



MODELO HIDRODINÂMICO BIDIMENSIONAL DE EJEÇÃO DE MASSA CORONAL

Marco Aurélio Corsini Baccaro

Dissertação de mestrado do Curso de Pós Graduação em Astrofísica,
orientada pela Dr^a Adriana Valio Roque da Silva, aprovada em 15 de
outubro de 2004.

INPE

São José dos Campos

2004

"The first principle is that you must not fool yourself - and you
are the easiest person to fool."

Richard Feynman

AGRADECIMENTOS

Este trabalho não seria possível sem a paciência e cooperação de Denise, quem sempre terá meu amor e admiração e que está sempre ao meu lado para me ajudar e me confortar. Agradeço especialmente a minha orientadora, Dra Adriana Válio Roque da Silva, a quem tenho um carinho todo especial, que com toda sua calma me ajudou a concluir este trabalho e que diante de qualquer problema nunca desanimou e continua nos enchendo de alegria a cada dia. Agradeço a minha família, em especial a minha Mãe, a qual sempre me apoiou em todas as minhas decisões. A minha irmã, que ao meu retorno ao lar me recebe com um sorriso e muitas estórias para contar. Aos meus amigos, meu muito obrigado e em especial aos meus amigos do CRAAM, os quais sempre considerarei como parte de minha vida. Aos Pesquisadores do CRAAM, em especial aos doutores Carlos Guillermo Giménez de Castro e Joaquim Eduardo Rezende Costa, que não deixam de ser meus amigos, mas em especial são meu espelho para o futuro. A todos os funcionários do CRAAM, em especial ao José Carlos, que sempre esteve a disposição para nos ajudar em todos os momentos. Aos Pesquisadores do INPE, que sempre estiveram dispostos a nos ouvir e nunca nos deixaram desanimar. À CAPES que nos dois anos do trabalho deu todo o suporte necessário para a realização deste. A todos os amigos que fiz nestes dois anos de pesquisa e que serei grato até o fim de minha vida.

RESUMO

Um modelo hidrodinâmico (HD) numérico bidimensional é utilizado para investigar, em tempo e espaço, estruturas originárias na coroa solar e que se propagam pelo meio interplanetário, estruturas estas conhecidas como Ejeção de Massa Coronal (EMC). Uma grade bidimensional cartesiana contendo uma solução estacionária do vento solar representando o meio interplanetário é utilizada como condição inicial. Esta solução estacionária foi obtida através de um código numérico, onde seus parâmetros (densidade, velocidade e temperatura) são variados de acordo com a condição do vento solar que se deseja recriar, p.e. período de máximo solar, ou então baixas ou altas latitudes solares. As condições de contorno utilizadas foram: fixas na borda onde se localiza o Sol e livre em todos os outros pontos da borda. Um código numérico HD foi criado baseado no método Lax-Wendroff Modificado (LWM), onde um pulso de densidade ou pressão ou velocidade, ou então uma combinação dos parâmetros anteriormente citados, é introduzido no sistema a fim de simular uma perturbação no meio proveniente de um desequilíbrio local, como a de uma EMC. Este conjunto foi iterado no tempo e no espaço, usando uma grade de $40 \times 80 R_{\odot}$, e observou-se que os resultados obtidos da velocidade de propagação da EMC, para $20 R_{\odot}$, condizem com os dados provenientes do coronógrafo LASCO a bordo do satélite SOHO. A morfologia das EMCs foi totalmente reproduzida com o código HD criado. Uma grade de $250 R_{\odot}$ de comprimento foi também utilizada e teve da mesma forma a adição de uma perturbação em forma de pulso próximo à região onde se encontra o Sol. O sistema foi iterado a fim de estimar o tempo de chegada da estrutura, isto é, da EMC, às proximidades da órbita da Terra. Tanto os resultados obtidos para a simulação restrita a $40 R_{\odot}$ quanto para a grade de $160 \times 250 R_{\odot}$, mostraram ser uma boa descrição da morfologia das EMCs. Os valores de velocidade, ângulo de expansão e tempo de chegada, determinados pelo modelo, também estão de acordo com as observações de EMCs realizadas, por exemplo, pelo instrumento LASCO.

BIDIMENSIONAL HIDRODINAMIC MODEL OF CORONAL MASS EJECTIONS

ABSTRACT

A two-dimensional hydrodynamical model is used to follow, in time and space, coronal structures that propagate through the interplanetary medium. These structures are known as Coronal Mass Ejections (CMEs). A two-dimensional grid with the steady state solar wind solution representing the interplanetary medium is used as the initial condition. The steady state solar wind solution is obtained using a numerical code where the fluid parameters - density, speed and temperature - are varied in a way that will represent the condition of the solar wind that the problem demands (maximum or minimum of solar cycle). The boundary conditions are set as fixed at the position where the Sun is located and are set as free in the rest of the boundary points. A numerical hydrodynamical code is created based in a method called Modified Lax-Wendroff (MLW), where a pulse of density or temperature or speed, or even a combination of those, is introduced to simulate a perturbation in the medium, that is, a CME. The system was iterated in time and space. The speed and morphology of the CMEs were found to be in good agreement with the LASCO observational data, for a grid with the same size as the LASCO field of view, around $20 R_{\odot}$. The morphology of the CMEs was fully reproduced with this code. A grid with $160 \times 250 R_{\odot}$ was created and a pulse was added in the same way as with the small grid. The new system was iterated and the arrival time of the CME close to the Earth's orbit was calculated. The morphology, speed, expansion angle and arrival time obtained for the simulated CMEs, for both grids, show a good correlation with the observational data, for example, from LASCO.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE SÍMBOLOS

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CAPITULO 1 INTRODUÇÃO	25
1.1 O Sol	27
1.2 Vento Solar	29
1.3 Ejeção de Massa Coronal	33
1.4 Relação entre Observação, Estudo Teórico e Simulação Numérica	38
1.4.1 Observação	39
1.4.2 Estudo Teórico	40
1.4.3 Simulação Numérica	40
1.5 Teoria MHD	42
CAPITULO 2 MÉTODOS E MODELOS NUMÉRICOS	47
2.1 Runge-Kutta	47
2.2 Lax-Wendroff Modificado	49
2.2.1 Condição de Courant-Friedrich-Lévy	52
2.2.2 Exemplo Prático: Choque em um tubo (1D)	52
CAPITULO 3 MODELO NUMÉRICO BIDIMENSIONAL DA EMC	55
3.1 As Equações Hidrodinâmicas	55
3.2 Discretização das Equações	57
3.3 Condição inicial: O vento solar	58
3.4 Condições de contorno	63

CAPITULO 4 RESULTADOS	65
4.1 Simulação	65
4.2 Análise das simulações	65
4.2.1 Velocidades de propagação das EMCs	67
4.2.2 Expansão da EMC	68
4.3 Grade 80x40 R_{\odot}	70
4.4 Grade de 1UA	86
CAPITULO 5 CONCLUSÕES	89
5.1 Grade 80x40 R_{\odot}	89
5.2 Grade de 1UA	91
REFERÊNCIAS BLIBLIOGRÁFICAS	93

LISTA DE FIGURAS

1.1 Cometa West - a cauda de íons (cauda mais azulada) indica a interação com o vento solar	26
1.2 Aurora	27
1.3 Concepção artística da evolução do vento solar pelo meio interplanetário	30
1.4 Espiral de Archimedes, caminho descrito pelas partículas provenientes do vento solar	32
1.5 Velocidade do vento solar em função da latitude medida pelo satélite Ulysses ..	33
1.6 Imagem obtida pelo instrumento LASCO a bordo do satélite SOHO	34
1.7 Ajuste linear utilizado pelo LASCO para determinar a velocidade da EMC, dentro de seu campo de visão	35
1.8 Ejeção de massa coronal	37
2.1 Runge-Kutta de 1 ^a ordem	48
2.2 Runge-Kutta de 2 ^a ordem	48
2.3 Primeiro passo em uma malha bidimensional ($\bullet = t_n, t_{n+1}$ e $\square = t_{n+1/2}$) ..	51
2.4 Segundo passo em uma malha unidimensional	51
2.5 Instante inicial e após 20 segundos da simulação de um choque em um tubo (todos os valores são admensionais)	54
3.1 Vento solar em função da distância radial ao Sol segundo o modelo de Parker (1958), para diferentes temperaturas	59
3.2 Solução 1D das equações HD para um vento solar com velocidade média 400 km/s e temperatura inicial de 3.5×10^6 K	60
3.3 Parte da grade que foi preenchida sem que os valores unidimensionais fossem interpolados	61
3.4 Parte da grade que foi preenchida com os valores unidimensionais interpolados	61
3.5 Solução do vento solar utilizada como ambiente (velocidade média do vento de 230 km/s e temperatura de 2×10^6 K)	62
3.6 Esquema das bordas utilizadas no modelo EMC	63
4.1 Esquema do pulso na grade de 80×40 R_\odot	66

4.2 Exemplo do resultado da iteração do pulso na grade de $80 \times 40 R_{\odot}$, para a velocidade na direção y	66
4.3 Posição dos cortes na grade bidimensional de densidade após a subtração da distribuição inicial de densidade	68
4.4 Corte perpendicular no centro da grade de densidade, menos a densidade do vento solar (ou ambiente)	69
4.5 Posição do arco brilhante da EMC sendo localizado a cada intervalo de tempo, para um pulso com temperatura de 2×10^6 K, indicada pelo asterisco	70
4.6 Elipse ajustada em torno da EMC, para um pulso com temperatura de 2×10^6 K ..	71
4.7 Expansão lateral da EMC, pulso de temperatura de 2×10^6 K e velocidade do vento solar ambiente de 230 km/s	72
4.8 Valores de velocidade na direção y para a grade de $40 \times 80 R_{\odot}$, representando um vento solar com valor médio de 230 km/s	73
4.9 Perfil central da velocidade da grade $40 \times 80 R_{\odot}$	73
4.10 Imagem do LASCO (C3)	74
4.11 Comparação da morfologia da EMC simulada com uma EMC observada pelo LASCO	76
4.12 Determinação da velocidade de propagação. (temperatura do pulso 2×10^6 K e vento solar ambiente de 230 km/s)	77
4.13 Resultados de simulação, para uma EMC com pulsos iniciais caracterizados por: temperatura do pulso de 2×10^6 K e tempo de duração do pulso de 1 hora (o intervalo entre imagens é de 1 hora)	77
4.14 Velocidade do pulso em função da densidade inicial do pulso para 2 regimes de vento solar (linhas pontilhadas indicam temperatura de pulso de 2×10^6 K e linhas tracejadas indicam temperatura de pulso de 6×10^6 K)	80
4.15 Semi-elipse que mostra a expansão da EMC (temperatura do pulso de 2×10^6 K e vento solar ambiente de 230 km/s	81
4.16 Ângulo de expansão da EMC em função da densidade inicial do pulso para 2 regimes de vento solar (linhas pontilhadas indicam temperatura de pulso de 2×10^6 K e linhas tracejadas indicam temperatura de pulso de 6×10^6 K)	82

4.17 Valores de velocidade na direção y para a grade de 40x80 R_{\odot} , representando um vento solar com valor médio de 400 km/s	83
4.18 Perfil central da velocidade da grade de 40x80 R_{\odot}	85
5.1 Morfologia da EMC reproduzida pelas simulações, densidade subtraída da densidade ambiente (pulso com temperatura de 2×10^6 K e vento solar ambiente de 230 km/s	90

LISTA DE TABELAS

4.1 Velocidade de propagação das EMCs para várias durações do pulso inicial, durante época de mínimo solar e considerando propagação no plano equatorial solar.	78
4.2 Velocidade de propagação das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial, durante época de mínimo solar.	79
4.3 Variação do ângulo de expansão das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial.	80
4.4 Velocidade de propagação das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial, com valores médios do vento solar.	84
4.5 Variação do ângulo de expansão das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial.	86
4.6 Tempo de chegada da EMC	87
4.7 Tempo de chegada da EMC	88

LISTA DE SÍMBOLOS

Latino

- B Campo magnético
C Número de Courant
d Diâmetro da EMC
 F_g Força gravitacional
J Densidade de corrente
 k_b Constante de Boltzmann
L Termo de perda
 L_\odot Luminosidade Solar
 M_\odot Massa do Sol
n Densidade numérica de Plasma
P Pressão
r Distância
R Densidade normalizada
 R_m Valor do raio Solar
 R_\odot Raio Solar
t Instante de tempo
T Temperatura
u Velocidade
UA Unidade Astronômica
v Velocidade
 V_m Valor da velocidade média do vento solar
 V_x Valor da velocidade em x normalizado
 V_y Valor da velocidade em y normalizado
x Distância sobre o eixo x
X Valor normalizado de distância sobre o eixo x
W Valor normalizado de Pressão
y Distância sobre o eixo y
Y Valor normalizado de distância sobre o eixo y

Grego

- β Parâmetro beta
- γ Razão dos calores específicos
- ω Velocidade angular
- ρ Densidade
- ρ_0 Densidade inicial ou referencial
- τ Valor normalizado de tempo
- φ Posição sobre o disco Solar
- φ_0 Posição referencial sobre o disco Solar

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

- 1D Unidimensional
2D Bidimensional
CME Coronal Mass Ejection
EMC Ejeção de Massa Coronal
HD Hidrodinâmico
IDL Interactive data language
LASCO Large Angle and Spectrometric Coronograph
LWM Lax Wendroff Modificado
MHD Magneto-hidro-dinâmico
NM Nuvem Magnética
OSO-7 Orbiting Solar Observatory
PSE Partículas Solares Energéticas
EAM Random Access Memory
SMM Solar Maximum Mission
SOHO Solar and Heliospheric Observatory
SPH Smooth particle hydrodynamics
UA Unidade Astronômica

CAPITULO 1

INTRODUÇÃO

O Sol ao contrário das imagens de sua atmosfera vista a partir de eclipses, não é estático. A atmosfera solar é muito ativa, possui muitas estruturas e fenômenos explosivos, dentre as quais a Ejeção de Massa Coronal (EMC), que atualmente é motivo de estudos devido à sua energia elevada, algo em torno de 10^{32} erg e da grande interação com a Terra (Gosling et al., 1974). As EMCs, explosões solares e o vento solar têm influência direta no meio interplanetário e como a Terra está envolta nesse meio, qualquer modificação pode afetar o nosso ambiente. Os efeitos do vento solar podem ser observados nas caudas de íons dos cometas, as quais estão sempre no mesmo sentido mas em direção contrária à posição do Sol e também nas auroras, que são causadas pelas partículas oriundas do meio interplanetário que ionizam componentes da atmosfera terrestre (Figuras 1.1 e 1.2).

