006; Shetty et al. 2007), and observationally (e.g. Aalto et al. 1999; Fresneau, Vaughan & Argyle 2005; Riffel et al. 2008; Meidt et al. 2013). The cloud trapping is particularly important to the fact that clouds would rarely interact with arms more than once in a dynamical time-scale.

As the clouds are perturbed by the arms, we expect the clouds to fragment and collapse, or to be dissipated as the Coriolis and centrifugal effects result in its migration to the interarm regions. Eventually, if the cloud survives as individual entity, we expect the internal turbulence to decay quickly, in a time-scale of $\tau \sim L/v_\perp$, compared to the time between subsequent arm crossings, $\delta t_{\text{arms}} \sim 2\pi R/m |V(R) - \Omega_p R|$. It is improbable then that the turbulence in interstellar clouds to be built up with time as a consequence of many interactions with different arms. Therefore, we believe that the maximum kinetic energy provided by this mechanism is limited by that of one arm crossing.

Notice that the typical streaming process that naturally arise from the torques of the spiral pattern on point sources is not a dissipative mechanism. For the purposes of keeping the cloud close to the arm for long time-scales, this is not important anyway. Related dissipative models have been proposed also (e.g. Zhang 1996). In the tidal model presented here, energy is ‘lost’ as the cloud interacts with the potential of the arm, as well. Most of the ‘loss’ is not due to internal friction (i.e. heat) but to the conversion of the large-scale motions in the cloud into smaller scales, due to a kinetic cascade. Eventually, part of this energy is dissipated into heat, while the rest remains as randomized kinetic energy of the dense structures formed in the process. This energy loss can be estimated from equation (21), as shown in Fig. 12. In one cloud-arm passage, the internal

dissipation of the potential energy may be as large as 25 percent of the escape kinetic energy. Such a process can therefore enhance the time-scales by which the clouds interact with arms, as well as, possibly result in increased radial motions of gas in spiral galaxies.

These results have been presented in the scenario where arms form as long-lived perturbations in the gravitational potential of the disc. Let us now consider a different context, in which the spiral arms are transient (Baba, Saitoh & Wada 2013) and giant H I/molecular clouds are formed by gravitational collapse of the interstellar gas, instead of by standing shocks with spiral arms (see Wada et al. 2002; Dobbs & Baba 2014). In such a scenario, multiple and discontinuous arms are formed – and destroyed – in relatively short time-scales. Also, dense and cold regions would form, scarcely distributed in the disc, as a consequence of the gravitational collapse of a cooling ISM (Agertz et al. 2009). The relative motion between the clouds and the arms would be reduced compared to the standing shock wave model. Such a scenario has been related to Sa-type spiral galaxies, while prominent standing waves in stellar motions would correspond better to types Sb and Sc. One then may wonder what happens to the turbulence driving mechanism proposed in this work in a transient arm scenario.

Despite the dynamical differences between the two galactic scenarios, the driving mechanism occurs similarly in both. In Section 4.3, the driving observed in the simulations was described as the consequence of the tidal interaction between the potential well of the arm and an interstellar cloud, and the non-linear evolution of internal sheared motions. We showed that the relative motion between them is not an initial condition⁵ (see equation 16), and the turbulent amplitude is basically dependent on the gravitational potential, and width, of the arm, and on the size of the cloud. Therefore, we do not expect any difference in the turbulent amplitude in the case of a transient spiral arm scenario, given the time-scales for cloud–arm interaction are short compared to the dissipation time-scale of the arms.

6 CONCLUSIONS

In this work, we studied the onset of turbulence in the ISM based on the interaction of interstellar gas inhomogeneities and the spiral arm. Here, we focused only on the gravitational interaction of the spiral pattern with the ISM. Three-dimensional hydrodynamical simulations are provided with different initial setups. In all models turbulence is observed, at different locations and levels. In most of the models, the cloud interacting with the arm becomes strongly turbulent ($\delta v^2 \gg c_s$). In contrast to previous theories to account for the ISM turbulence, the injection here occurs at large scales and is not related to local properties such as star formation rates. The statistics of turbulence obtained for the models are in agreement with a Kolmogorov-type turbulent cascade, and synthetic observables are compatible to the Larson scaling relations.

