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

Larissa Ribeiro Magalhães

Aceleração de partículas na Heliosfera e em Remanescentes de Supernovas

São Paulo 2023

Larissa Ribeiro Magalhães

Aceleração de partículas na Heliosfera e em Remanescentes de Supernovas

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Astronomia.

Vertente: Pesquisa Básica Orientador: Prof. Dr. Reinaldo Santos de Lima (IAG/USP) Coorientadoras: Dr.^a Maria Victoria del Valle (IAG/USP), B.Sc. Camila Naomi Koshikumo (IAG/USP)

São Paulo 2023

À Nadir Carvalho e Vânia Magalhães.

Agradecimentos

Expresso minha gratidão ao meu orientador, Prof. Dr. Reinaldo Santos de Lima, e à minha coorientadora, Dr.^a Maria Victoria del Valle, pelas preciosas orientações e incentivo constantes. Meu aprendizado e amadurecimento são decorrentes de suas generosas contribuições e confiança em mim depositada. À Camila Naomi Koshikumo, colaboradora deste trabalho e grande parceira de pesquisa. Sou grata também ao corpo docente, servidores e membros do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo (IAG/USP), pelo apoio e infraestrutura disponibilizada para o desenvolvimento do nosso trabalho, e ao Programa de Apoio à Permanência e Formação Estudantil (PAPFE/USP).

Aos amigos do Observatório Abrahão de Moraes, por mostrarem a grandiosidade da divulgação científica e por tornarem meus dias de trabalho mais felizes. Aos amigos da graduação, que estiveram comigo em todos os momentos. Aos amigos da vida, por serem suporte e inspiração nos momentos mais difíceis. Ao professor Jairo Moura, por me mostrar a beleza das ciências exatas.

Com imenso carinho, agradeço àquelas e àqueles que estiveram presentes ao meu lado. Aos meus avós, Nadir Carvalho e José Carvalho, pelo apoio que me deram durante toda minha vida e por serem minhas maiores inspirações. À minha família, em especial, Vânia Magalhães, Edson Magalhães, Amanda Magalhães, Ivany Vieira, Vinícius Vieira e Vinícius Carvalho, que sempre caminharam comigo.

Este projeto recebeu apoio financeiro do Programa Unificado de Bolsas da Universidade de São Paulo (PUB/USP), número 3308, e do projeto da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) número 2019/05757-9. As simulações foram realizadas no servidor *syrtari* do IAG/USP adquirido pelo projeto FAPESP 2019/05757-9.

Esta tese/dissertação foi escrita em $\ensuremath{\mathrm{ETE}}\xspace{X}$ com a classe IAGTESE, para teses e dissertações do IAG.

Resumo

Raios cósmicos são partículas carregadas que permeiam os ambientes astrofísicos com energias muito superiores as das partículas em equilíbrio térmico. Acredita-se que a maioria dos raios cósmicos galácticos, com energias até PeV, seja acelerada em choques resultantes da expansão de remanescentes de supernovas no meio interestelar, mas o processo ainda não é totalmente compreendido. No meio interplanetário, detectam-se diretamente partículas aceleradas com energias de dezenas de MeV correlacionadas a frentes de choque. Esta pesquisa visa desenvolver um modelo unidimensional para estudar o confinamento e injeção de partículas energizadas na heliosfera, utilizando simulações magnetohidrodinâmicas (MHD). Ainda, foi aplicado esse modelo modificado, incluindo uma representação cinética (Particle-In-Cell-MHD), em choques de supernovas, a fim de gerar informações necessárias para a produção de mapas de emissão não-térmica comparáveis a observações. Essa abordagem contribuirá para a compreensão da aceleração de raios cósmicos, permitindo que questões em aberto, como o desenvolvimento de instabilidades e turbulência nos arredores do choque, que têm impacto na eficiência do confinamento de partículas, sejam testadas no meio interplanetário, onde observações diretas estão disponíveis.

Abstract

Cosmic rays are charged particles that permeate astrophysical environments with energies much higher than particles in thermal equilibrium. It is believed that the bulk of galactic cosmic rays, with energies up to PeV, are accelerated in shocks resulting from the expansion of supernova remnants in the interstellar medium, although the process is not yet fully understood. In the interplanetary medium, directly detected particles with energies in the tens of MeV range are correlated with shock fronts. This research aims to develop a one-dimensional model to study the confinement and injection of energized particles in the heliosphere, using magnetohydrodynamic (MHD) simulations. Furthermore, this modified model, including a kinetic representation (Particle-In-Cell-MHD), was applied in supernova shock scenarios, to generate necessary information for the production of non-thermal emission maps that can be compared to observations. This approach will contribute to the understanding of cosmic ray acceleration by testing open questions, such as the development of instabilities and turbulence in the vicinity of shocks, which provides the particles self-confinement, in the interplanetary medium where direct observations are available.

Lista de Figuras

1.1	Exemplo de observação direta e indireta de raios cósmicos	16
3.1	Ilustração das regiões de aceleração de partículas na heliosfera	24
6.1	Gráficos de densidade numérica de partículas, velocidade radial do fluxo,	
	pressão do gás, temperatura, campo magnético e número de Mach em função	
	da distância heliocêntrica para a solução estacionária de um choque (com e	
	sem a presença de PIs.)	34
6.2	Gráfico da evolução radial de um choque causado por um fluxo em um vento	
	solar na presença de PIs	35
6.3	Gráfico da evolução radial de um choque na presença de PIs adicionando os	
	efeitos dos raios cósmicos e do mecanismo de injeção e aceleração de partículas.	38
6.4	Gráfico da evolução radial de um choque sem a presença de PIs adicionando	
	os efeitos dos raios cósmicos e do mecanismo de injeção e aceleração de	
	partículas no modelo PIC-MHD	39
6.5	Gráficos de densidade numérica de partículas e velocidade do fluxo para a	
	solução estacionária de um choque no remanescente de supernova $\ .\ .\ .$	40
6.6	Gráfico da densidade de energia dos raios cósmicos	42
6.7	Gráfico da densidade de energia das ondas Alfvén	42
6.8	Gráfico do espectro de energia das ondas Alfvén	43
6.9	Gráfico da difusão média no domínio em função do tempo	44
6.10	Gráfico da difusão no domínio para diferentes tempos	44
6.11	Gráfico da potência dos raios cósmicos no domínio para diferentes tempos .	45

Sumário

1.	Introdução	15
2.	Aceleração de Raios Cósmicos	19
	2.1 Diffusive Shock Acceleration (DSA)	19
3.	Meio Interplanetário	23
4.	Meio Interestelar	25
5.	Metodologia	27
	5.1 Tratamento do Meio Interplanetário	27
	5.2 Tratamento do Meio Interestelar	30
6.	Simulações e Resultados	33
	6.1 Aplicação do modelo MHD na Heliosfera	33
	6.2 Aplicação do modelo PIC-MHD na Heliosfera	39
	6.3 Aplicação do modelo PIC-MHD em Remanescente de Supernova	40
7.	Conclusão e Perspectivas	47
Re	eferências	49

Capítulo

Introdução

Raios cósmicos são partículas carregadas, como núcleos pesados, prótons, elétrons e pósitrons, que permeiam os ambientes astrofísicos e possuem energia superior àquelas encontradas em partículas em equilíbrio térmico com o meio. Sua detecção nas vizinhanças da Terra pode ser realizada tanto de forma direta quanto indireta, como pode ser observado na Figura 1.1, que mostra o fluxo de partículas como função de sua energia.