Um fenômeno transiente que ocorre na coroa solar e afeta o clima terrestre e o meio interplanetário são as EMCs. Uma EMC pode ter sua representação inicial aproximada a uma grande bolha de plasma, originária da coroa solar, permeada por campos magnéticos que é expelido durante minutos a horas da atmosfera solar e pode vir a "colidir" com a Terra dias depois. Este choque com a Terra pode produzir efeitos indesejáveis ou até mesmo danificar transformadores, satélites, instrumentos de navegação além da interferência em muitos outros equipamentos que têm seu funcionamento baseado nas ondas eletromagnéticas refletidas em nossa atmosfera. Muitos estudos de EMCs já foram realizados (Chen, 2001), mas este fenômeno ainda não é completamente compreendido, especialmente seus mecanismos de ejeção. O estudo das EMCs através de modelos computacionais é muito utilizado, pois a pesquisa *in situ* é muito difícil e cara.



FIGURA 1.1: Cometa West - a cauda de íons (cauda mais azulada) indica a interação com o vento solar.

Modelos hidrodinâmicos (HD) representam bem muitos dos aspectos das EMCs (Odstrčil e Pizzo (1999a) e Odstrčil e Pizzo (1999b)) tendo como ambiente o vento solar. Os diferentes tipos de EMCs - rápidas e lentas, que posteriormente serão discutidas em detalhes - são bem representados utilizando modelos apenas HD (Low e Zhang, 2002). Modelos numéricos magneto-hidrodinâmicos (MHD) para descrever a evolução temporal e espacial das EMCs são muito mais complexos (Wang (1999), Manchester et al. (2004), Wu et al. (1976), Wu et al. (2001), Groth et al. (2000a), Groth et al. (2000b), Endeve et al. (2003)). Uma simulação numérica, assim como descrito no *Glossário de Geologia* (Wang, 1999, e suas referências), é "a representação de um sistema físico por um dispositivo, como um computador ou modelo, que imita o comportamento do sistema", e a partir desta definição, um modelo computacional recria o sistema físico que envolve a dinâmica das EMCs.



FIGURA 1.2: Aurora.

Nas próximas seções serão apresentadas as características do Sol, vento solar e das EMCs. Veremos as diferenças entre as abordagens que podemos utilizar quando estudamos um sistema, assim como a formulação dos modelos numéricos e a teoria MHD. Os capítulos seguintes detalham como foi desenvolvido este trabalho e os resultados obtidos. Por fim, as conclusões são explicitadas no último capítulo.

1.1 O Sol

O Sol é uma estrela como tantas outras no Universo. Por ser a estrela mais próxima da Terra, o Sol pode ser estudado em mais detalhes e com isso pode-se inferir grande parte das características e propriedades das demais estrelas do Universo. O Sol é o astro de maior influência na vida terrestre e em toda a dinâmica do Sistema Solar. A distância Terra-Sol é uma unidade de distância muito utilizada nos estudos astronômicos. Até a década de 60 esta distância era calculada fazendo-se uso de paralaxe ou método de

triangulação com outros planetas ou asteróides mais próximos. Após a década de 60 esta distância foi calculada medindo-se o tempo da viagem de ecos de radar a planetas mais próximos e isto fez com que a precisão nesta medida fosse melhorada. Hoje a distância Terra-Sol, denominada Unidade Astronômica (UA), é de $1\text{UA} = 149.597.870 \pm 2 \text{ km}$.

Utilizando-se da terceira lei de Kepler foi possível determinar a massa do Sol: $1M_{\odot} = (1,9891 \pm 0,0012)10^{30}\text{kg}$. O Sol perde matéria na forma do vento solar, sendo a taxa de perda de $10^{-14} M_{\odot}/\text{ano}$. Esta perda, que ocorre desde que o Sol se formou, não afeta o cálculo da massa do Sol a não ser nas casas decimais onde ainda há incertezas.

O diâmetro angular do disco do Sol na luz branca é de $32',00 \pm 0,1''$ quando medido da Terra (distância Terra-Sol igual a 1 UA). Conhecendo-se o valor de 1 UA, obtém-se que o raio do Sol é $1R_{\odot} = 696.260,00 \pm 0,07 \text{ km}$. Portanto, a densidade média do Sol é de 1408 kg/m^3 , pouco maior que a da água. A aceleração da gravidade na superfície do Sol é de 274 m/s^2 , cerca de 28 vezes mais intensa do que na superfície da Terra. O Sol constantemente libera energia sob diversas formas: radiação eletromagnética (ou fótons), partículas (vento solar, ejeções de massa e raios cósmicos solares), campo magnético e neutrinos. A maior parte desta energia é liberada na forma de ondas eletromagnéticas, principalmente na faixa do visível e do infravermelho. A luminosidade do Sol é $L_{\odot} = (3,845 \pm 0,006)10^{23} \text{ kW}$. Conhecendo-se a luminosidade do Sol pode-se obter imediatamente a temperatura efetiva do Sol que é de $5.777,0 \pm 2,5\text{K}$ (essa é a temperatura efetiva da superfície do Sol).

A rotação do Sol pode ser constatada pelo deslocamento de manchas solares de leste para oeste sobre o disco do Sol. No equador do Sol o período sideral é de 24,7 dias, fora dele em direção aos pólos, a rotação é cada vez mais lenta, chegando a até 31 dias. Portanto, o Sol não gira como um corpo rígido sendo a sua rotação diferencial. O eixo de rotação faz um ângulo de $7^{\circ}15'$ com o pólo da eclíptica. Estudos helio-sismológicos indicam que a rotação torna-se uniforme no interior solar a 70% do raio solar, tendo a velocidade angular um valor intermediário entre as velocidades na região equatorial e polar da

superfície.

Como foi dito anteriormente o Sol, por ser a estrela mais próxima da Terra, pode ter a sua atmosfera estudada com muito detalhe. A atmosfera do Sol é formada basicamente por quatro camadas: a fotosfera, a cromosfera, a região de transição cromosfera-coroa e a coroa. Para o estudo das ejeções de massa coronais a região de maior importância e de onde a maioria dos dados pré-visão são extraídos é a região da coroa. A coroa é a parte mais extensa da atmosfera solar. Sua espessura não é bem definida, mas chega a vários raios solares. A principal característica da coroa é a sua baixa densidade e temperatura elevada (aproximadamente 2×10^6 K). Nessa temperatura, o hidrogênio não subsiste como átomo eletricamente neutro combinando um próton e um elétron, mas torna-se ionizado. Assim sendo, a coroa é basicamente um gás muito quente formado de prótons, íons e elétrons livres (plasma). A estas temperaturas o átomo de ferro também se encontra altamente ionizado. Todavia, o mecanismo preciso do aquecimento da coroa é ainda debatido. A coroa pode ser observada a "olho nu" em eclipses totais do Sol.

1.2 Vento Solar

Modelos teóricos (Parker, 1958) já previam que por causa da grande diferença de pressão entre o Sol e o meio interplanetário, deveria haver um mecanismo capaz de liberar massa do Sol a fim de tentar estabilizar esta grande diferença. Estes modelos, previstos em meados de 1950, estavam baseados em pequenas variações no campo magnético terrestre que eram atribuídas à atividade solar e à grande diferença entre a pressão da coroa e a do meio interplanetário. Em meados de 1960 sondas espaciais confirmaram a existência de um fluxo de plasma ionizado no meio interplanetário (Kivelson e Russell (1995) e referências) e estudos levaram a comprovação da existência do vento solar (Figura 1.3).

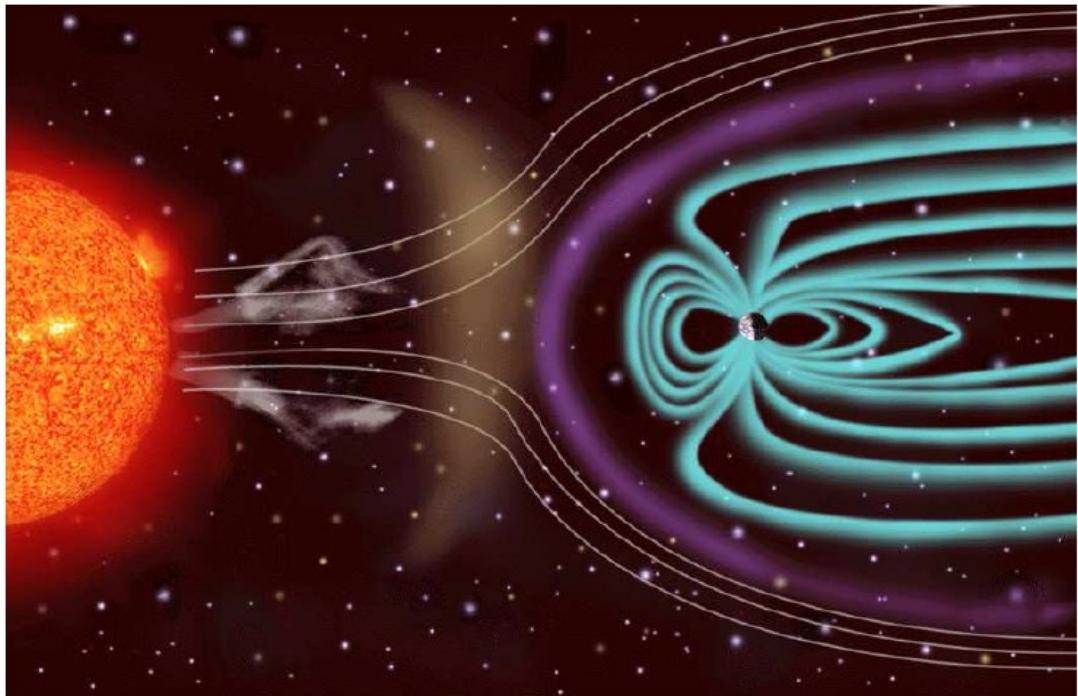


FIGURA 1.3: Concepção artística da evolução do vento solar pelo meio interplanetário.

Após estas descobertas, o vento solar foi caracterizado como sendo um fluxo de plasma ionizado (material constituinte da coroa solar), que devido à grande diferença de pressão entre a coroa solar e o meio interplanetário consegue se evadir para o meio interplanetário através de linhas localmente abertas do campo magnético. O estudo do vento solar é muito importante devido às suas muitas interações com os planetas do Sistema Solar. Sondas espaciais já conseguiram estudar o vento solar próximos a órbita de Mercúrio e também além da órbita de Saturno. Este estudo também é importante para entender o mecanismo de expansão do material solar extremamente quente para uma região fria.

O plasma liberado da coroa leva consigo o campo magnético do Sol e as propriedades deste plasma no meio interplanetário são diferentes das do plasma contido na coroa do Sol. Por exemplo, choques entre íons ou elétrons não ocorrem no plasma liberado da coroa, mas ocorrem com freqüência na atmosfera solar. É impossível recriar as condições da coroa do Sol assim como do meio interplanetário em laboratórios na Terra, portanto é necessário o estudo do plasma através de sondas espaciais.

As primeiras observações detalhadas do vento solar (Hewish e Wyndham, 1963) foram obtidas próximos a órbita da Terra, e a partir destas se constatou que o vento solar que passa pela Terra é quente e rápido para os padrões terrestres. Este vento é basicamente formado de hidrogênio ionizado (prótons e elétrons em mesmo número) e mais ou menos cinco por cento de hélio ionizado, assim como alguns materiais pesados. Apesar de ser formado quase que por completo de matéria ionizada este vento é globalmente neutro. A maior parte da energia do vento solar está na forma de energia cinética dos elementos contidos no plasma. Segundo Parker (1958), o vento solar carrega massa do Sol a uma taxa de $1,6 \times 10^{11}$ kg/s e energia a uma taxa de $1,8 \times 10^{20}$ W, mas isto é muito pouco perto da massa do Sol de 2×10^{30} kg e de sua luminosidade de 4×10^{26} W, portanto o vento solar é praticamente negligenciado quanto ao balanço de energia e massa do Sol. A velocidade média típica do vento solar é de 400 km/s.