Although our simulations span only a limited inertial range, we can draw conclusions that should apply to the full range of turbulence seen in molecular clouds.

We find that the spiral shock can trigger turbulence, but in contrast to pure colliding flows, it is due to the large-scale tidal interaction rather than the small scale of the shock-induced fluid instabilities. Naturally, the differential forces act at large scales ($l_{\max} \simeq L_{\text{cloud}}$). The sheared motions within the cloud then develop KH, as well as internal shocks, which evolve into a turbulent cascade later on.

⁵ The condition $v(r_0) \rightarrow 0$ has even been assumed for equation (16).

From the first cloud–arm crossing, typical time-scales of 20–50 Myr are required for the turbulence to develop.

More-massive and more compact arms, i.e. larger ξ_0 and smaller σ_{\perp} , respectively, result in larger turbulent amplitudes ($\langle \delta v^2 \rangle$). No correlation has been obtained between $\langle \delta v^2 \rangle$ and the galactocentric radius of the cloud – by means of the cloud–arm relative velocity. Therefore, turbulence would be ‘universal’, at least near the spiral pattern of the Galaxy. Though our results have been addressed in a scenario of long-lived standing arms, i.e. based on the density wave theory, these should be similar in transient arm scenarios, given that clouds interact with a non-uniform stellar potential well.

An analytical toy-model is presented to account for the random motions generated within a cloud interacting with a spiral arm. The analytical model predictions are in agreement with the main results of the simulations, confirming that the main triggering mechanism of the observed turbulence is the differential gravitational forces within the cloud. These results are in agreement with recent observations with high spatial resolution of nearby spiral galaxies (e.g. Hughes et al. 2013a,b; Colombo et al. 2014).

The models were performed without self-gravity. A natural consequence of this work would be to study next the effects of self-gravity in such a model, where fragmentation and collapse of small structures would be allowed. This is to be studied in a future work.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank the anonymous referee for the valuable comments provided. DFG thanks the European Research Council (ADG-2011 ECOGAL), and Brazilian agencies CAPES (3400-13-1) and FAPESP (no.2011/12909-8) for financial support. IB acknowledges the European Research Council (ADG-2011 ECOGAL) for financial support. GK acknowledges support from FAPESP (grants no. 2013/04073-2 and 2013/18815-0).

REFERENCES

- Aalto S., Hüttemeister S., Scoville N. Z., Thaddeus P., 1999, *ApJ*, 522, 165
 Agertz O., Lake G., Teyssier R., Moore B., Mayer L., Romeo A., 2009, *MNRAS*, 392, 294
 Antoja T., Figueras F., Romero-Gómez M., Pichardo B., Valenzuela O., Moreno E., 2011, *MNRAS*, 418, 1423
 Armstrong J. W., Rickett B. J., Spangler S. R., 1995, *ApJ*, 443, 209
 Audit E., Hennebelle P., 2005, *A&A*, 433, 1
 Baba J., Asaki Y., Makino J., Miyoshi M., Saitoh T. R., Wada K., 2009, *ApJ*, 706, 471
 Baba J., Saitoh T. R., Wada K., 2013, *ApJ*, 763, 46
 Ballesteros-Paredes J., Hartmann L. W., Vázquez-Semadeni E., Heitsch F., Zamora-Avilés M. A., 2011, *MNRAS*, 411, 65
 Banerjee R., Vázquez-Semadeni E., Hennebelle P., Klessen R. S., 2009, *MNRAS*, 398, 1082
 Biferale L., Musacchio S., Toschi F., 2012, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 164501
 Boffetta G., Ecke R. E., 2012, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 44, 427
 Bonnell I. A., Dobbs C. L., Robitaille T. P., Pringle J. E., 2006, *MNRAS*, 365, 37.
 Bonnell I. A., Dobbs C. L., Smith R. J., 2013, *MNRAS*, 430, 1790
 Bottema R., 2003, *MNRAS*, 344, 358
 Carlberg R. G., Freedman W. L., 1985, *ApJ*, 298, 486
 Colombo D. et al., 2014, *ApJ*, 784, 3
 Dobbs C. L., Baba J., 2014, *PASA*, 31, 35
 Dobbs C. L., Bonnell I., 2006, *MNRAS*, 367, 873
 Dobbs C. L., Glover S. C. O., Clark P. C., Klessen R. S., 2008, *MNRAS*, 389, 1097
 Dubief Y., Terrapon V. E., Soria J., 2013, *Phys. Fluids*, 25, 110817
 Elmegreen B., Scalo J., 2004, *ARA&A*, 42, 211