A detecção direta de raios cósmicos pode ser feita por meio de satélites espaciais. No entanto, esses satélites não são eficientes para detectar raios cósmicos de altas energias com baixo fluxo, devido às limitações do tamanho dos detectores. Dessa forma, dados de raios cósmicos com energias até 10^{14} eV/núcleo são melhor obtidos por meio de satélites espaciais, enquanto para energias superiores a 10^{14} eV/núcleo, devido à baixa intensidade, a detecção é mais viável na superfície terrestre (Schlickeiser, 2002).

Já a observação indireta dos raios cósmicos ocorre pela detecção da radiação que eles produzem ao interagir com campos magnéticos, matéria e fótons presentes nas regiões em que se encontram. Essa abordagem permite o estudo dos raios cósmicos em objetos e meios distantes.

Acredita-se que a energia dos raios cósmicos esteja diretamente relacionada à sua origem. Essas partículas devem ser produzidas em fenômenos violentos que liberam altas quantidades de energia em um intervalo de tempo relativamente curto; ainda, os ambientes de aceleração devem ter campos magnéticos suficientemente intensos para confinar as partículas durante o processo de aceleração. Nesse contexto, os fluxos de raios cósmicos com energias mais baixas (inferiores a 10^7 eV) são principalmente atribuídos aos raios cósmicos solares. Já as energias intermediárias (de aproximadamente 10^7 a cerca de 10^{15} eV) são atribuídas a fontes galácticas, enquanto as energias mais altas (superiores a 10^{15}





Figura 1.1: Esquerda: Espectro de energia de raios cósmicos nas vizinhanças da Terra através de diversos experimentos - extraído de Longair (2011). Direita: Estrutura do remanescente da supernova Cassiopeia A observada pelo telescópio espacial James Webb. Crédito: NASA, ESA, CSA, D. D. Milisavljevic (Purdue), T. Temim (Princeton), I. De Looze (Ghent University). Image Processing: J. DePasquale (STScI).

eV) são aceleradas por fontes extragalácticas (Longair, 2011).

Os objetos astrofísicos que abrigam os mecanismos responsáveis pela origem das partículas a altíssimas energias representam uma das principais questões em aberto na astrofísica de altas energias. Essa questão desperta grande interesse e esforço por parte de pesquisadores teóricos e observacionais.

A maior parte dos raios cósmicos galácticos têm provável formação nas supernovas, sendo acelerados nas frentes de choques produzidas pela expansão dos remanescentes (Bell, 1978), embora este processo não seja ainda completamente compreendido. Por outro lado, no meio interplanetário, partículas aceleradas até dezenas de MeV são detectadas diretamente em correlação com a presença de choques.

Diante disso, esta pesquisa tem por objetivo desenvolver um modelo unidimensional de confinamento e injeção de partículas energizadas na heliosfera e em remanescentes de supernovas. Serão empregadas simulações numéricas para evoluir a distribuição nos espaços de posição e energia das partículas, consistente com o desenvolvimento da turbulência e microturbulência geradas próximas ao choque.

Na heliosfera, o choque será evoluído de acordo com as equações magneto-hidrodinâmicas (MHD) na presença das forças provocadas pelas partículas aceleradas. Nesse caso, o foco será o transporte das partículas energizadas já aceleradas em torno dos choques, utilizando uma prescrição dos coeficientes de difusão espaciais, e o modelo será aplicado para a heliosfera.

Já para remanescentes de supernovas, será evoluída naturalmente a microturbulência gerada pela interação do fluxo dos raios cósmicos com o plasma ambiente para descrever de forma auto-consistente o confinamento necessário para a aceleração, utilizando o modelo *Particle-in-Cell* com as equações magneto-hidrodinâmicas (PIC-MHD). Além disso, a pesquisa tem como objetivo futuro a produção de modelos de emissão da radiação nãotérmica associada aos raios cósmicos para algum remanescente de supernova já estudado na literatura, por exemplo uma simplificação do caso estudado em Brose et al. (2019). Capítulo 1. Introdução

Capítulo 2

Aceleração de Raios Cósmicos

Acredita-se que os raios cósmicos galácticos com energias de até aproximadamente 10^{15} eV sejam acelerados nos entornos das frentes de choque dos remanescentes de supernovas se expandindo no meio interestelar por meio do processo conhecido como *Diffusive Shock Acceleration* (DSA), que descreve o mecanismo de produção de partículas energéticas em choques astrofísicos com uma distribuição da energia em lei de potências (Bell, 1978).

2.1 Diffusive Shock Acceleration (DSA)

No meio interestelar, o plasma astrofísico exibe uma baixa densidade, e as interações entre pares de partículas são praticamente inexistentes. Nestas condições, as interações assumem um caráter coletivo, isto é, a força que atua sobre uma partícula é resultante de um campo eletromagnético produzido pelo movimento coordenado de um grupo de partículas.

A proposta de Fermi (1949) sugere que regiões caracterizadas por campos magnéticos intensos, localizadas em meios interestelares turbulentos, podem funcionar como pontos de espalhamento, transferindo energia cinética dos espalhadores para partículas em alta velocidade. Choques astrofísicos geram uma distribuição de centros de espalhamento (ondas Alfvén), criando um ambiente propício para o processo de aceleração de partículas acontecer de forma muito eficiente.

Nesse contexto, um choque hidrodinâmico unidimensional estável separa o espaço entre as regiões pré e pós-choque. O material pré-choque é caracterizado pelos parâmetros da densidade, velocidade e temperatura, que diferem do material pós-choque (Baumjohann & Treumann, 1997). As variações destes campos através do choque podem ser obtidas pelas leis de conservação da hidrodinâmica, e são conhecidas como condições de Rankine-Hugoniot (Longair, 2011), dadas por:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \equiv m , \qquad (2.1)$$

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2 , \qquad (2.2)$$

$$h_1 + \frac{1}{2}u_1^2 = h_2 + \frac{1}{2}u_2^2 , \qquad (2.3)$$

onde os termos de índice 1 são referente ao material pré-choque e os termos de índice 2 são referentes ao material pós-choque. Nesse caso, m é o fluxo de massa por unidade de área, ρ é a densidade de massa, u é a velocidade do fluido, p é a pressão e h é a entalpia, dada pela soma da densidade de energia interna e a pressão específica. Dessa forma, a Equação (2.1) representa a conservação de massa, a Equação (2.2) representa a conservação de momento e a Equação (2.3) representa a conservação de energia.

Nesse sistema, as partículas na região pós-choque podem difundir para a região préchoque e vice-versa. Este transporte difuso é mediado pelas interações ressonantes com ondas Alfvén (espalhamento partícula-onda).

Este movimento de vaivém induz as partículas a passarem por colisões frontais, o que confere energia cinética a elas. Assim, a quantidade de vezes que uma partícula atravessa o choque determina a quantidade de energia que ela adquire durante esse processo de *Diffusive Shock Acceleration* (DSA).

Uma questão em aberto é se os choques provenientes de remanescentes de supernova possuem um processo DSA suficientemente eficiente para acelerar raios cósmicos até 10¹⁵ eV. Nesse caso, a eficiência do processo está intrinsecamente ligada à eficiência do confinamento das partículas induzido pelo choque.