A presença de campo magnético em um gás ionizado, como é o caso do vento solar, leva a efeitos hidromagnéticos. O vento solar é acelerado quando próximo ao Sol, podendo-se considerar um modelo isotérmico sendo que sua velocidade torna-se praticamente constante após aproximadamente 30 raios solares. O plasma proveniente do Sol leva consigo um campo magnético e é liberado com uma velocidade que depende do ponto na superfície da coroa de onde este se originou. Se fixarmos o ponto de onde o material foi liberado, e isto for feito para mais de um ponto, pode-se perceber que o vento solar movimenta-se no meio interplanetário de forma análoga à espiral de Archimedes (Figura

1.4) a qual pode ser expressa pela equação $r(t) = R_{\odot} - \frac{u(t)}{\omega} \cdot (\varphi(t) - \varphi_0)$ (Kivelson e Russell (1995) e referências), onde r é a distância entre o vento solar em um determinado instante e a superfície da coroa, u é a velocidade do vento solar próximo ao Sol, ω é a velocidade angular do Sol e φ_0 é a posição do ponto na superfície da coroa escolhida para estudar a liberação do material.

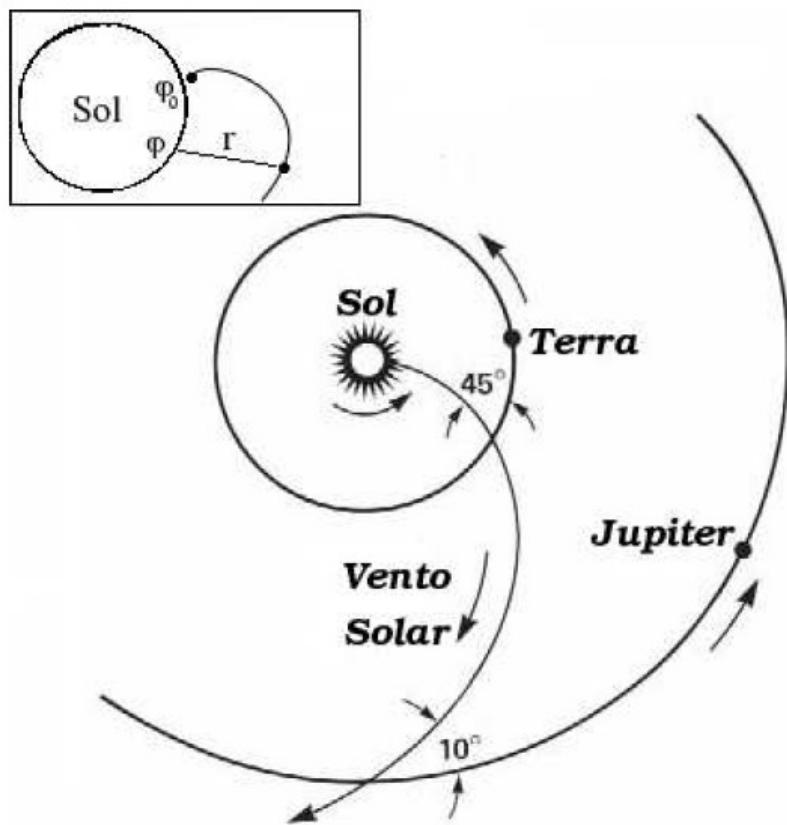


FIGURA 1.4: Espiral de Archimedes, caminho descrito pelas partículas provenientes do vento solar.

A sonda Ulysses observou o Sol em baixas e altas latitudes (Funsten et al., 1999). A partir das observações, se constatou a presença de dois regimes de velocidade do vento bem distintos (Figura 1.5). O primeiro regime é o vento solar rápido, originário de altas latitudes heliográficas e com velocidades da ordem de 800 km/s. O segundo é o vento solar lento, originário de latitudes heliográficas mais baixas, próximas ao equador solar e com velocidades da ordem de 400 km/s.

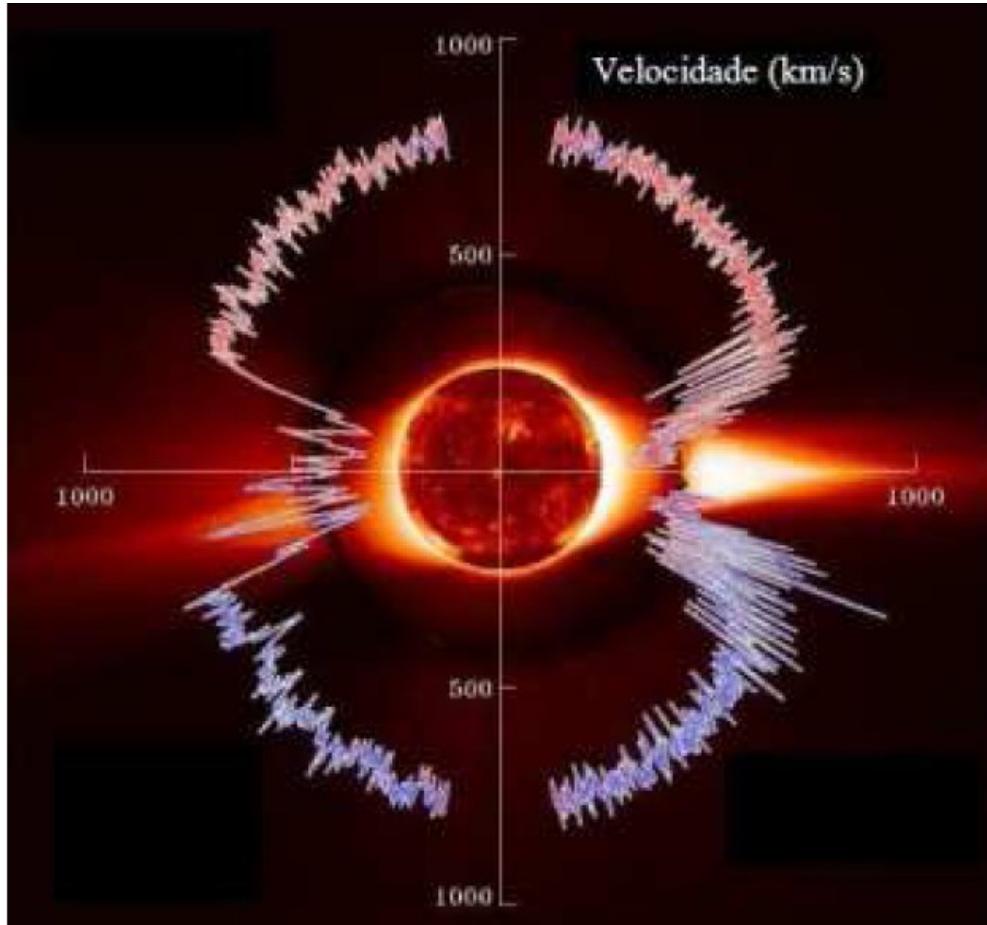


FIGURA 1.5: Velocidade do vento solar em função da latitude medida pelo satélite Ulysses.

1.3 Ejeção de Massa Coronal

Fenômenos solares despertam o interesse da comunidade científica desde sempre: um exemplo é a existência das manchas solares. As observações de manchas solares datam do início do século XVII e proeminências foram notadas durante eclipses do Sol por muitos anos. Quase quatro séculos depois um fenômeno eruptivo foi descoberto por observações feitas por satélites e estas eram as EMCs. Segundo Chen (2001) e suas referências, as EMCs foram primeiramente observadas, em 1971, utilizando-se o Orbiting Solar Observatory 7 - Observatório Solar Orbital (OSO-7) e posteriormente com o Skylab, o coronógrafo Solwind e o satélite Solar Maximum Mission Missão do Máximo Solar

(SMM). Um coronógrafo consiste em utilizar um anteparo para obstruir o disco solar, muito mais brilhante do que a tênue coroa solar. Esta técnica é muito utilizada para a observação de estruturas cuja razão de emissão pela emissão da fonte principal seja em torno de 10^{-3} ou menor. A partir de 1996 o coronógrafo Large Angle and Spectrometric Coronograph - Coronógrafo Espectrógrafo de Grande Ângulo (LASCO) a bordo do satélite Solar and Heliospheric Observatory - Observatório Solar e Heliosférico (SOHO) começou a enviar imagens de alta resolução (Figura 1.6). Com o seu campo de visão de aproximadamente $32 R_{\odot}$ e sua grande sensibilidade, é possível observar a coroa solar e a ocorrência de fenômenos transitentes. As EMCs observadas pelo LASCO têm suas velocidades estimadas a partir de um ajuste linear dos pontos selecionados nas imagens ao longo da evolução da EMC (Figura 1.7).

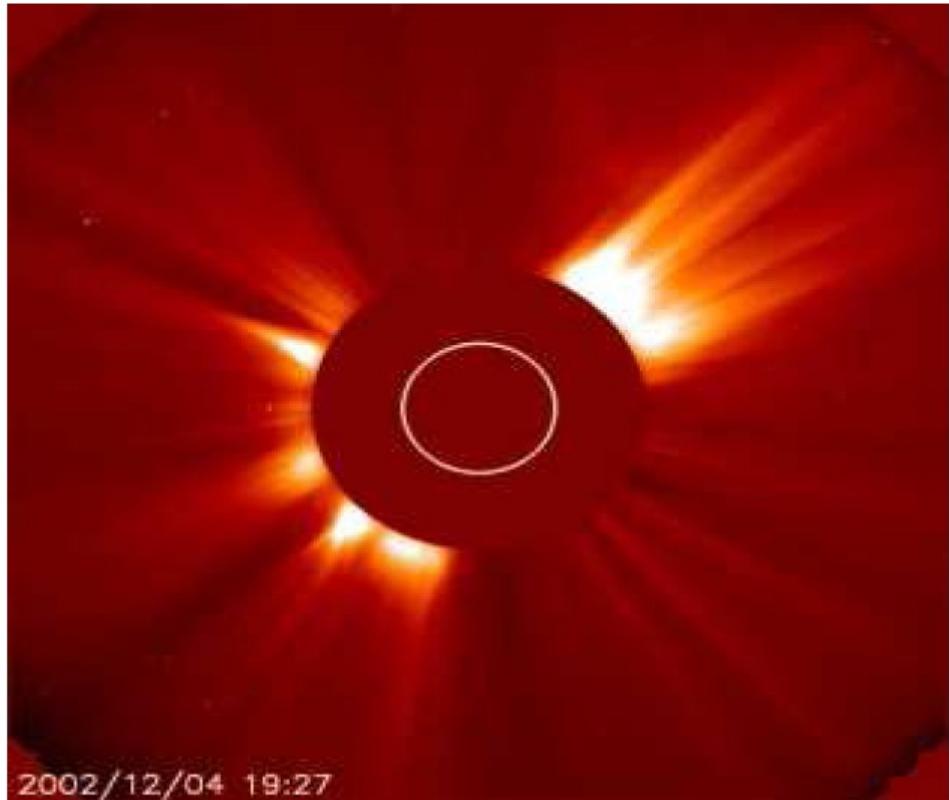


FIGURA 1.6: Imagem obtida pelo instrumento LASCO a bordo do satélite SOHO.

No coronógrafo, as CMEs aparecem como sendo estruturas brilhantes, geralmente com escalas espaciais da ordem do raio solar (R_{\odot}), expandem-se com velocidades entre 100-2000km/s, com uma velocidade média projetada de 400km/s (Moon et al. 2002) e

densidades pré-erupção da ordem de 10^{11}cm^{-3} e densidade pós-erupção da ordem de 10^8cm^{-3} (Kahler 1987). As EMCs têm estruturas bem definidas, como pode ser observado na figura 1.8. O arco brilhante (A), a cavidade (B) e o núcleo (C), compõem a estrutura básica de qualquer EMC. O núcleo presume-se ser um filamento que foi ejetado.