- Elmegreen B. G., Thomasson M., 1993, *A&A*, 272, 37
- Falceta-Gonçalves D., Abraham Z., 2012, *MNRAS*, 423, 1562
- Falceta-Gonçalves D., Lazarian A., 2011, *ApJ*, 735, 99
- Falceta-Gonçalves D., Monteiro H., 2014, *MNRAS*, 438, 2853
- Falceta-Gonçalves D., de Gouveia Dal Pino E. M., Gallagher J. S., Lazarian A., 2010a, *ApJ*, 708, L57
- Falceta-Gonçalves D., Caproni A., Abraham Z., Teixeira D. M., de Gouveia Dal Pino E. M., 2010b, *ApJ*, 713, L74
- Falceta-Gonçalves D., Lazarian A., Houde M., 2010c, *ApJ*, 713, 1376
- Falceta-Gonçalves D., Kowal G., Falgarone E., Chian A.-L., 2014, *Nonlinear Process. Geophys.*, 21, 587
- Folini D., Walder R., Favre J. M., 2014, *A&A*, 562, A112
- Fresneau A., Vaughan A. E., Argyle R. W., 2005, *AJ*, 130, 2701
- Fujii M. S., Baba J., Saitoh T. R., Makino J., Kokubo E., Wada K., 2011, *ApJ*, 730, 109
- Gerhard O., 2011, *Mem. Soc. Astron. Ital. Suppl.* 18, 185
- Goldsmith P. F., Heyer M., Narayanan G., Snell R., Li D., Brunt C., 2008, *ApJ*, 680, 428
- Gressel O., Elstner D., Ziegler U., Rudiger G., 2008, *A&A*, 486, 35
- He Z., Li X., Fu D., Ma Y., 2011, *Sci. China Phys., Mech. Astron.*, 54, 511
- Heiles C., Troland T. H., 2003, *ApJ*, 586, 1067
- Heiles C., 2004, *Astrophys. Space Sci.*, 292, 77
- Heitsch F., Burkert A., Hartmann L. W., Slyz A. D., Devriendt J. E. G., 2005, *ApJ*, 633, L113
- Heitsch F., Slyz A. D., Devriendt J. E. G., Hartmann L. W., Burkert A., 2006, *ApJ*, 648, 1052
- Heitsch F., Naab T., Walch S., 2011, *MNRAS*, 415, 271
- Henley D. B., Shelton R. L., Kwak K., Joung M. R., Mac Low M.-M., 2010, *ApJ*, 723, 935
- Hennebelle P., Falgarone E., 2012, *ARA&A*, 20, 55
- Hennebelle P., Audit E., Miville-Deschênes M.-A., 2007, *A&A*, 465, 445
- Heyer M. H., Brunt C. M., 2004, *ApJ*, 615, L45
- Heyer M. H., Brunt C. M., 2012, *MNRAS*, 420, 1562
- Heyer M., Krawczyk C., Duval J., Jackson J. M., 2009, *ApJ*, 699, 1092
- Hill A. S., Joung M. R., Mac Low M.-M., Benjamin R. A., Haffner L. M., Klingenberg C., Waagan K., 2012, *ApJ*, 750, 104
- Hughes A. et al., 2013a, *ApJ*, 779, 44
- Hughes A. et al., 2013b, *ApJ*, 779, 46
- Hunter J. H., Jr, Sandford M. T., II, Whitaker R. W., Klein R. L., 1986, *ApJ*, 305, 309
- Inoue T., Fukui Y., 2013, *ApJ*, 774, L31
- Junqueira T. C. M.-M., Lépine J. R. D., Braga C. A. S., Barros D. A., 2013, *A&A*, 550, A91
- Kalnajs A. J., 1973, *PASA*, 2, 174
- Kim W.-T., Ostriker E. C., 2006, *ApJ*, 646, 213
- Kim C.-G., Kim W.-T., Ostriker E. C., 2006, *ApJ*, 649, L13
- Kim W.-T., Kim Y., Kim J.-G., 2014, *ApJ*, 789, 68
- Kowal G., Lazarian A., 2010, *ApJ*, 720, 742
- Kowal G., Falceta-Gonçalves D. A., Lazarian A., 2011a, *New J. Phys.*, 13, 3001