Ao considerar uma amplitude de campo magnético B, uma partícula com momento pe carga q, movendo-se perpendicularmente à orientação do campo, apresenta um raio de giro $r_g = p/qB$. A escala de comprimento na qual o campo flutuante muda de direção determina o caminho livre médio do centro guia da trajetória da partícula entre eventos de espalhamento de ângulo de inclinação. Quando esse comprimento é reduzido, o transporte difusivo de raios cósmicos pode se tornar aproximadamente isotrópico, com um pequeno coeficiente de difusão, representando o confinamento ideal para uma determinada intensidade de campo magnético. Ao mesmo tempo, outro processo a ser levado em consideração é que, na região, o fluxo de raios cósmicos relativos ao meio térmico excitam ondas Alfvén. Essas interações, demominadas instabilidades ressonantes (Longair, 2011), provavelmente controlam o transporte difusivo dos raios cósmicos (autoconfinamento). Capítulo 3

Meio Interplanetário

Uma das vantagens do estudo do meio interplanetário é a possibilidade de se coletar dados diretamente e desenvolver modelos que descrevam a aceleração das partículas na heliosfera. A corona solar, região mais externa do Sol, está constantemente se expandindo, resultando no fluxo de plasma conhecido como vento solar, que se estende até aproximadamente 160 unidades astronômicas (UA) (Schlickeiser, 2002).

As partículas carregadas desse plasma estão intimamente relacionadas ao campo magnético solar, assim, perturbações nesse campo magnético resultam na formação de regiões de reconexão magnética, que por sua vez formam um choque terminal associado ao vento solar, como ilustrado na Figura 3.1 de Schlickeiser (2002). Além dessas partículas, os raios cósmicos, provenientes de regiões externas ao sistema solar e com energias superiores às partículas carregadas do plasma, também interagem com o campo magnético e podem ser confinados na frente de choque formada.

Sondas espaciais, como a Voyager 1 e 2, desempenharam um papel fundamental na coleta de dados, recolhendo e disponibilizando publicamente informações como velocidade das partículas e o campo magnético, durante a passagem desses choques. Logo, a partir desses dados, pesquisadores puderam constatar que o pico do fluxo de partículas carregadas observadas a 5 UA do Sol coincide com a frente de choque; contudo, para esse mesmo vento solar em regiões próximas a 47 UA, foi observado um atraso da frente de choque correspondente a 6 dias em relação ao pico do fluxo das partículas carregadas (Rice et al., 2000).

Um dos fatores responsáveis por esse atraso é inserido pela capacidade dos ventos solares de ionização das partículas do meio. Nas regiões mais externas da heliosfera (a partir de ~ 6 - 10 UA), átomos neutros do meio interestelar interagem com os prótons do



Figura 3.1: Regiões de aceleração de partículas na heliosfera - extraído de Schlickeiser (2002).

vento solar, formando íons quentes denominados *pickup ions* (PIs), com aproximadamente 1 keV/núcleo, que também são confinados na frente de choque (Zank, 1999).

Nessa região, é esperado que o vento solar perca velocidade e ocorra a produção de uma população desses íons quentes que passam a dominar a energia interna do vento solar. Ainda, nessa região de ionização, a temperatura do plasma tende a cair seguindo uma lei de potências, contudo, como os PIs passam a dominar a energia interna, a temperatura do vento solar volta a subir com a distância heliocêntrica (Rice & Zank, 1999).

Assim, o vento solar, originalmente com a velocidade do som, perde velocidade inicialmente, mas, nas regiões mais externas da heliosfera, volta a ser acelerado (Zank et al., 1995). Consequentemente, a velocidade da frente de choque nas regiões internas e externas da heliosfera varia significativamente.

A fim de compreender os efeitos dessas diferentes partículas e modelar a aceleração do vento solar na heliosfera, podem ser aplicadas as equações da magneto-hidrodinâmica (MHD). Nesse modelo, assume-se uma aproximação de difusão para as partículas energéticas, considerando uma distribuição unidimensional e simétrica esfericamente. Além disso, é possível modelar as microturbulências presentes ao redor do choque, bem como utilizar modelos cinéticos mais detalhados, que levam em conta o espectro de ondas Alfvén, para se quantificar a distribuição do coeficiente de difusão espacial das partículas (Rice et al., 2000). Capítulo

4

Meio Interestelar

No processo elucidado no capítulo anterior, o Sol desempenha o papel de provedor dos raios cósmicos de baixa energia do espectro ilustrado na Figura 1.1 de Longair (2011). As estrelas com massa superior a oito massas solares, por sua vez, experimentam uma explosão conhecida como supernova de colapso de núcleo, liberando aproximadamente 10^{51} erg em uma onda de choque que se expande, resultando na formação de um remanescente (Stroman, 2010). Além disso, anãs brancas que acretam matéria e se aproximam do limite de Chandrasekhar (de cerca de 1, 44 massas solares) explodem como supernova do tipo Ia, liberando energia também na ordem de 10^{51} erg, passando assim pela expansão e formação do remanescente (Khokhlov et al., 1993).

Nesse cenário, a potência liberada pelas supernovas em uma galáxia espiral é cerca de uma ordem de magnitude superior àquela necessária para a geração da densidade de energia dos raios cósmicos observados. A expansão contínua da onda de choque ocorre a uma pequena porcentagem da velocidade da luz, persistindo por centenas de milhares de anos.

O material que atravessa essa onda de choque é submetido a compressão e aquecimento, alcançando temperaturas da ordem de 10⁸ K, o que confere aos remanescentes de supernova a característica de fontes de raios X (Stroman, 2010). A associação de partículas não térmicas e altamente energéticas com um choque vigoroso constitui evidência de que os remanescentes de supernovas desempenham um papel significativo como fontes de raios cósmicos, sendo um ambiente propício para a ocorrência do processo DSA descrito no Capítulo 2.

A fim de estudar o comportamento das partículas carregadas na frente de choque de um remanescente de supernova, foi aplicado o modelo *Particle-in-Cell* da magneto-

hidrodinâmica (PIC-MHD). Nesse modelo unidimensional cartesiano, abandonamos a aproximação de difusão e passamos a calcular a trajetória de cada partícula individualmente. Além disso, o modelo é capaz de evoluir naturalmente as microturbulências geradas no meio pelos raios cósmicos, permitindo o estudo das instabilidades ressonantes e então seu auto-confinamento. Capítulo

5

Metodologia

A fim de modelar a aceleração de partículas na região do choque, foi necessário aplicar tratamentos diferentes para cada meio estudado. Assim, para a heliosfera (meio interplanetário), foi aplicado o modelo MHD, enquanto que, para o remanescente de supernova (meio interestelar), foi utilizado o modelo PIC-MHD. Aplicamos também o modelo PIC-MHD em uma configuração similar àquela da heliosfera, a fim de comparar a evolução das partículas energéticas com as duas abordagens.

5.1 Tratamento do Meio Interplanetário

As equações do modelo MHD unidimensional são dadas por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 , \qquad (5.1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v}^{\mathrm{T}} \mathbf{v} - \frac{\mathbf{B}^{\mathrm{T}} \mathbf{B}}{4\pi} + P\right) = -\mathbf{F}_{\mathrm{CR}} + Q_{M} , \qquad (5.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + P \right) \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B}}{4\pi} \right] = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{\mathbf{CR}} + Q_E , \qquad (5.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \,, \tag{5.4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 , \qquad (5.5)$$

$$\frac{\partial P_{CR}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla P_{CR} = -\gamma_{CR} P_{CR} \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot \left(\kappa \nabla P_{CR}\right) + Q_{inj} , \qquad (5.6)$$

$$\mathbf{F}_{\mathrm{C}R} = \nabla P_{\mathrm{C}R} , \qquad (5.7)$$

onde ρ , **B** e **v** representam, respectivamente, a densidade térmica do plasma, a intensidade do campo magnético e a velocidade do fluxo. Além disso, E, P e **F**_{CR} são a densidade de energia, a pressão do gás e a força do raio cósmico galáctico, nesta ordem. Q_M e Q_E são,

respectivamente, os termos do momento e da energia associados aos PIs, Q_{inj} é o fator de injeção de partículas aceleradas e κ , γ_{CR} e P_{CR} são o coeficiente de difusão, o índice adiabático e a pressão dos raios cósmicos galácticos, nesta ordem.