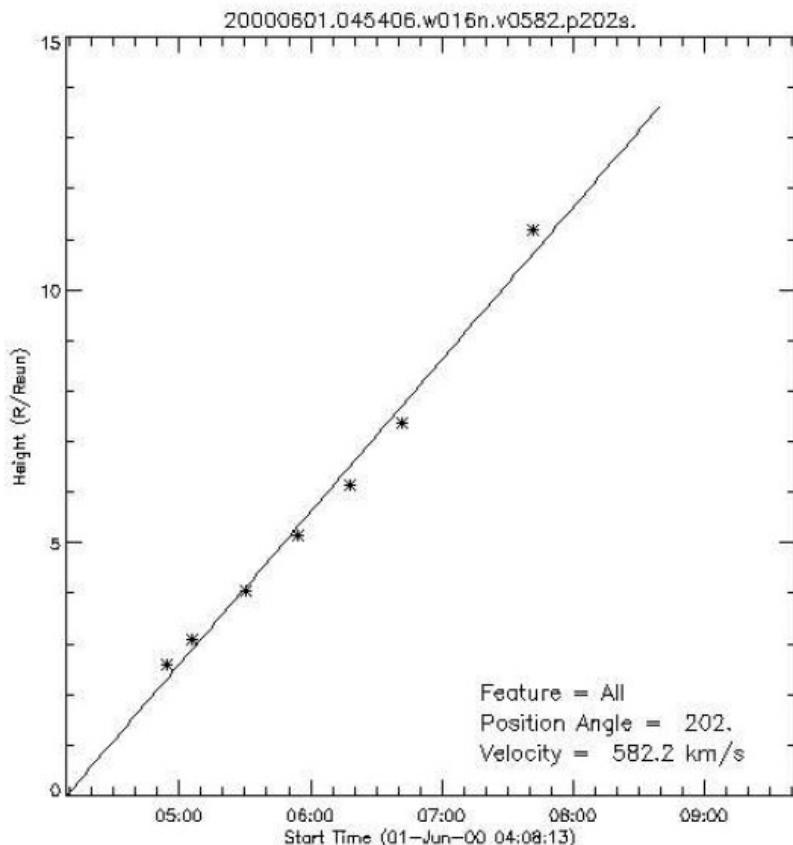


FIGURA 1.7: Ajuste linear utilizado pelo LASCO para determinar a velocidade da EMC, dentro de seu campo de visão

A partir do descobrimento das EMCs, foi muito estudado o fato do aparecimento das explosões solares simultaneamente a estas estruturas ou até, mesmo que as EMCs eram consequências dos flares solares. Segundo Kahler (1992) e suas referências em meados de 1977, as observações acerca de EMCs já indicavam a existência de dois tipos distintos, as rápidas e as lentas. Estudos colocavam em dúvida o fato de explosões solares darem origem a EMCs, visto que das EMCs analisadas até então, as que possuíam qualquer

estrutura em conjunto, apenas 40% tinham uma explosão associada enquanto que 70% tinham relação com proeminências junto com explosões solares, somente proeminência ou outra estrutura não identificada. Hoje se acredita que a resposta está na configuração magnética da atmosfera solar e que a interação do campo magnético dá origem a um conjunto de arcos magnéticos conhecido como "*flux ropes*". Acredita-se que a resposta para o mecanismo gerador das EMCs está nestas estruturas.

Atualmente temos registros de dois tipos distintos de EMCs: as associadas com explosões solares e as associadas com erupções. Moon et al. (2002) conseguiram separar e caracterizar o comportamento destes dois tipos de EMCs, que são: (1) o número de EMCs que possuem aceleração é praticamente o mesmo das EMCs que possuem desaceleração, dentro do raio de visão do LASCO; (2) as EMCs associadas com explosões solares possuem velocidade média maior do que as associadas com filamentos; (3) EMCs associadas com explosões solares tendem a apresentar desaceleração e esta aumenta à medida que a energia da explosão solar associada aumenta, enquanto que as EMCs associadas com filamentos apresentam, em sua maioria, aceleração; (4) a fração de EMCs associadas com explosões solares aumenta à medida que aumenta a velocidade da EMC e o contrário para as associadas com filamentos.

Odstrčil e Pizzo (1999a) e Odstrčil e Pizzo (1999b) apresentaram um modelo hidrodinâmico de EMCs e encontraram duas outras classificações para as EMCs: as rápidas e as lentas. Após a construção de seu modelo tridimensional, foram simuladas várias EMCs variando-se a posição das mesmas na superfície solar, isto é, variando-se o local onde surgiu a instabilidade que deu origem a EMC. É sabido que o meio que circunda o Sol possui diferenças em relação à região analisada (Figura 1.5), se a região está mais próxima do equador solar, esta região possui maior densidade local e é conhecida como *Slow Streamer Belt*. Já nas regiões mais afastadas do equador Solar (latitudes heliográficas maiores que 45°) encontram uma região de menor densidade, chamada de *Fast Streamer Belt*. Devido à existência destas duas diferentes regiões, surgem dois tipos de EMCs, as que apresentam desaceleração e deformação de suas

formas originais e as que apresentam aceleração e mantém a sua forma por muito mais tempo. Estas são as originárias do *Fast Streamer Belt* enquanto que as primeiras são originárias do *Slow Streamer Belt*.

No meio interplanetário estruturas então conhecidas como nuvens magnéticas (NM) foram associadas às EMCs. Estudos mostraram que estas NMs são geoefetivas (Russell e Mulligan (2002) e González-Esparza et al. (2003a)), isto é, interagem com a magnetosfera da Terra gerando distúrbios, auroras e outras perturbações na atmosfera terrestre. Esta interação ocorre quando a componente B_z do campo magnético da NM permanece apontado para o Sul, por um longo período, em relação à orientação do campo magnético terrestre (Tsurutani e Gonzalez (1995) e Kahler (1992)). Partículas Solares Energéticas (PSE - $E > 1\text{MeV}$) eram atribuídas a explosões solares e hoje sabe-se que estas PSEs são na verdade material constituinte de EMC (Kahler, 1987).

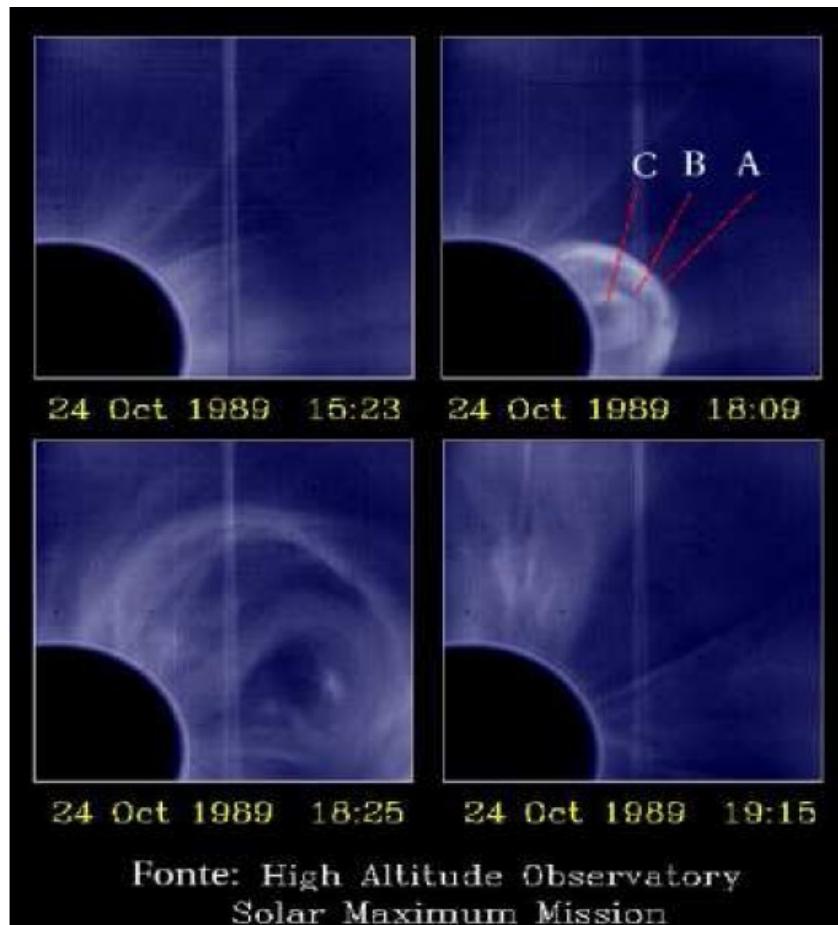


FIGURA 1.8: Ejeção de massa coronal.

Em resumo, algumas características das EMC são: (1) As EMCs possuem uma dependência com o ciclo solar, durante o máximo solar cerca de 2 EMCs podem ser observadas diariamente, enquanto durante o mínimo pode ser observada apenas 1 EMC por semana. As EMCs em geral estão associadas a explosões solares e filamentos e estes dois fenômenos variam com o ciclo solar; (2) As EMCs são distribuídas igualmente nos dois hemisférios, a latitude média sendo 1,5°N. Sua distribuição compreende-se entre 30° e decresce rapidamente em grandes latitudes; (3) A extensão espacial projetada em duas dimensões das EMCs mostra uma distribuição do ângulo de abertura, com um máximo de 46° e uma média de 42°. A extensão aparente não depende do ciclo solar; (4) As velocidades possíveis das EMCs estão compreendidas entre 100-2000 km/s, com uma velocidade média próxima à 400 km/s. A velocidade das EMCs não depende do ciclo solar. EMCs rápidas e lentas apresentam diferentes formas de liberação de energia. As EMCs lentas podem acelerar no campo de visão do coronógrafo indicando uma liberação de energia contínua, enquanto que as EMCs rápidas não apresentam evidências de aceleração e sua liberação de energia é mais "explosiva"; (5) Durante uma EMC entre 2×10^{11} kg e 4×10^{13} kg de material solar são ejetados. A energia cinética contida em uma EMC compreende-se entre 10^{22} J e 6×10^{24} J. Isto se compara à energia liberada na forma de radiação eletromagnética de uma grande explosão solar. (6) A estrutura típica de uma EMC tem a forma de um arco magnético. Outras estruturas existem, mas são menos energéticas.

1.4 Relação entre Observação, Estudo Teórico e Simulação Numérica

Atualmente, as observações, os estudos teóricos, assim como a simulação numérica, são ferramentas imprescindíveis para o estudo de fenômenos físicos que ocorrem a nossa volta. Cada uma destas abordagens tem suas vantagens e desvantagens. Para definir qual é a melhor ferramenta para a descrição de um sistema é necessário um prévio conhecimento destas três formas de pesquisa e então fazer um bom uso de suas propriedades.

1.4.1 Observação

A observação é a única maneira de conhecermos realmente as características do objeto em estudo. Apenas após termos observado e feito uma prévia análise do ambiente a ser estudado é que podemos executar um trabalho teórico ou numérico e obter resultados que tenham um significado físico claro. Portanto a observação é a base para os trabalhos teóricos e numéricos.

A evolução de técnicas observacionais e desenvolvimento tecnológico através dos tempos fez com que pudéssemos ter várias informações acerca do ambiente que nos circunda. Os avanços que os cientistas tiveram nas observações, nos faz acreditar que possuímos uma boa visão do Universo. Apesar de ser a técnica primordial e indispensável para todo o tipo de pesquisa, esta por sua vez tem as suas limitações. A maior delas é que na maioria dos casos se faz necessário observações *in situ* da estrutura a ser pesquisada. Mas muitas vezes isso é muito difícil ou demanda técnicas ainda não desenvolvidas, ou então é simplesmente impossível. Esse quadro ainda piora se pensarmos também no tempo e não só nas dimensões. Muitos satélites têm seu tempo de vida curto em relação à pesquisa que se propõe realizar com os mesmos. Desta forma temos que observar apenas uma porção do nosso objeto de estudo e por um período de tempo restrito e até às vezes curto, sendo necessário inferir processos acerca desta estrutura pesquisada.

Mesmo com o avanço tecnológico, existem áreas, como a coroa solar, inacessíveis para observações *in situ*. Para obtermos alguma informação destas áreas utilizamos principalmente observações feitas a partir da Terra e por meio de satélites nas proximidades da Terra. Para estes casos se faz necessário abordar este tema de uma outra maneira, a partir de simulações numéricas e estudos teóricos. O estudo por meio de outros métodos é também de extrema importância pois as medidas obtidas utilizando instrumentos podem trazer informações de certa forma imprecisas, podendo até acarretar conclusões inadequadas acerca dos mecanismos que regem a evolução do fenômeno

estudado. Também devemos lembrar que observações muitas vezes são muito caras e complexas.

1.4.2 Estudo Teórico

Os estudos teóricos sempre foram um dos mais utilizados nas pesquisas de uma forma geral. Um dos principais motivos é o baixo custo para a realização desta atividade. As pesquisas realizadas a décadas atrás já conseguiam uma boa descrição do ambiente que nos cerca e atualmente com o progresso das pesquisas teóricas é possível analisar problemas e situações muito mais complexas. O estudo teórico é utilizado para obter uma visão geral da física que envolve o sistema estudado, mas para que seja possível estudar um sistema, é necessário uma prévia idealização do sistema e adequá-lo a teorias existentes ou deduzir uma teoria a partir da idealização para recriar o sistema. Todo modelo teórico deve ser capaz de fazer previsões passíveis de comprovação experimental/observacional. A maior limitação dos estudos teóricos encontra-se na complexidade do meio estudado, quanto mais complexo mais difícil de se equacionar o ambiente necessário para descrever tal evolução. Para que seja possível descrever um sistema algumas aproximações devem ser feitas, como por exemplo, ignorar o efeito de interação entre partículas, efeitos de campos magnéticos, etc. Dentro do estudo teórico é muito comum utilizar-se da simetria do sistema para reduzir os graus de liberdade do sistema, isto é, representar um sistema tridimensional com simetria cilíndrica utilizando uma grade bidimensional e extrapolando a terceira coordenada.

1.4.3 Simulação Numérica

A simulação numérica está intimamente ligada aos computadores. Esta ligação faz com que a sua implementação, que depende totalmente dos recursos computacionais disponíveis, torne-a uma forma cara de pesquisa, mais do que as outras discutidas anteriormente. A simulação numérica só não é mais cara do que os projetos que necessitam de sondas espaciais para a sua implementação e também quanto aos satélites.

O rápido desenvolvimento da indústria computacional faz com que tenhamos muito mais recursos para este tipo de pesquisa a cada dia, o que torna a simulação numérica muito eficiente quando se trata de problemas com alto índice de complexidade a ambientes muito maiores. A observação e o estudo teórico também tiveram grandes mudanças e melhorias com estes equipamentos mais sofisticados, mas é a simulação numérica que teve maior benefício.