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., 2011b, *ApJ*, 735, 102
- Kraichnan R. H., 1967, *Phys. Fluids*, 10, 1417
- Larson R. B., 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Lépine J. R. D., Dias W. S., Mishurov Y. N., 2008, *MNRAS*, 386, 2081
- Lin C. C., Shu F. H., 1964, *ApJ*, 140, 646
- Liu T., Wu Y., Zhang H., 2012, *ApJS*, 202, 4
- Mac Low M. M., Klessen R. S., 2004, *Rev. Mod. Phys.*, 76, 125
- Meidt S. E. et al., 2013, *ApJ*, 779, 45
- Melioli C., Brighenti F., D'Ercole A., de Gouveia Dal Pino E. M., 2009, *MNRAS*, 399, 1089
- Mignone A., Bodo G., 2006, *MNRAS*, 368, 1040
- Minter A. H., Spangler S. R., 1996, *ApJ*, 458, 194
- Paret J., Tabeling P., 1998, *Phys. Fluids*, 10, 3126
- Pichardo B., Martos M., Moreno E., Espresate J., 2003, *ApJ*, 582, 230
- Poidevin F., Falceta-Gonçalves D., Kowal G., de Gouveia Dal Pino E., Magalhães A. M., 2013, *ApJ*, 777, 112
- Riffel R. A., Storch-Bergmann T., Winge C., McGregor P. J., Beck T., Schmitt H., 2008, *MNRAS*, 385, 1129
- Roberts W. W., 1969, *ApJ*, 158, 123
- Roberts W. W., Jr, Stewart G. R., 1987, *ApJ*, 314, 10
- Ruiz L. O., Falceta-Gonçalves D., Lanfranchi G. A., Caproni A., 2013, *MNRAS*, 429, 1437
- Ruuth S. J., 2006, *Math. Comput.*, 75, 183
- Santos-Lima R., de Gouveia Dal Pino E. M., Kowal G., Falceta-Gonçalves D., Lazarian A., Nakwacki M. S., 2014, *ApJ*, 781, 84
- Scarano S., Jr, Lépine J. R. D., 2012, *MNRAS*, 428, 625
- Sellwood J. A., Carlberg R. G., 1984, *ApJ*, 282, 61
- Shetty R., Vogel S. N., Ostriker E. C., Teuben P. J., 2007, *ApJ*, 665, 1138
- Smith B., Sigurdsson S., Abel T., 2008, *MNRAS*, 385, 1443
- Toomre A., 1969, *ApJ*, 158, 899
- Vallée J., 2014, *ApJS*, 215, 1
- Vázquez-Semadeni E., Ryu D., Passot T., González R. F., Gazol A., 2006, *ApJ*, 643, 245
- Vázquez-Semadeni E., Gómez G. C., Jappsen A. K., Ballesteros-Paredes J., González R. F., Klessen R. S., 2007, *ApJ*, 657, 870
- Vázquez-Semadeni E., González R. F., Ballesteros-Paredes J., Gazol A., Kim J., 2008, *MNRAS*, 390, 769
- Vishniac E. T., 1994, *ApJ*, 428, 186
- von Hoerner S., 1951, *Z. Astrophys.*, 30, 17
- von Weizsäcker C. F., 1951, *ApJ*, 114, 165
- Wada K., Koda J., 2004, *MNRAS*, 349, 270
- Wada K., Norman C. A., 2007, *ApJ*, 660, 276
- Wada K., Meurer G., Norman C. A., 2002, *ApJ*, 577, 197
- Walder R., Folini D., 2000, *Ap&SS*, 274, 343
- Williams J. P., Blitz L., McKee C. F., 2000, in Mannings V., Boss A. P., Russell S. S., eds, *Protostars and Planets IV*. Univ. Arizona Press, Tucson, AZ, p. 97
- Woodward P. R., 1976, *ApJ*, 207, 484
- Yoshida A., Kitamura Y., Shimajiri Y., Kawabe R., 2010, *ApJ*, 718, 1019
- Zhang X., 1996, *ApJ*, 457, 125

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.