Assumindo uma simetria esférica na qual a velocidade de propagação do vento solar é radial, sendo o campo magnético perpendicular a esse fluxo de partículas, é possível reescrever, em unidades MKS, as equações no seguinte formato (Rice et al., 2000):

$$\partial_t \rho + 1/r^2 \partial_r (\rho u r^2) = 0 , \qquad (5.8)$$

$$\partial_t(\rho u) + 1/r^2 \partial_r(\rho u^2 r^2) + \partial_r P_g + \partial_r P_{cg} + \partial_r P_{ep} + B^2/(\mu_0 r) + B/\mu_0 \partial_r B = Q_M , \quad (5.9)$$

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{P_g}{\gamma_T - 1} + \frac{P_{ep}}{\gamma_T - 1} + \frac{P_{eg}}{\gamma_R - 1} + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{r^2} \partial_r \left[\left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma_T P_g}{\gamma_T - 1} \right) ur^2 + \frac{r^2 u B^2}{2\mu_0} + \frac{\gamma_T P_{ep}}{2\mu_0} ur^2 + \frac{\gamma_R P_{cg}}{2\mu_0} ur^2 - \frac{\kappa_p r^2}{2\mu_0} \partial_r P_{ep} - \frac{\kappa_g r^2}{2\mu_0} \partial_r P_{eg} \right] = Q_E , \quad (5.10)$$

$$+ \frac{\gamma_{L} \sigma_{p}}{2\mu_{0}} + \frac{\gamma_{L} \sigma_{p}}{\gamma_{T} - 1} ur^{2} + \frac{\gamma_{R} \sigma_{g}}{\gamma_{R} - 1} ur^{2} - \frac{\gamma_{P}}{\gamma_{T} - 1} \partial_{r} P_{ep} - \frac{\sigma_{p}}{\gamma_{R} - 1} \partial_{r} P_{eg} \right] = Q_{E} , \qquad (5.10)$$

$$- \frac{\partial_{t} B + 1}{r \partial_{r} (r u B)} = 0 , \qquad (5.11)$$

$$\partial_t B + 1/r \partial_r (r u B) = 0 , \qquad (5.11)$$

$$\partial_t P_{eg} + \left(u - 2\kappa_g/r\right)\partial_r P_{eg} + \gamma_R \left(\partial_r u + 2u/r\right)P_{cg} - \partial_r \left(\kappa_g \partial_T P_{cg}\right) = 0 , \qquad (5.12)$$

$$\partial_t P_{ep} + \left(u - 2\kappa_p/r\right)\partial_t P_{eg} + \gamma_T \left(\partial_T u + 2u/r\right)P_{ep} - \partial_r \left(\kappa_p \partial_T P_{ep}\right) = -\alpha \partial_T u , \qquad (5.13)$$

onde $r \in u$ são, respectivamente, a distância heliocêntrica e a velocidade do fluxo radial. Além disso, $\mu_0 \in P_g$ dizem respeito à permeabilidade magnética do espaço e à pressão do gás. Já $\gamma_T \in \gamma_r$ são o calor específico térmico e o calor específico relativístico, para os quais foram aplicados os respectivos valores de 5/3 e 4/3. Como o campo magnético é perpendicular ao vento solar, os PIs formados teriam velocidade paralela nula, apresentando dois graus de liberdade. Com isso, esses íons quentes se comportam como um gás de índice adiabático γ equivalente a 2. Contudo, as ondas Alfvén de propagação paralela são capazes de espalhar os íons, fazendo com que sua distribuição se torne isotrópica e passem a se comportar como um gás de índice 5/3.

Ainda sobre as equações, P_{ep} e P_{cg} são a pressão dos prótons energéticos e a dos raios cósmicos galácticos respectivamente e κ_p e κ_q são seus respectivos coeficientes de difusão. Nesse contexto, o valor utilizado para o coeficiente de difusão dos raios cósmicos galácticos foi de $5 \times 10^{18} m^2 s^{-1}$. Para as partículas energéticas, tanto antes quanto bem depois do choque, assumiu-se que o coeficiente energético de difusão era $8\times 10^{15}~m^2.s^{-1}.$ Na região imediatamente interior do choque assume-se que esse coeficiente de difusão reduz para 1/10 deste valor e se mantém por cerca de 5 UA a frente do choque (Rice et al., 2000).

Finalmente, Q_M e Q_E , que são os termos do momento e da energia associados aos PIs, são dados por (Rice & Zank, 1999):

$$Q_M = -\sigma_{ce}\rho n_H(r)u^2 , \qquad (5.14)$$

$$Q_E = -\sigma_{ce} n_H(r) u \left(\frac{1}{\gamma - 1} P + \frac{\rho u^2}{2} \right),$$
 (5.15)

onde σ_{ce} é a seção de choque de troca de carga, adotada como $2.5 \times 10^{-15} \ cm^{-2}$, e a distribuição de densidade neutra fria $(n_H(r))$ é dada por:

$$n_H = n_{H\infty} exp[-\lambda/r] , \qquad (5.16)$$

$$T_H = T_{H\infty} , \qquad (5.17)$$

$$u_H = u_{H\infty} , \qquad (5.18)$$

onde $\lambda = 4$ AU, $T_{H\infty} = 10^4$ K, $n_{H\infty} = 0.1 \ cm^{-3}$ e $u_{H\infty} = 20 \ km.s^{-1}$. A densidade numérica neutra que entra na heliosfera é $n_{H\infty}$.

E válido destacar que, quando os PIs são ignorados, os termos de momento e energia ($Q_M \in Q_E$) são nulos. Além disso, os efeitos de fotoionização foram ignorados, já que, de acordo com Rice & Zank (1999), as mudanças decorrentes nos resultados não são significativas.

O lado direito da Equação (5.13) simula a injeção de partículas nas frentes de choque interplanetárias, sendo baseado na teoria de Zank et al. (1996) que sugere que os íons são refletidos a partir do potencial de choque cruzado, cuja amplitude depende da intensidade do choque. Esse mecanismo é mais eficiente para choques fortes, o que é incluído no modelo pelo termo $\partial u/\partial r$.

Acredita-se também que os PIs sejam mais influentes no mecanismo de aceleração do que as partículas carregadas do vento solar (Zank et al., 1996), assim, o valor de α nas frentes de choque (Rice et al., 2000) é dado por:

$$\alpha = \alpha_1 P_g exp[-\lambda/r] , \qquad (5.19)$$

onde α_1 é uma constante, considerada como 0.5. Em pequenas distâncias radiais, onde a pressão dos PIs é baixa, o termo exponencial é pequeno, α é pequeno e a eficiência de injeção é baixa. Em grandes distâncias radiais, a pressão dos PIs domina a do vento solar e, portanto, α depende da pressão do vento solar. Longe do choque α é zero. Embora o modelo de injeção seja totalmente hidrodinâmico e não seja tão complicado quanto à abordagem cinética (Rice & Zank, 1999), ele fornece a essência do mecanismo de injeção e permite entender o problema de maneira simples e direta.

Em relação ao tratamento numérico, as Equações (5.8) a (5.11) são resolvidas usando um código hidrodinâmico euleriano de volumes finitos explícito no tempo e de segunda ordem. Assim, foi utilizada uma versão modificada do código OpenMHD (Zenitani, 2016) para resolver o conjunto de equações MHD unidimensional com simetria azimutal no plano do equador da heliosfera, levando em consideração a pressão e difusão dos raios cósmicos galácticos e das partículas energéticas injetadas e aceleradas na posição do choque.