Diferentemente da observação, a simulação numérica pode analisar o sistema por muito mais tempo do que é possível observar utilizando as técnicas do método observacional, e ao contrário dos estudos teóricos os problemas solucionados utilizando simulações numéricas possuem um grau de complexidade muito superior aos solucionados pelos métodos teóricos. Os mais beneficiados são os sistemas não lineares que podem ser resolvidos utilizando-se técnicas de simulações numéricas. Um aspecto importante das simulações numéricas é a possibilidade de extrapolação de um dado sistema em um domínio conhecido, a fim de inferir o comportamento de outras estruturas que circundam a região estudada anteriormente. Se a este sistema acrescentarmos ainda mais informações obtidas observacionalmente, este sistema estará muito próximo da realidade e será possível extrair os processos acerca desta estrutura pesquisada.

Basicamente, fazendo uso das observações e soluções analíticas nas simulações numéricas podemos aumentar consideravelmente a compreensão do sistema. O desenvolvimento, tanto na área computacional quanto na própria técnica, fizeram com que fosse possível descrevermos muitos sistemas, porém algumas limitações ainda existem. As simulações numéricas dependem muito da do equipamento que temos disponível, atualmente temos acesso a muitos computadores e recursos que antes não eram sequer imaginados. Mesmo assim estes equipamentos possuem um limite, o número de iterações realizadas em um certo período de tempo, está relacionado com a freqüência do processador. Os dados quando estão sendo iterados precisam ficar armazenados em uma área de acesso rápido, que é a memória RAM. Todas as variáveis do sistema têm que estar alocadas nesse dispositivo e somente recentemente é que possuímos computadores com

valores de memória comparáveis a valores de disco, em torno de 10^9 bites. Ao final, estes dados gerados precisam ser guardados para as análises e isso implica em espaço de disco. As simulações dependem também das condições de contorno, confirmações via observações entre outros. Muitas vezes a imperfeição nos ajustes faz com que tenhamos desvios da simulação a respeito da realidade.

As simulações numéricas dependem fortemente das condições iniciais e de contorno e parâmetros utilizados, e deixando sempre a suspeita de que nem todo o espaço de soluções foi analisado.

A simulação numérica consegue trabalhar com sistemas muito mais complexos do que o estudo teórico. Porém a simulação não consegue incluir nenhum processo no sistema que já não seja de prévio conhecimento, visto que se faz necessário conhecer as leis que regem os sistemas para descrevê-lo computacionalmente além do que muitas aproximações são utilizadas para descrever o sistema estudado. Na maioria dos casos se faz necessário a utilização dos dados observacionais como entrada para o sistema e os estudos teóricos para descrever a evolução computacionalmente e deduzir as condições iniciais e de contorno mais adequadas ao sistema. A solução analítica também pode ser utilizada para descrever o sistema estudado, e uma finalidade pode ser a de testar este sistema antes de implementar uma simulação numérica.

1.5 Teoria MHD

A teoria de fluidos descreve o comportamento de um grupo de partículas sob certas condições. Uma coleção de partículas carregadas pode ser tratada como um fluido, um fluido Magneto-Hidro-Dinâmico (MHD) (Wang (1999) e Shu (1992)). MHD é um ramo da mecânica de fluidos que descreve o movimento de um material eletricamente condutor na presença de campos eletromagnéticos. Como na mecânica de fluidos, a teoria MHD ignora a identidade de partículas individuais e considera somente um elemento de fluido. A teoria MHD incorpora os efeitos que aparecem devido ao movimento de um fluido

eletricamente condutor através de campos magnéticos. Um condutor que se move através de um campo magnético dá origem a uma força eletromotriz no condutor, que por sua vez induzirá correntes que fluirão no condutor. Os campos magnéticos associados a estas correntes modificarão o campo magnético original que as gerou. Como consequência, o movimento original se altera. Esta interação coletiva envolvendo o movimento, correntes e campos magnéticos caracteriza o comportamento geral de fluidos MHD. As equações que regem o comportamento de fluido MHD não viscoso são:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{\rho} + \vec{F}_g \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla P = -\gamma P \nabla \cdot \vec{u} - (\gamma - 1)L \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) \quad (1.4)$$

$$P = 2n k_b T \quad (1.5)$$

onde: ρ é a densidade, \vec{u} é o campo de velocidades, P é a pressão cinética, \vec{J} é a densidade de corrente, \vec{B} é o campo magnético, \vec{F}_g é a densidade de força gravitacional, γ é a razão dos calores específicos, L é o termo de perda, n é a densidade numérica de plasma, k_b é a constante de Boltzmann e T é a temperatura.

Para uma melhor compreensão desta teoria examinaremos as equações acima e qual o seu efeito sobre o sistema. A Equação 1.1 é conhecida como *equação de conservação de massa* ou *equação da continuidade*, isto é, a massa do sistema irá sempre permanecer constante, na ausência de fontes ou sumidouros. Esta lei diz, então que a quantidade de massa que entra no sistema é igual à quantidade de massa que sai do sistema no mesmo instante, portanto mantendo o sistema com a mesma massa, ou seja, constante.

A Equação 1.2 é conhecida como *equação de movimento* e tem como propriedade examinar as forças contidas no sistema e prever o movimento deste após a aplicação das forças. Esta lei é derivada da segunda lei de Newton ($F=ma$). Como pode ser percebido, as forças que estão agindo no sistema, como a força gravitacional ou a força de Lorentz, vão atuar sobre um elemento de massa acelerando-o ou retardando-o. Pode-se definir esta lei da seguinte maneira, a fração referente à variação do momento do sistema é igual à força resultante agindo no sistema e a direção resultante tem a mesma direção e sentido da força atuante no sistema.

A Equação 1.3 é conhecida como *equação de conservação de energia* e estabelece uma relação entre o calor adicionado ao sistema, o trabalho realizado pelo mesmo e as mudanças ocorridas aos parâmetros do sistema, isto é, a variação de energia é proporcional ao calor adicionado ao sistema a menos do trabalho realizado pelo mesmo. O termo de perda L apesar do nome representa, também, ganhos que podem ocorrer com o sistema. No caso da coroa solar este termo representa as perdas ou ganhos referentes à condutividade térmica, radiação do plasma local e aquecimento. A Equação 1.3 apresentada neste trabalho não está na sua forma convencional. Para recuperar a equação original utiliza-se a pressão do sistema para obter a energia térmica do fluido. Esta adicionada a energia cinética, energia magnética, energia gravitacional e qualquer outra forma de energia existente no sistema, retorna a equação para sua forma convencional.

A Equação 1.4 é conhecida como *lei de Faraday*, onde a partir da configuração e parâmetros do meio é determinada a distribuição do campo magnético. Em um sistema carregado, como é o caso de um plasma, quando suas cargas movimentam-se geram corrente, que por sua vez geram campos e estes campos irão interagir com o campo local.

Por último temos a Equação 1.5 que é conhecida *equação de estado para um gás ideal*. Esta equação relaciona a pressão à temperatura, densidade do gás, isto é, quando há um aumento ou diminuição em qualquer uma das componentes do gás, esta reflete diretamente no comportamento das outras componentes. Esta equação pode ser

interpretada como sendo uma regularização dos parâmetros do gás ao meio. O fator 2 da equação justifica-se por se tratar de um modelo para um plasma de hidrogênio completamente ionizado (Parker, 1958).

Quatro aproximações foram levadas em consideração para que as equações MHD apresentassem a forma com a qual estão descritas acima. A primeira supõe que ocorram

variações temporais muito curtas e assim e portanto o termo $\frac{\partial E}{\partial t}$ não é considerado. A segunda é que não é necessário descrever o movimento de cada tipo de partícula (elétrons e íons), pois devido às colisões há um acoplamento destas e das partículas neutras constituintes. Este acoplamento faz com que todo o fluido movimente-se em conjunto, portanto o movimento pode ser caracterizado por uma única velocidade. A terceira aproximação diz respeito à inércia dos elétrons, isto é, assumindo que o elétron encontre, rapidamente, um equilíbrio entre o arraste do plasma e as forças magnéticas, fazendo assim com que não sejam adicionadas fontes internas devico ao movimento dos elétrons. A quarta e última aproximação é conhecida como condutividade infinita, isto não porque plasmas astrofísicos possuem alta condutividade, mas sim porque estes sistemas são geralmente enormes. Isto faz com que o laplaciano do campo magnético possa ser negligenciado, esta aproximação é conhecida como congelamento do campo com o fluido.

CAPITULO 2

MÉTODOS E MODELOS NUMÉRICOS

2.1 Runge-Kutta

O método Runge-Kutta é uma melhora do método de Euler, simples e com baixa precisão, consiste em atualizar posições (Press et al., 1992). A partir de uma posição $x(t)$ (Figura 2.1), adota-se um intervalo de tempo finito, fixo e simétrico, dt , x_n o valor inicial conhecido da grade e $x(t_n)$ o valor iterado. A fórmula para o método de Euler é:

$$x_{n+1} = x_n + dt \cdot v_{(t_n, x_n)}$$

onde $v(t_n, x_n)$ é a velocidade do elemento de fluido no instante t_n , correspondendo à posição x_n . O termo $v(t_n, x_n)$ é a derivada da solução numérica x_n no ponto inicial de cada intervalo de tempo. A derivada é simplesmente extrapolada para encontrar o próximo valor da função (Figura 2.1). O método de Euler tem precisão de primeira ordem e não é muito estável.

O método Runge-Kutta de segunda ordem é um aperfeiçoamento do método de Euler de primeira ordem (Figura 2.2). A melhoria vem da adição de uma derivada inicial para cada instante de tempo para encontrar um ponto na metade do caminho que normalmente seria encontrado se fosse aplicado o método de Euler de primeira ordem, então utilizando este ponto médio e calculando a sua derivada para toda a extensão da célula. A fórmula para o método Runge-Kutta de segunda ordem é a seguinte:

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= x_n + k_2 \\k_1 &= dt \cdot v(t_n, x_n) \\k_2 &= dt \cdot v(t_n + \frac{1}{2}dt, x_n) + \frac{1}{2}k_1\end{aligned}$$

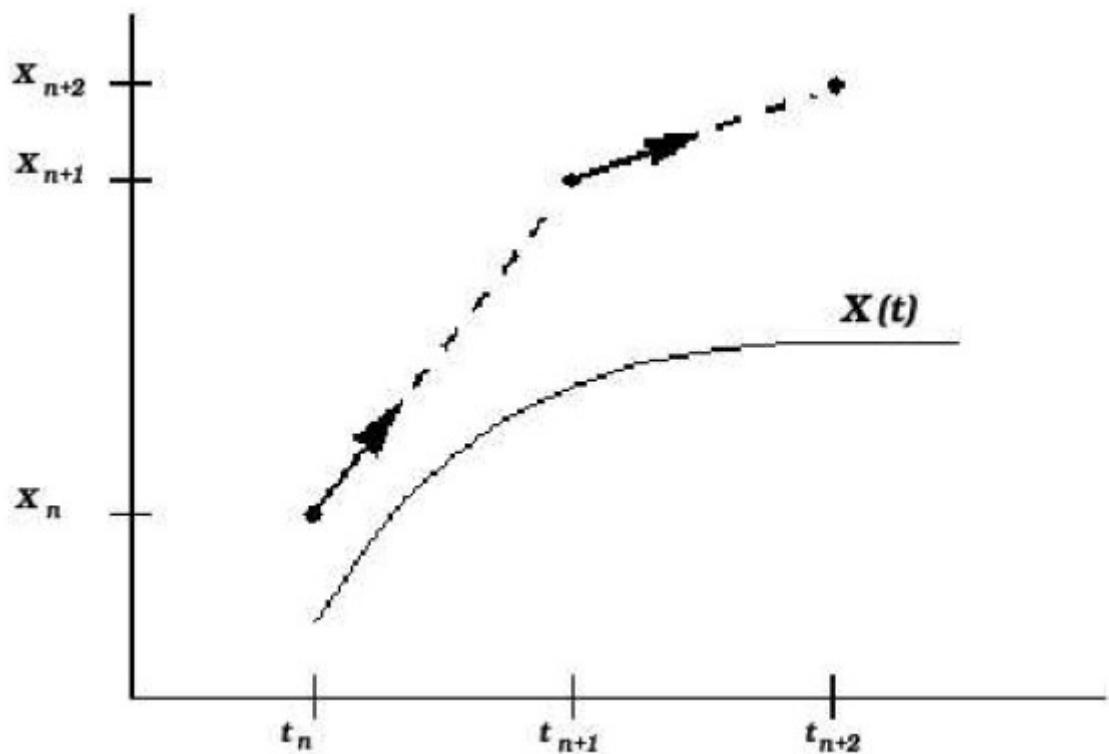


FIGURA 2.1: Runge-Kutta de 1^a ordem

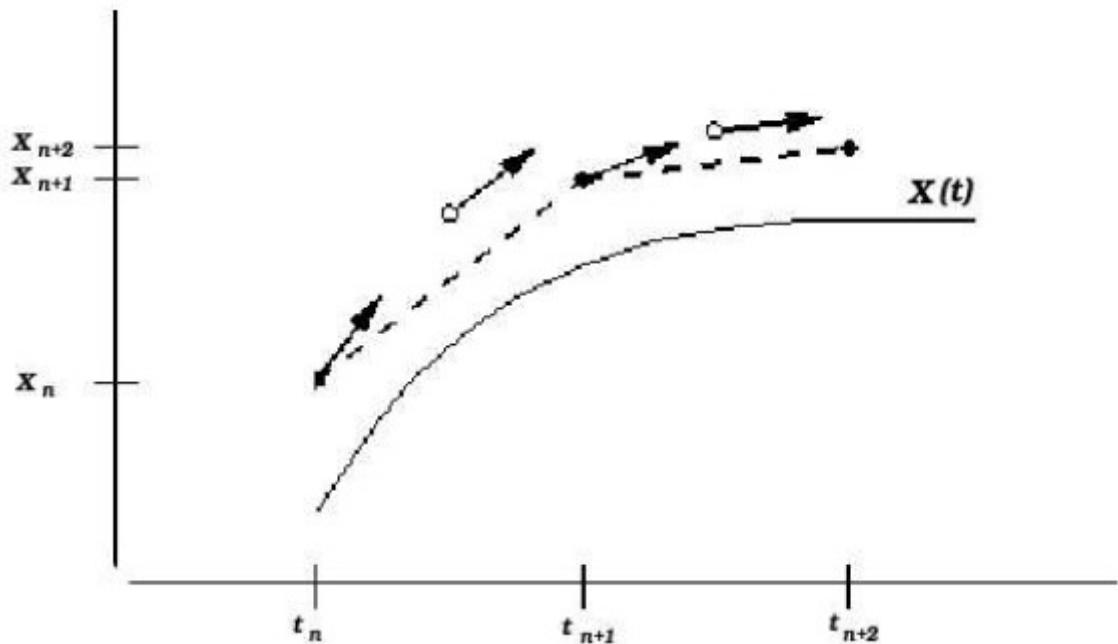


FIGURA 2.2: Runge-Kutta de 2^a ordem.

Um problema aparece no método Runge-Kutta de segunda ordem quando este é utilizado para sistemas onde a equação depende do tempo. As velocidades correspondem à derivada da posição x_n no começo de cada intervalo de tempo, isto é, $v_{i,j}=v(t_n, x_n)$. Se o próximo ponto for encontrado utilizando-se o método de Euler, então temos que $|x_{n+1} - x_n| \leq d_{x_{max}}$, onde $d_{x_{max}}$ é a diferença máxima onde o sistema começa a se tornar instável. Dado que a velocidade encontrada na grade mediana não é necessariamente igual à velocidade no ponto previamente iterado, a velocidade no próximo ponto pode não satisfazer à condição da equação anterior e o sistema se tornar instável.

Uma aproximação mais precisa se faz utilizando o método Runge-Kutta de quarta ordem, que consiste em resolver em quatro pontos diferentes as derivadas temporais e portanto diminui as chances de diferenças maiores do que a condição de estabilidade para o sistema poderia suportar. Mas este aumento na precisão custa em tempo computacional, portanto para um cálculo de grande precisão, com muitas variáveis e de domínio muito grande se faz necessário a adoção de algum outro método mais preciso, estável e de mais simples iteração para que se poupe tempo computacional.

2.2 Lax-Wendroff Modificado

O método Lax-Wendroff Modificado tem sua origem nos métodos de diferenças finitas para resolução de um sistema de equações diferenciais parciais. Para que seja possível a utilização deste método é necessário aplicar a discretização das equações a serem estudadas. Além das condições de contorno, é preciso conhecer as variáveis do sistema no seu instante inicial, pois estas são necessárias para o cálculo dos próximos instantes de tempo desejados. A discretização do método LWM é feita da maneira descrita a seguir.

Utilizando a equação genérica abaixo, para uma grandeza U:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (F) = S$$

1º passo:

$$U_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}^{t+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4} (U_{i,j}^t + U_{i+1,j}^t + U_{i+1,j+1}^t + U_{i,j+1}^t) \\ - \frac{\Delta t}{2 \Delta x} (F_x^{t_{i+1,j+1}} - F_x^{t_{i+1,j}} - F_x^{t_{i,j+1}} + F_x^{t_{i,j}}) \\ - \frac{\Delta t}{2 \Delta y} (F_y^{t_{i+1,j+1}} + F_y^{t_{i,j+1}} - F_y^{t_{i+1,j}} - F_y^{t_{i,j}})$$

2º passo:

$$U_{i,j}^{t+1} = \frac{-\Delta t}{4 \Delta x} (F_x^{t_{i+1,j}} - F_x^{t_{i-1,j}}) \\ - \frac{\Delta t}{4 \Delta y} (F_y^{t_{i,j+1}} - F_y^{t_{i,j-1}}) \\ - \frac{\Delta t}{4 \Delta y} (F_x^{t_{i,j-1}} - F_x^{t_{i-1,j}} + F_x^{t_{i,j}} + F_x^{t_{i-1,j}}) \\ - \frac{\Delta t}{4 \Delta x} (F_y^{t_{i-1,j}} - F_y^{t_{i-1,j-1}} + F_y^{t_{i,j}} + F_y^{t_{i,j-1}}) \\ + \frac{\Delta t}{8} (S^{t_{i-1,j-1}} + S^{t_{i,j-1}} + D^{t_{i-1,j}} + S^{t_{i,j}})$$

onde: Δt , Δx e Δy são respectivamente o intervalo de tempo, dimensão da grade espacial na direção x e na direção y. Analisando a discretização, vê-se claramente que o método é centrado tanto no espaço quanto no tempo, por utilizar-se dos intervalos $i-1$, i , $i+1$, $j-1$ e $j+1$ para o espaço e do intervalo de t , $t+1/2$, $t+1$ para o tempo. Por se tratar de um método centrado no tempo e espaço, ele é mais preciso ($O(\Delta x^2, \Delta t^2)$). O método utiliza-se das variáveis no seu primeiro instante de tempo e evolui esta malha até o instante de tempo desejado, por isso o conhecimento do instante inicial é imprescindível para a solução do problema. A utilização de dois passos se faz necessária para que haja uma centralização do tempo, isto é, no primeiro passo é criada uma nova malha em um instante de tempo intermediário àquele que queremos encontrar (Figura 2.3).

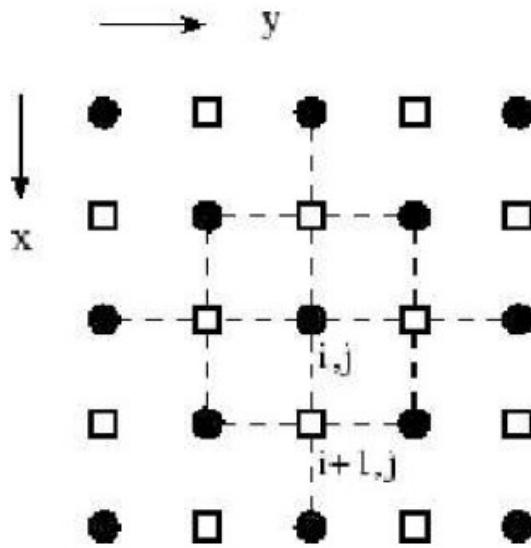


FIGURA 2.3: Primeiro passo em uma malha bidimensional ($\bullet = t_n$, $\square = t_{n+1/2}$).

Depois de criada esta nova malha no instante $t+1/2$, utilizamos o segundo passo para iterar o instante t anterior com esse novo instante de tempo e assim centrando o tempo (Figura 2.4). Centrar o tempo, ou qualquer outra grandeza, consiste em dizer que para o cálculo de um instante de tempo, t_{n+1} , fazemos uso do instante anterior, t_n e de um instante intermediário, $t_{n+1/2}$.

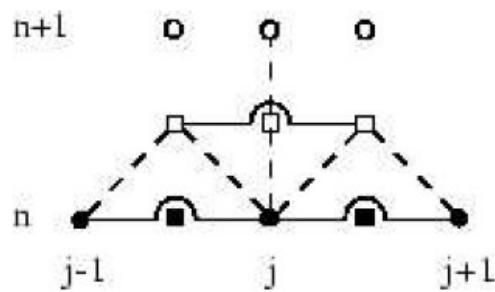


FIGURA 2.4: Segundo passo em uma malha unidimensional.

Resolvido este segundo passo o sistema terá evoluído de Δt em relação ao instante anterior, esses passos são repetidos várias vezes até que se atinja o instante de tempo escolhido.

2.2.1 Condição de Courant-Friedrich-Lévy

A condição de Courant-Friedrich-Lévy, mais conhecida como condição de Courant determina que para uma dada dimensão da célula da grade, o intervalo de tempo não pode ser superior a uma quantidade a ser inferida (Fortuna, 2000). Esta condição pode ser comparada à condição do cone de luz, onde o intervalo de tempo tem que permanecer pequeno o suficiente para que a informação tenha tempo suficiente para propagar pela dimensão analisada. A equação de Courant unidimensional é:

$$C = v \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1$$

onde: C é o número de Courant, Δt é o intervalo de tempo e Δx é a dimensão da célula.

No caso do método LWM, o número de Courant deve permanecer próximo de 1. Se o número de Courant for diferente de 1 a solução encontrada não será a solução exata do sistema, mas alguma próxima a essa.

2.2.2 Exemplo Prático: Choque em um tubo (1D)

Utilizaremos um exemplo simples de um choque em um tubo de uma dimensão Wang (1999), que demonstra o funcionamento do método LWM. O exemplo escolhido foi o de um choque em um tubo, analisado unidimensionalmente. Este exemplo foi escolhido pelo fato de possuir solução analítica, sendo fácil a sua comparação com a solução numérica. O problema de um choque em um tubo estuda a propagação de ondas de choque em um tubo de uma única dimensão. Não existem partículas carregadas eletricamente, portanto não é necessário considerar o campo magnético e o campo elétrico. Utilizaremos somente as equações referentes à dinâmica do gás.

O movimento dinâmico do gás em um tubo é descrito pelas equações abaixo:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial t} + \gamma \frac{\partial(Pu)}{\partial x} + \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} &= 0\end{aligned}$$

onde: ρ é a densidade, u é a velocidade, P é a pressão, γ é a razão dos calores específicos.

As condições de contorno são fixas $f(x_b, t) = f(x_b, 0)$ (onde f representa qualquer variável do sistema), isto é, admitimos que o choque não atingirá a borda do nosso sistema (0 e x_b) e portanto não haverá alteração nas bordas. Inicialmente o tubo tem duas regiões bem distintas, com diferentes valores para a pressão e a densidade e supomos que não há movimento no instante inicial $t=0$. Após 20 segundos de iteração verificou-se que o sistema comportou-se como o esperado (Figura 2.5).

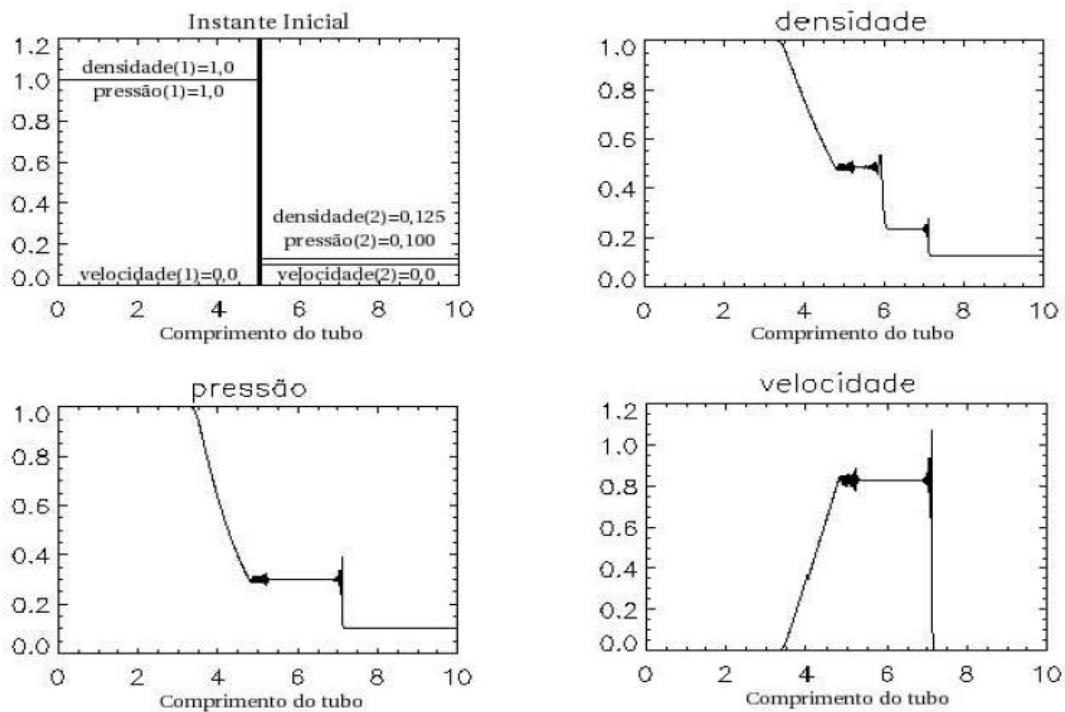


FIGURA 2.5: Instante inicial e após 20 segundos da simulação de um choque em um tubo
(todos os valores são admensionais).