5.2 Tratamento do Meio Interestelar

No remanescente de supernova, a evolução da instabilidade da giroressonância foi investigada por meio de simulações numéricas unidimensionais cartesianas. Estas simulações envolveram partículas relativísticas carregadas interagindo com um plasma térmico de fundo. Para conduzir essa análise, utilizou-se o modelo *Particle-in-Cell* das equações magneto-hidrodinâmicas (PIC-MHD). Esse modelo é capaz de descrever detalhadamente a trajetória de cada partícula, proporcionando uma abordagem precisa e abrangente para o estudo da instabilidade em questão. As equações específicas aplicadas nesse contexto foram as seguintes (Lebiga et al., 2018):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla .(\rho \mathbf{u_g}) = 0 , \qquad (5.20)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}_{\mathbf{g}}}{\partial t} + \nabla \left(\rho \mathbf{u}_{\mathbf{g}}^{\mathbf{T}} \mathbf{u}_{\mathbf{g}} - \frac{\mathbf{B}^{\mathbf{T}} \mathbf{B}}{4\pi} + P_{g}^{*} \right) = -(1-R)(\rho_{CR}\epsilon_{0} + \mathbf{J}_{\mathbf{CR}} \times \mathbf{B}/c) = -\mathbf{F}_{\mathbf{CR}} , \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + P_g^* \right) \mathbf{u}_g - \frac{(\mathbf{B} \cdot \mathbf{u}_g) \mathbf{B}}{4\pi} + \frac{c}{4\pi} (\epsilon - \epsilon_0) \times \mathbf{B} \right] = -(1 - R) \mathbf{J}_{\mathbf{CR}} \cdot \epsilon_0 = -\mathbf{u}_{\mathbf{CR}} \cdot \mathbf{F}_{\mathbf{CR}} , \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c\nabla \times \epsilon , \qquad (5.23)$$

onde $\mathbf{u_g}$ é a velocidade do plasma térmico e P_g^* equivale a $P_g + \frac{B^2}{8\pi}$, sendo P_g a pressão do plasma térmico. Ainda, ρ_{CR} é a densidade de carga dos raios cósmico, $\mathbf{J_{CR}}$ é a densidade de corrente gerada pelos raios cósmicos e $\mathbf{u_{CR}}$ é a velocidade global dos raios cósmicos. Além disso, $\epsilon \in \epsilon_0$ são os campos elétricos descritos como:

$$\epsilon = -\frac{\mathbf{u}_{\mathbf{g}}}{c} \times \mathbf{B} - \frac{\rho_{CR}}{|\rho_e|} \frac{(\mathbf{u}_{C\mathbf{R}} - \mathbf{u}_{\mathbf{g}})}{c} \times \mathbf{B} , \qquad (5.24)$$

$$\epsilon_0 = -\frac{\mathbf{u_g}}{c} \times \mathbf{B} \;. \tag{5.25}$$

Por fim, R é dado por $\frac{\rho_{CR}}{|\rho_e|}$, sendo a razão entre a densidade de carga dos raios cósmicos e a densidade de carga dos elétrons térmicos. A Equação (5.22) é obtida da equação de estado adiabático do gás térmico e da conservação da energia total. Ainda, a densidade total de energia é dada por:

$$E = \frac{P_g}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho \mathbf{u_g}^2 + \frac{B^2}{8\pi} , \qquad (5.26)$$

onde γ é o índice adiabático definido como 5/3. As partículas dos raios cósmicos são evoluídas resolvendo a equação de movimento para cada partícula j:

$$\frac{\partial \mathbf{P}_{\mathbf{j}}}{\partial t} = q_j E + \frac{\mathbf{u}_{\mathbf{j}}}{c} \times \mathbf{B} , \qquad (5.27)$$

onde $\mathbf{P}_{\mathbf{j}}$ é o momento:

$$\mathbf{P}_{\mathbf{j}} = \gamma_j \mathbf{u}_{\mathbf{j}} = \frac{\mathbf{u}_{\mathbf{j}}}{\sqrt{1 - \frac{u_j^2}{c^2}}} , \qquad (5.28)$$

sendo γ_j o fator de Lorentz e c a velocidade da luz.

Inicialmente foram aplicadas as mesmas condições iniciais do vento solar associado a um choque frontal na heliosfera a fim de comparar com os resultados obtidos com o modelo MHD e atestar o bom funcionamento do modelo PIC-MHD. Posteriormente, foram aplicadas as condições do meio interestelar para reproduzir a aceleração de partículas em um remanescente de supernova. Nesse caso, o código utilizado para evoluir o modelo PIC-MHD foi implementado de acordo com Lebiga et al. (2018) e Koshikumo, del Valle, Santos-Lima (*in prep.*). Capítulo 5. Metodologia

Capítulo 6

Simulações e Resultados

Como descrito, as simulações foram realizadas em três etapas: inicialmente foram aplicadas as condições do vento solar associado a um choque frontal no meio interplanetário no modelo MHD com as partículas não térmicas em aproximação de difusão; posteriormente, essas mesmas condições foram replicadas no modelo PIC-MHD a fim de atestar o bom funcionamento do código; por fim, foram reproduzidas, no modelo PIC-MHD, as condições dos arredores do choque de um remanescente de supernova. As simulações e resultados obtidos foram descritos a seguir.

6.1 Aplicação do modelo MHD na Heliosfera

Seguindo o tratamento realizado por Rice & Zank (1999) e integrando as Equações (5.8) - (5.11), foram produzidos os perfis exibidos na Figura 6.1, que mostra a solução estacionária de um vento solar que se propaga radialmente. Para isso, as condições iniciais e de fronteira foram fixadas em 1 UA como $\rho = 10 \ cm^{-3}$, $u = 400 \ km.s^{-1}$, $P = 1.3 \times 10^{-11} \ Pa$, $T = 5 \times 10^4 \ K \ e \ B = 5 \ nT$. Em 50 UA, foram fixadas condições de fronteira abertas (derivada zero). As linhas pontilhadas representam a solução adiabática ($\gamma = 5/3$) na ausência dos PIs, ou seja, aplicando $Q_M \ e \ Q_E$ nulos. Já as linhas contínuas representam o mesmo vento solar em estado estacionário, mas agora incluindo os PIs.

Como pode ser observado na Figura 6.1.a, a densidade de partículas cai com r^{-2} para os dois modelos, mas diferenças consideráveis podem ser observadas no perfil da velocidade, pressão, temperatura e número de Mach, como discutido em Holzer (1972). Observando a Figura 6.1.d, fica claro o início da formação dos PI a partir de ~ 6 - 10 UA, já que, como discutido anteriormente, esses íons quentes passam a dominar a energia interna do vento



Figura 6.1: Perfis radiais da solução estacionária de (a) densidade numérica de partículas, (b) velocidade radial do fluxo, (c) pressão do gás, (d) temperatura, (e) campo magnético e (f) número de Mach em função da distância heliocêntrica. As linhas pontilhadas representam o modelo adiabático enquanto linhas contínuas representam o modelo incluindo os PIs. Comparar com Rice & Zank (1999)

solar, aumentando a temperatura do mesmo. Nesse caso, como a velocidade do som no meio é proporcional à raiz quadrada da temperatura, pode-se concluir que, na presença de PIs, a velocidade do som no vento solar aumenta nas regiões mais externas da heliosfera.