CAPITULO 3

MODELO NUMÉRICO BIDIMENSIONAL DA EMC

A proposta deste trabalho é criar um código computacional capaz de resolver as equações HD, utilizando como condição inicial parâmetros do vento solar, onde uma perturbação é gerada próxima ao Sol. A escolha por um código HD ao invés de MHD é justificada pelo fato de se tratar de uma primeira aproximação do problema, portanto mais simples. O outro fato é a possibilidade de recriar quase que completamente o sistema desejado apenas levando-se em consideração a parte hidrodinâmica do sistema. A justificativa para o modelo não incluir os efeitos magnéticos se baseia no fato que a pressão magnética é importante nas proximidades do Sol e como a grade criada começa a $2 R_\odot$ de distância do Sol, a pressão magnética é bem menor do que a pressão cinética do plasma, portanto o parâmetro β é 2.0 para o vento rápido e 4.0 para o vento lento (Odstrčil e Pizzo, 1999a).

O primeiro passo da criação do código foi a definição da linguagem de programação do modelo a ser utilizada. A linguagem escolhida para servir de base para a construção do modelo numérico foi o *Interactive Data Language* (IDL). Na discussão anterior sobre modelos numéricos, salientamos que sua solução depende das condições de contorno e do valor dos parâmetros iniciais escolhidos.

3.1 As Equações Hidrodinâmicas

Para desenvolver o código, primeiramente foi feito um estudo acerca dos modelos já criados nessa área ou que fizessem uso desta mesma teoria. Dois métodos de solução foram levados em consideração, o método intitulado *Smooth Particle Hydrodynamics* (SPH - Hidrodinâmica média das partículas) (Price e Monaghan, 2004) e o método intitulado Lax-Wendroff Modificado (LWM). Estes dois métodos foram analisados e o método escolhido foi o método LWM, por ser mais fácil de ser controlado permitindo introduzir novas condições, parâmetros ou até mesmo modificar o código ou implementar

novas ferramentas. Este método possui uma boa precisão, tanto espacial quanto temporal e alta estabilidade.

Foi desenvolvido um programa para resolver as equações HD abaixo, mas agora com derivadas parciais no tempo e espaço, e bidimensional em coordenadas cartesianas, isto é, considerando variações em x e em y.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \vec{F}_g \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{u} \cdot (\nabla P) = -\gamma P (\nabla \cdot \vec{u}) \quad (2.3)$$

$$P = 2 n k_b T \quad (3.4)$$

onde as grandezas são análogas às grandezas da teoria MHD discutidas na seção 1.5.

Para evitar grandes discrepâncias entre as ordens de grandeza das quantidades físicas envolvidas, se faz necessário a normalização das variáveis do sistema de equações. A normalização utilizada foi a seguinte:

$$R = \frac{\rho}{\rho_0}; V_x = \frac{u_x}{V_m}; V_y = \frac{u_y}{V_m}; W = \frac{P}{\rho_0 V_m^2}; \tau = \frac{t V_m}{R_M}; X = \frac{x}{R_M}; Y = \frac{y}{R_m}$$

onde: $R; V_x; V_y; W; \tau; X e Y$ são as variáveis normalizadas e adimensionais e $\rho_0; V_m e R_m$ são os fatores de normalização (densidade, velocidade e distância, respectivamente).

Os valores escolhidos para a normalização da velocidade, densidade e distância, são $V_m = 4,5 \times 10^5$ m/s, $\rho_0 = 1 \times 10^{-19}$ kg/m³ e $R_m = 6,9 \times 10^8$ m, respectivamente. Onde V_m é a velocidade média do vento solar próximo à órbita da Terra, ρ_0 é a densidade média

dos valores encontrados para o vento solar utilizando o método Runge-Kutta e R_m é o raio solar.

Para aplicação do método Lax-Wendroff Modificado as equações foram descritas da seguinte maneira:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F} = S$$

em coordenadas cartesianas:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} = S$$

Assim temos: para a equação (3.1) $F_x = \rho \cdot v_x$ e $F_y = \rho \cdot v_y$, equação (3.2), somente na direção x , $F_x = \rho \cdot v_x^2 + P$, $F_y = \rho \cdot v_x \cdot v_y$ e $S = \rho \cdot F_{gx}$, equação (3.2), somente na direção y , $F_x = \rho \cdot v_x \cdot v_y$, $F_y = \rho \cdot v_y^2 + P$ e $S = \rho \cdot F_{gy}$ e equação (3.3)

$$F_x = v_x \left(\frac{\gamma \cdot P}{(\gamma - 1)} + \frac{\rho v^2}{2} \right), \quad F_y = v_y \left(\frac{\gamma \cdot P}{(\gamma - 1)} + \frac{\rho v^2}{2} \right) \text{ e } S = \rho \cdot (v_x \cdot f_{gx} + v_y \cdot f_{gy}).$$

O próximo passo é a discretização das equações, isto é, descrever as equações por coordenadas para que seja possível encontrar e manipular os valores dentro da grade computacional. A discretização utilizada pode ser acompanhada abaixo.

3.2 Discretização das Equações

Foi criado um programa baseado no método LWM; conhecendo-se o valor das variáveis no instante inicial, calcula os vetores F_x , F_y e S para cada variável U . Onde U representa qualquer uma das variáveis: velocidade na direção x , velocidade na direção y , densidade e pressão. Estes vetores, são iterados utilizando-se as equações acima e

então descritos em uma nova grade, agora com metade do intervalo de tempo, escolhido para ser o passo temporal do sistema. Agora com estes novos dados iterados na metade do intervalo de tempo do sistema e centralizado na grade espacial, repete-se o passo de cálculo dos vetores base F_x , F_y e S e o sistema é iterado novamente, agora com os novos dados gerados e encontra-se o instante posterior, t_{n+1} (Figuras 2.3 e 2.4).

3.3 Condição inicial: O vento solar

Antes de iniciar a simulação da EMC é necessário preencher a grade bidimensional, que representa o meio interplanetário, com a condição inicial. Como condição inicial de nosso modelo, foi usada a solução estacionária do vento solar que permeia todo o espaço interplanetário.

Para que fosse possível a determinação do meio interplanetário, foi criado um programa baseado no método de resolução intitulado Runge-Kutta para a solução das equações citadas acima (teoria HD). Desta maneira foi obtida uma solução estacionária e unidimensional (Parker, 1958) a qual é muito utilizada para descrever o vento solar em seu estado estacionário. A Figura 3.1 mostra a solução da velocidade do vento solar isotérmico em função da distância radial ao Sol. Cada curva da Figura 3.1 representa uma solução para diferentes temperaturas.

Vento solar segundo modelo de Parker

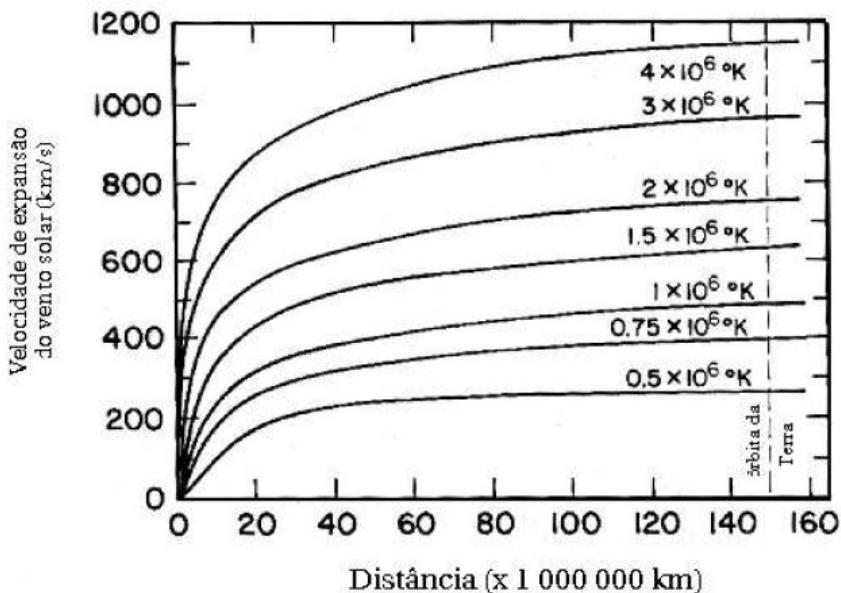


FIGURA 3.1: Vento solar em função da distância radial ao Sol segundo o modelo de Parker (1958), para diferentes temperaturas.

As soluções radiais das equações HD para a densidade, pressão e velocidade do vento solar para uma temperatura de 2×10^6 K estão graficadas na Figura 3.2.

Para a criação da grade bidimensional, primeiramente é necessário estipular um tamanho desejado para as coordenadas x e y e também qual será a resolução espacial desejada para cada célula da grade. O próximo passo consiste em interpolar a solução radial da densidade, pressão e velocidade (obtidas pelo método Runge-Kutta, Figura 3.2) para cada ponto da grade bidimensional, Figura 3.3. Como a transformação do vetor para a matriz faz com que várias células vizinhas tenham valores idênticos, os pontos do vetor foram interpolados a partir dos dois próximos pontos vizinhos a este (Figura 3.4).

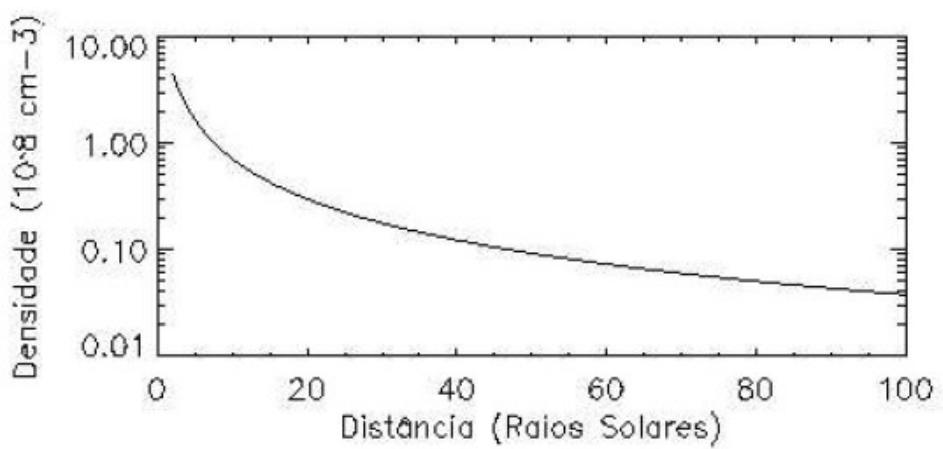
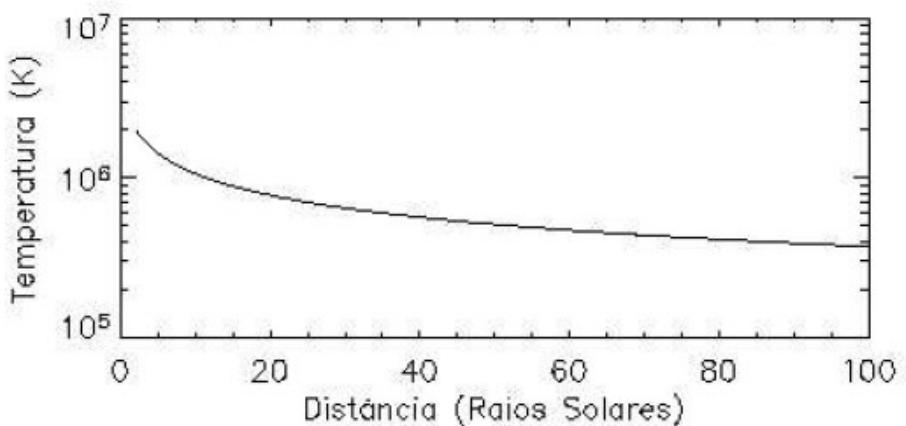
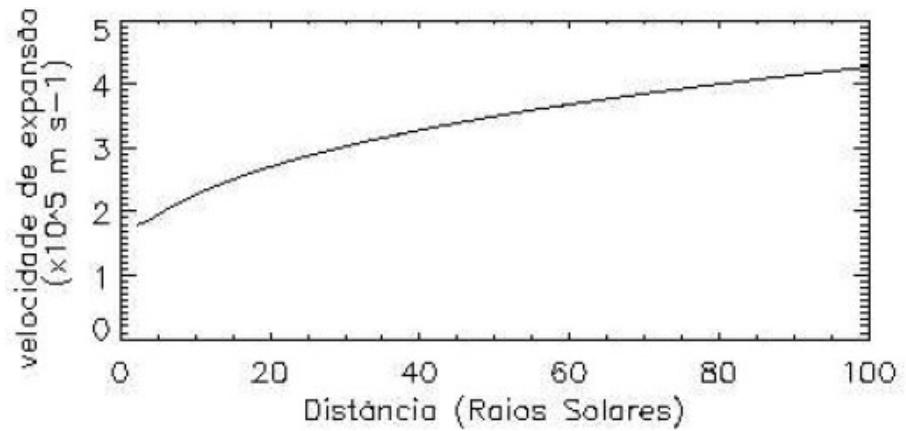


FIGURA 3.2: Solução 1D das equações HD para um vento solar com velocidade média 400 km/s e temperatura inicial de 3.5×10^6 K.