Ainda, na presença dos PIs, com o aumento da temperatura observa-se um consequente aumento na pressão do gás (Figura 6.1.c), visto que a densidade numérica das partículas não muda de forma significativa. Já na Figura 6.1.f, o número de Mach se dá em relação à velocidade magnetosônica rápida da seguinte forma:

$$M = \frac{u}{v_{MS}} , \qquad (6.1)$$

$$v_{MS} = \sqrt{v_A^2 + v_s^2} , \qquad (6.2)$$

onde M é o número de Mach, u é a velocidade do vento e v_{MS} é a velocidade magnetosônica rápida definida a partir da velocidade Alfvênica ($v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$) e da velocidade do som (v_S). Assim, o gráfico reflete a eficiência do mecanismo de aceleração das partículas de acordo com a distância heliocêntrica. Analisando a curva contínua, pode-se concluir que, a partir do início da formação dos PIs, a eficiência do mecanismo de aceleração das partículas deverá tender a cair devido ao aumento da velocidade do som no meio.

Tal efeito pode ainda ser verificado na Figura 6.1.b, na qual, para a curva contínua, a

velocidade aumenta até a região de pico do número de Mach e depois tende a diminuir, mostrando que o mecanismo de aceleração se tornará cada vez menos eficiente.

Modificando-se as condições de fronteira interna (em 1 UA), é possível simular a formação de choques acionados por um fluxo de alta velocidade, baixa densidade e alta temperatura (Zank & Pauls, 1997). Um exemplo da evolução radial de um choque nesse formato foi realizado por Rice & Zank (1999). Para isso, foi introduzido um pulso quadrado na velocidade (de 400 para 800 $km.s^{-1}$ por 39.6 horas) na fronteira interna, enquanto a densidade foi reduzida de 10 para 2 cm^{-3} e a temperatura foi aumentada de 5 × 10⁴ K para 20 × 10⁴ K. A evolução do vento solar com a presença de PIs, análoga ao encontrado por Rice & Zank (1999), pode ser encontrada na Figura 6.2.



Figura 6.2: Evolução radial de um choque causado por um fluxo em um vento solar na presença de PIs. (a) 7 - 12 UA, (b) 20 - 32 UA, (c) 32 - 48 UA. Compare com Rice & Zank (1999).

Próximo a 10 UA, na Figura 6.2.a, pode ser observado um forte choque frontal que se propaga pelo meio não perturbado, representado pelo pico mais à direita nos gráficos de densidade, velocidade e pressão. Esse choque tem como característica seu formato triangular. Uma segunda frente de choque pode ser observada acompanhando o choque frontal, visto no pico central próximo a 8 UA. Finalmente, um choque reverso ligado a uma rarefação pode ser observado mais à esquerda, representado pelo pico próximo à 7 UA nos gráficos de densidade, velocidade e pressão. Entre a segunda frente de choque e o choque reverso, pode ser observada uma região de queda na densidade, análoga a uma descontinuidade de contato. Já a região entre a primeira e segunda frentes de choque consiste em uma rarefação ligada ao choque frontal correspondente a uma região de aceleração do fluxo.

Na Figura 6.2.b, o choque frontal encontra-se próximo a 30 UA e as estruturas dos demais choques tornam-se menores e mais espaçados. Nessa distância, o choque reverso praticamente desapareceu e um grande pulso de velocidade entre a segunda frente de choque e o choque reverso foi formado. Essa tendência continua com o aumento da distância heliocêntrica, como pode ser visto na Figura 6.2.c, na qual o choque é observado próximo a 46 UA. Nesse caso, a grande queda na densidade vai estar sempre associada ao choque reverso, enquanto o pico mais alto na densidade vai estar sempre ligado ao choque frontal. Para essa distância, podemos observar que a representação inicial do fluxo de alta velocidade como um pulso quadrado evoluiu assintoticamente para um par de choques frontal-reverso (Zank & Pauls, 1997).

Os raios cósmicos galácticos, por possuírem um grande coeficiente de difusão e baixo gradiente de pressão, não são afetados e não afetam o choque. A pressão desses raios cósmicos foi definida como $1.6 \times 10^{-14} Pa (0.1 \ eV.cm^{-3})$ a 1 UA e $5.29 \times 10^{-14} Pa (0.33 \ eV.cm^{-3})$ a 50 UA (Rice et al., 2000). Nas frentes de choque, o termo α é diferente de zero, portanto, prótons energéticos são produzidos por injeção e aceleração e sua pressão é somada à pressão dos raios cósmicos. Para esses prótons energéticos, supõe-se que o coeficiente de difusão esteja próximo ao limite de Bohm para partículas de 1 MeV em um campo magnético de 0.2 nT (Rice et al., 2000).

Tanto antes quanto bem depois do choque, como descrito no capítulo anterior, assumiuse que o coeficiente energético de difusão de prótons era $8 \times 10^{15} m^2 . s^{-1}$. Na região imediatamente interior do choque assume-se que esse coeficiente de difusão reduz para 1/10 deste valor e se mantém por cerca de 5 UA a frente do choque (extensão radial aproximada da onda gerada por um fluxo em regiões posteriores a 10 UA). Terasawa et al. (1999) e Shimada et al. (1998), a partir das observações do satélite *Geotail*, encontram coeficientes de difusão entre 10^{14} e $10^{15} m^2 . s^{-1}$ para prótons com energias de 50 keV até vários MeV, valores consistentes com os descritos anteriormente. Depois de produzidos nas frentes de choque, os prótons energéticos tendem a se difundir tanto para regiões exteriores quanto para regiões interiores ao choque. Contudo, o coeficiente energético de difusão desses prótons é pequeno o suficiente para que, juntamente com sua produção contínua, seu gradiente de pressão se torne bastante significativo. Assim, o gradiente de pressão desacelera o fluxo dos prótons energéticos para regiões interiores ao choque, enfraquecendo o choque (Rice et al., 2000).

Com o enfraquecimento do choque, o potencial de choque cruzado (Zank et al., 1996) tende a zero, desligando o mecanismo de injeção. A medida que o choque enfraquece, $\partial u/\partial r$ torna-se menor na Equação (5.13) e a eficiência do mecanismo de injeção é reduzida, cessando sua atividade quando for incapaz de acelerar os prótons a energias suficientemente altas, o que ocorre quando a taxa de compressão do choque for 1.5 ou menor (Rice et al., 2000). Para incluir isso no modelo, foi definido α como zero na frente do choque quando a taxa de compressão do mesmo atingir valores abaixo desse nível.

Para um choque acionado por um fluxo, o desligamento do mecanismo de injeção ocorre a uma distância radial de ~ 34 AU. A partir disso, os prótons energéticos são controlados por convecção e difusão e as frentes de choque se separaram dos picos de prótons energéticos. A Figura 6.3 mostra a densidade do vento solar, a velocidade do fluxo e a pressão dos raios cósmicos galácticos somada à dos prótons energéticos em três momentos diferentes. Na Figura 6.3.a e 6.3.b, a injeção e a aceleração ainda estão ocorrendo neste choque e o pico na pressão dos raios cósmicos coincide com a frente de choque, além de um choque secundário ser observado à esquerda do choque frontal.

Quando a taxa de compressão do choque frontal é de 1.5 (próximo a 34 UA), α_1 é definido como zero em todos os lugares, desligando a injeção de prótons energéticos à frente do choque. A Figura 6.3.c mostra a frente de choque próxima a 46 UA. Nesse ponto, o pico de partículas do vento solar está atrasado em relação ao choque em cerca de 2.4 UA. O deslocamento real deve depender da velocidade do choque. Neste caso, o choque está se propagando a cerca de 475 $km.s^{-1}$ (75 - 100 $km.s^{-1}$ mais rápido que a velocidade do fluxo do vento solar), assim, no tempo que o choque leva para avançar 13 UA (de 34 UA para 47 UA), o vento solar se propagará de 10.3 a 10.9 UA, resultando em uma diferença de 2.1 - 2.7 UA entre o choque e o pico de partículas (Rice et al., 2000). Também não há choque secundário à esquerda do choque frontal na Figura 6.3.c. Isso ocorre pois o gradiente de pressão de raios cósmicos no choque agora é pequeno e o choque



Figura 6.3: Evolução radial de um choque na presença de PIs adicionando os efeitos dos raios cósmicos e do mecanismo de injeção e aceleração de partículas. A pressão é a soma da pressão dos raios cósmicos e dos prótons acelerados (partículas não térmicas). (a) 7 - 12 UA, (b) 20 - 32 UA, (c) 32 48 UA. Compare com Rice et al. (2000).

reverteu para um choque MHD de propagação.

Comparando os gráficos da Figura 6.3 com os resultados apresentados por Rice et al. (2000), algumas diferenças podem ser observadas principalmente no perfil dos gráficos de pressão, resultante da soma da pressão dos raios cósmicos galácticos e da pressão das partículas energéticas. Uma possível explicação se dá atribuindo as diferenças do gráfico ao método numérico utilizado, já que para a solução da equação de difusão foi aplicado um esquema explícito de integração temporal de primeira ordem (erro ~ Δt , onde Δt é o intervalo de tempo discreto), enquanto que em Rice et al. (2000) houve a aplicação de um método semi-explícito de segunda ordem no tempo (método de Crank-Nicolson com erro ~ Δt^2). Para testar esta possibilidade, deveremos futuramente refinar a solução da equação de difusão, por exemplo aplicando também o esquema Crank-Nicolson.

Entretanto, mesmo apresentando tais diferenças, é possível observar que a estruturas encontradas nos gráficos condizem com as estruturas apresentadas tanto no modelo de Rice et al. (2000) quanto nos dados obtidos pela sonda *Voyager* 1 e 2 analisados também em

Rice et al. (2000). Com isso, podemos verificar que o modelo desenvolvido apresenta resultados suficientemente promissores, o que permitiu o avanço da pesquisa para as próximas simulações.

6.2 Aplicação do modelo PIC-MHD na Heliosfera

Na segunda etapa de simulações, foi desenvolvido o código PIC-MHD de acordo com Lebiga et al. (2018), integrando as Equações (5.20) - (5.23) e a Equação (5.27). A fim de verificar o bom funcionamento do código, foram aplicadas as mesmas condições iniciais e de fronteira utilizadas na simulação da heliosfera, porém em coordenadas cartesianas e sem a presença dos PIs. Os raios cósmicos galácticos são mono-energéticos com $\gamma = 2$, enquanto os prótons acelerados têm energia de 1 MeV. A difusão foi aplicada sobre as partículas através de um deslocamento randômico a cada passo de tempo.

Com isso, foi possível produzir, com o modelo PIC-MHD, a Figura 6.4, que mostra a densidade do vento solar, a velocidade do fluxo e a pressão dos raios cósmicos galácticos somada à dos prótons energéticos em três momentos diferentes.



Figura 6.4: Evolução radial, no modelo PIC-MHD, de um choque sem a presença de PIs adicionando os efeitos dos raios cósmicos e do mecanismo de injeção e aceleração de partículas. (a) 7 - 12 UA, (b) 20 - 32 UA, (c) 32 48 UA.

Comparando à Figura 6.3, que apresenta os resultados análogos no modelo MHD, observamos que as estruturas do choque frontal, secundário e reverso, vistos nos gráficos de densidade e velocidade, se mantêm. Além disso, no gráfico de pressão da componente não térmica, é observado que a estrutura do confinamento de partículas junto à frente de choque também se mantém.

E notório que as curvas, quando comparadas, apresentaram variações. Nesse caso, é possível supor que essas variações sejam decorrentes dos diferentes modelos numéricos aplicados. Apesar disso, por se tratarem de variações de ordem pequena nos perfis dos gráficos, sendo mantidas as estruturas, podemos verificar que o código PIC-MHD produziu resultados satisfatórios em comparação ao modelo MHD, o que possibilitou sua utilização em remanescentes de supernovas. Devido a não utilização da simetria esférica na simulação PIC-MHD, os perfis do plasma térmico são diferentes e o choque se mantém com força e acelerando partículas até 50 UA.

6.3 Aplicação do modelo PIC-MHD em Remanescente de Supernova

Finalmente, foi possível aplicar as condições de um remanescente de supernova no modelo PIC-MHD. Para isso, uma frente de choque de eficiência de injeção de 0.2 foi introduzida no sistema com velocidade de $1 \times 10^9 \ cm.s^{-1}$ e pressão de $1.8 \times 10^{-12} \ erg.cm^{-3}$. Foram introduzidas partículas mono-energéticas com $\gamma = 2$, com uma potência de 0.2 da potência de energia cinética da compressão no referencial do choque. Além disso, na região pré-choque foi adotada a densidade do meio interestelar como $1.64 \times 10^{-24} \ g.cm^{-3}$ e o campo magnético perpendicular à frente de choque e com intensidade de 5.0 μG . Os perfis da densidade numérica de partículas e da velocidade do fluxo para a solução estacionária do choque com as condições descritas pode ser verificado na Figura 6.5.



Figura 6.5: Perfis da solução estacionária de (a) densidade numérica de partículas e (b) velocidade do fluxo no entorno de um choque no remanescente de supernova.

Para os raios cósmicos, foi aplicado o valor de γ equivalente a 2, assim, para calcular o raio de Larmor (girorraio) máximo dessas partículas no caso relativístico, isto é, o raio do movimento circular da partícula carregada na presença de um campo magnético uniforme, foi usada a seguinte expressão:

$$r_L = \frac{\gamma m c v}{|q|B} \,. \tag{6.3}$$

Assumiu-se que raios cósmicos são prótons, com massa e módulo da carga equivalentes a aproximadamente 1.673×10^{-24} g e 4.797×10^{-10} statC respectivamente, e que, no caso relativístico, sua velocidade é próxima à da luz $(3.0 \times 10^{10} \text{ cm.s}^{-1})$. Sendo o campo magnético totalmente perpendicular à velocidade do meio, é possível verificar que o máximo raio de Larmor dos raios cósmicos é de aproximadamente 1.2×10^{12} cm.

Ainda, sabendo que o período de Larmor é equivalente a $\frac{2\pi}{\omega}$ onde $\omega = \frac{v}{r_L}$, facilmente é encontrado que esses raios cósmicos possuem período de Larmor de aproximadamente 2.5×10^2 s. Nesse contexto, para viabilizar o estudo das instabilidades ressoantes relacionadas à interação entre as partículas carregadas e as ondas Alfvén do meio, foi utilizado um domínio com o tamanho de 1000 raios de Larmor, dessa forma, as simulações são realizadas com o choque centrado no referencial, limitando 500 raios de Larmor à esquerda para a região pré-choque e 500 raios de Larmor à direita para a região pós-choque.

Utilizando, então, essas condições da simulação, dadas pelas condições de Rankine-Hugoniot, foi possível construir o gráfico da Figura 6.6, que representa o perfil da densidade de energia dos raios cósmicos no domínio para quatro tempos distintos.

Como a simulação é realizada no referencial do choque, conclui-se que este se mantém centralizado no domínio, assim, é possível verificar que as curvas apontam para energias superiores na posição do choque, o ponto onde são injetadas as partículas. Além disso, nas curvas referentes a tempos superiores, observa-se a elevação da densidade de energia ao lado esquerdo do choque (região do pré-choque), o que indica que está havendo um confinamento de partículas.

Na Figura 6.7 vemos o perfil da densidade de energia magnética transversa à direção x (ondas Alfvén) no domínio para quatro tempos distintos. Nesse gráfico é possível verificar que as ondas do meio adquirem maior energia quanto maior o tempo, já que, para tempos elevados, a densidade de energia dos raios cósmicos aumenta.

A Figura 6.8 mostra o espectro de energia das ondas do meio com $W_b = k|B(k)|^2$, onde $|B(k)|^2$ é o espectro de potência do campo magnético. Nesse gráfico, é possível verificar



Figura 6.6: Gráfico da densidade de energia dos raios cósmicos no domínio para os tempos 2.4×10^4 s em vermelho, 1.44×10^5 s em verde, 2.64×10^5 s em azul e 3.84×10^5 s em laranja.



Figura 6.7: Gráfico da densidade de energia das ondas Alfvén no domínio para os tempos 2.4×10^4 s em vermelho, 1.44×10^5 s em verde, 2.64×10^5 s em azul e 3.84×10^5 s em laranja.

que os raios cósmicos são capazes de excitar as ondas com k de aproximadamente $\frac{1}{r_L}$ e valores superiores. Isso se dá, pois as ondas ressonantes dependem do cosseno do ângulo de inclinação da partícula (μ), seguindo a expressão:

$$k = \frac{\omega}{v_{CR}\mu} , \qquad (6.4)$$

onde ω é a frequência de Larmor dada por $\frac{v}{r_L}$, assim, para valores de μ entre 0 e 1, encontramos o limite inferior de k equivalente a $\frac{1}{r_L}$.



Figura 6.8: Gráfico do espectro de energia das ondas Alfvén em função de k
 para os tempos 2.4×10^4 s em vermelho, 1.44×10^5 s em verde
, 2.64×10^5 s em azul e 3.84×10^5 s em la
ranja.

A Figura 6.9 mostra a difusão média no domínio no decorrer do tempo, e a Figura 6.10 representa a difusão no espaço para quatro tempos distintos. Neste último gráfico, no perfil referente a 2.64×10^5 s (em azul) é possível verificar a queda na difusão antes do choque, o que coincide com as instabilidades mais fortes esperadas na região. A difusão foi calculada fazendo-se a média do deslocamento quadrático das partículas:

$$D_{XX} = \frac{\left\langle (x(t_2) - x(t_1))^2 \right\rangle}{2(t_2 - t_1)} .$$
(6.5)

Por fim, a Figura 6.11 mostra a variação de energia das partículas no domínio para quatro tempos distintos. Nesse caso, é possível observar que o sistema ainda não está



Figura 6.9: Gráfico da difusão média no domínio em função do tempo.



Figura 6.10: Gráfico da difusão no domínio para os tempos 2.4×10^4 s em vermelho, 1.44×10^5 s em verde, 2.64×10^5 s em azul e 3.84×10^5 s em laranja.

promovendo muita aceleração aos raios cósmicos. Assim, tendo em vista que os dados obtidos foram promissores, novas simulações com maior duração serão realizadas a fim de estudar a aceleração de partículas.



Figura 6.11: Gráfico da potência dos raios cósmicos no domínio para os tempos 2.4×10^4 s em vermelho, 1.44×10^5 s em verde, 2.64×10^5 s em azul e 3.84×10^5 s em laranja.

Capítulo

7

Conclusão e Perspectivas

A adaptação do código MHD de Zenitani (2016) apresentou resultados satisfatórios, já que os resultados obtidos foram condizentos com o modelo apresentado por Rice et al. (2000) e os dados coletados diretamente da heliosfera pelas sondas *Voyager* 1 e 2. As nossas simulações e as de Rice et al. (2000) promovem, inclusive, uma explicação plausível para o atraso observado entre a chegada de uma frente de choque e o pico no fluxo de raios cósmicos associado, a qual está relacionada à capacidade limitada do mecanismo de injeção no choque de acelerar prótons a energias suficientemente altas para que a aceleração do choque de difusão possa ocorrer. Durante esse processo, o choque deixa para trás os raios cósmicos que estão parcialmente acoplados ao fluxo do vento solar.

Além disso, a introdução da evolução da microturbulência gerada pelo fluxo dos raios cósmicos através de uma distribuição do coeficiente de disfusão imposto também se mostrou satisfatória. A simulação numérica do código PIC-MHD, adaptado de Lebiga et al. (2018), para as condições do vento solar associado ao choque frontal na heliosfera apresentou resultados análogos aos obtidos com o código MHD, sendo as disparidades observadas provenientes das diferenças nas simetrias (esférica e cartesiana) e ausência dos *Pickup Ions* nas simulações PIC-MHD. Nesse contexto, apesar do código PIC-MHD não incluir os PIs, ele promove simulações mais realistas, por se tratar de um código mais sofisticado capaz de descrever a trajetória das partículas individualmente e evoluir a distribuição dos raios cósmicos de diferentes energias separadamente.

Por fim, a aplicação do modelo para choques de remanescentes de supernovas descreveu de forma auto-consistente a evolução das ondas Alfvén e o confinamento com a aceleração dos raios cósmicos por estas ondas. Os resultados obtidos foram promissores, tendo sido mantido nas perspectivas futuras do projeto a execução de novas simulações com maior duração, para se estudar a aceleração das partículas; para isso, serão testadas novas condições para o ambiente do choque do remanescente de supernova.

Ainda, planeja-se produzir modelos de emissão da radiação não-térmica associada aos raios cósmicos para algum remanescente de supernova já estudado na literatura, como uma simplificação do caso estudado em Brose et al. (2019). Levando-se em conta a emissão Synchrotron, *Inverse Compton* e decaimento de píons, esses espectros de emissão nãotérmicos serão, então, construídos com a distribuição das partículas energizadas resultantes no remanescente.

Referências Bibliográficas

- Baumjohann W., Treumann R. A., 1997, Basic Space Plasma, Imperial College Press
- Bell A. R., 1978, MNRAS, 182, 147-156
- Brose R., Sushch I., Pohl M., Luken K. J., Filipovic M. D., Lin R., 2019, A&A, 627, 166-345
- Fermi E., 1949, Phys. Rev., 75, 1169
- Holzer, T. E., 1972, J. Geophys. Res., 77, 5407-5431
- Khokhlov A., Mueller E., Hoeflich P., 1993, A&A, 270, 223-248
- Lebiga O., Santos-Lima R., Yan H., 2018, MNRAS, 476, 2779–2791
- Longair M. S., 2011, High Energy Astrophysics, Cambridge University Press
- Rice W. K. M., Zank G. P., 1999, J. Geophys. Res., 104, 12563-12575
- Rice W. K. M., Zank G. P., Richardson J. D., Decker R. B., 2000, GRL, 27, 509-512
- Schlickeiser R., 2002, Cosmic Ray Astrophysics, A&A Library
- Shimada N., Terasawa T., Maezawa K., Hoshino M., Naito T., Matsui H., Koi T., Maezawa K., 1998, Astrophys. Space Sci., 268, 481–488
- Stroman T. A., 2010, PhD thesis, Iowa State University
- Terasawa T., Maezawa K., Hoshino M., Shimada N., Mukai T., Saito Y., Yamamoto T., Kokubun S., Wilken B., Doke T., 1999, J. Geophys. Res., 6, 528-531

- Zank G. P., 1999, Space Sci. Rev., 84, 413-688
- Zank G. P., Cairns I. H., Webb G. M., 1995, Adv. Space Res., 15, 453-462
- Zank G. P., Pauls H. L., 1997, J. Geophys. Res., 102, 7037-7049
- Zank G. P., Pauls H. L., Cairns I. H., Webb G. M., 1996, J. Geophys. Res., 101, 457–477
- Zenitani S., 2016, OpenMHD: Godunov-type code for ideal/resistive magnetohydrodynamics (MHD), Astrophysics Source Code Library