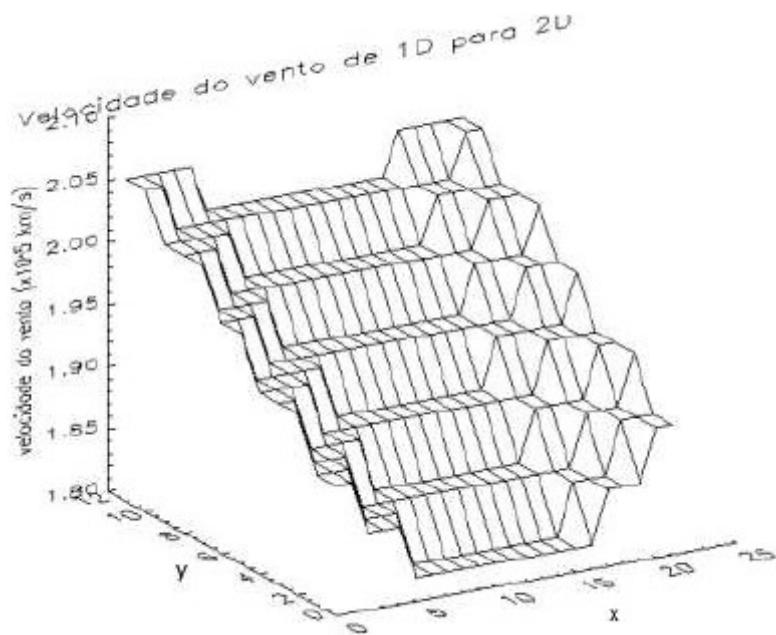


FIGURA 3.3: Parte da grade que foi preenchida sem que os valores unidimensionais fossem interpolados.

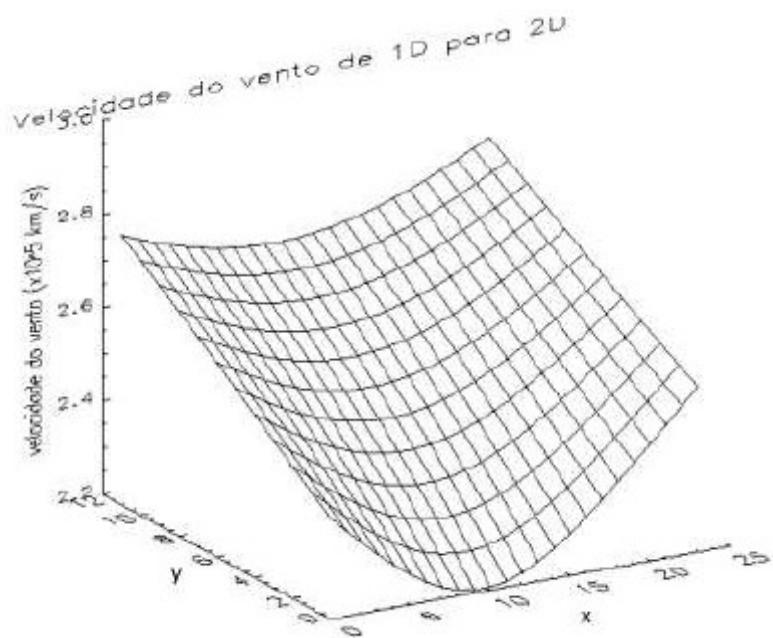


FIGURA 3.4: Parte da grade que foi preenchida com os valores unidimensionais interpolados.

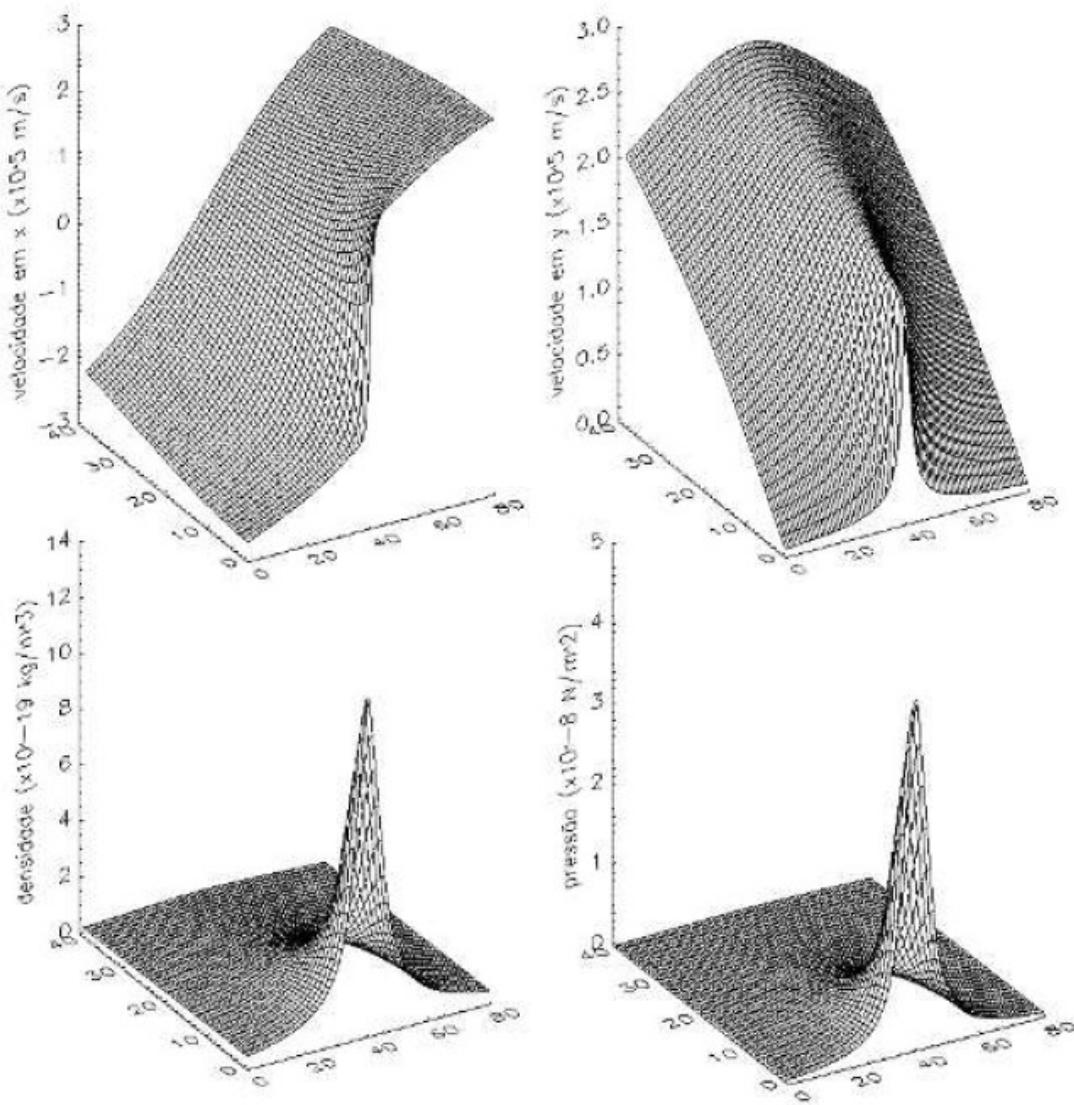


FIGURA 3.5: Solução do vento solar utilizada como ambiente (velocidade média do vento de 230 km/s e temperatura de 2×10^6 K).

Devido ao fato desta solução ser aproximada, se faz necessário iterar a grade bidimensional resultante a fim de encontrar a solução da mesma agora utilizando o método LWM para o sistema de equações diferenciais parciais, no espaço cartesiano. A solução final representa a distribuição bidimensional da densidade, pressão e os componentes x e y da velocidade do vento solar, como podem ser vistas na Figura 3.5.

3.4 Condições de contorno

Existem vários tipos de condições de contorno. A condição que deve ser adotada depende do sistema o qual se deseja recriar. As condições de contorno podem ser: fixa, periódica ou livre. A fixa consiste em atribuir um valor para a borda e repetir este mesmo valor durante todas as iterações. A periódica é a condição a qual as bordas têm os mesmos valores da borda vizinha paralela. Por último, a condição livre não impõe valores na borda. Os valores da borda são iguais aos valores do primeiro ponto antes ou depois da borda dependendo se esta está no fim ou no começo da grade, respectivamente. No modelo da EMC optamos pela condição de contorno fixa na borda inferior em x do sistema e utilizar a condição de contorno livre nas outras bordas (Figura 3.6).

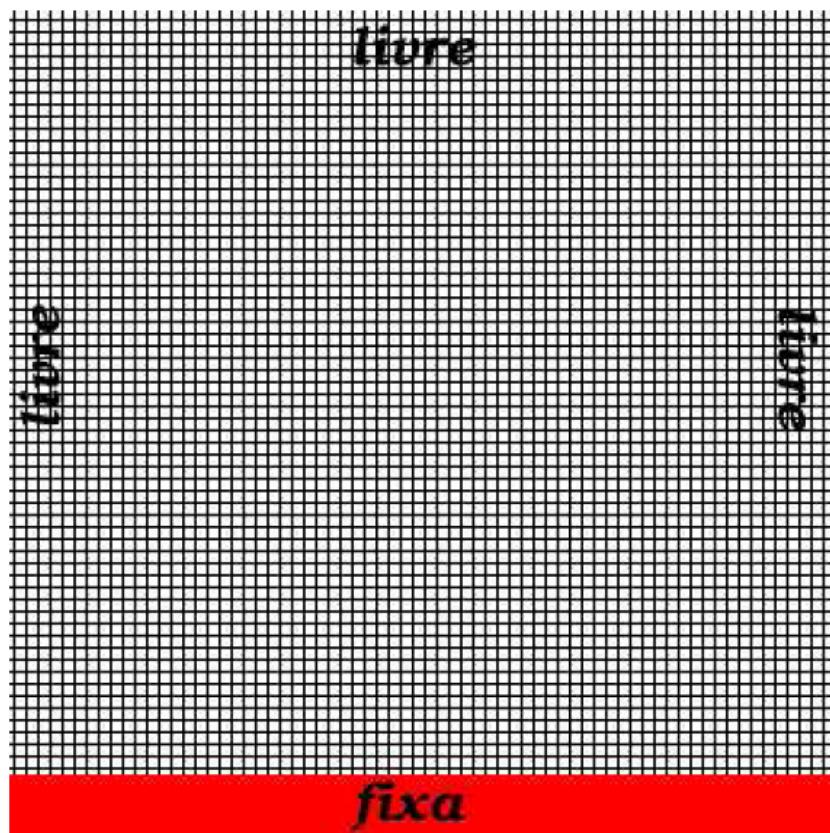


FIGURA 3.6: Esquema das bordas utilizadas no modelo EMC.

CAPITULO 4

RESULTADOS

4.1 Simulação

A simulação da EMC no sistema foi feita através de um pulso de densidade e temperatura para criar uma região em desequilíbrio com o ambiente estacionário (Odstrčil e Pizzo (1999a) e Odstrčil e Pizzo (1999b), GonzálezEsparza et al. (2003b)). O pulso tem a dimensão de uma bolha de $1 R_\odot$ de raio. As grades utilizadas no sistema possuem as dimensões $80 \times 40 R_\odot$ e $160 \times 250 R_\odot$ com uma resolução de $0.5 R_\odot$ e $1 R_\odot$, respectivamente. Na grade menor, o pulso foi colocado na posição central da grade em x e a $3 R_\odot$ de distância do Sol. Este pulso consiste de um quadrado com lado de 2 células que mantém o valor do pulso por um tempo determinado (Figura 4.1). O sistema de equações HD foi resolvido utilizando o método LWM na grade que contém o pulso e iterado no tempo e espaço (Figura 4.2). Para a grade maior o procedimento foi análogo. Primeiro foi introduzido um pulso, na mesma posição relativa da grade menor e o sistema foi iterado utilizando o método LWM. Porém neste caso dado a resolução da grade, o pulso consiste de apenas uma célula.

4.2 Análise das simulações

A partir das distribuições bidimensionais das variáveis físicas obtidas da simulação de EMCs, principalmente a evolução da distribuição de densidade, foram estimadas as seguintes características da EMC: velocidade de propagação, expansão radial, ângulo de abertura, tempo e velocidade de chegada da frente em 1UA. Para a determinação destas propriedades foram criados métodos de análise dos dados de forma a comparar com os dados do LASCO. Com a intenção de criar um método automático procurou-se padrões que pudessem identificar as estruturas desejadas.

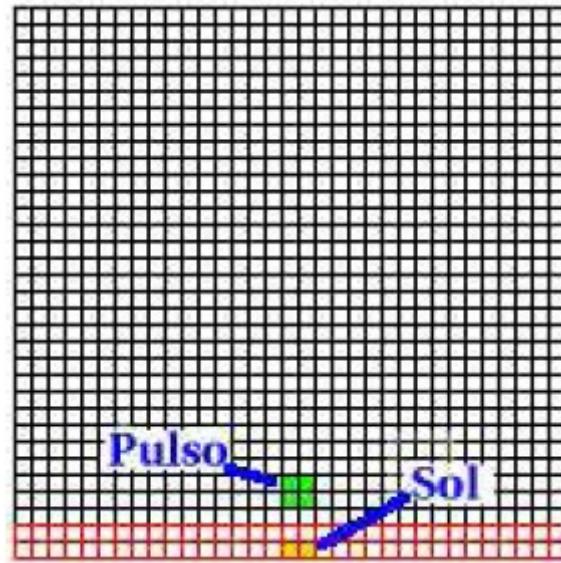


FIGURA 4.1: Esquema do pulso na grade de $80 \times 40 R_\odot$ (a região vermelha não esta representada no sistema).

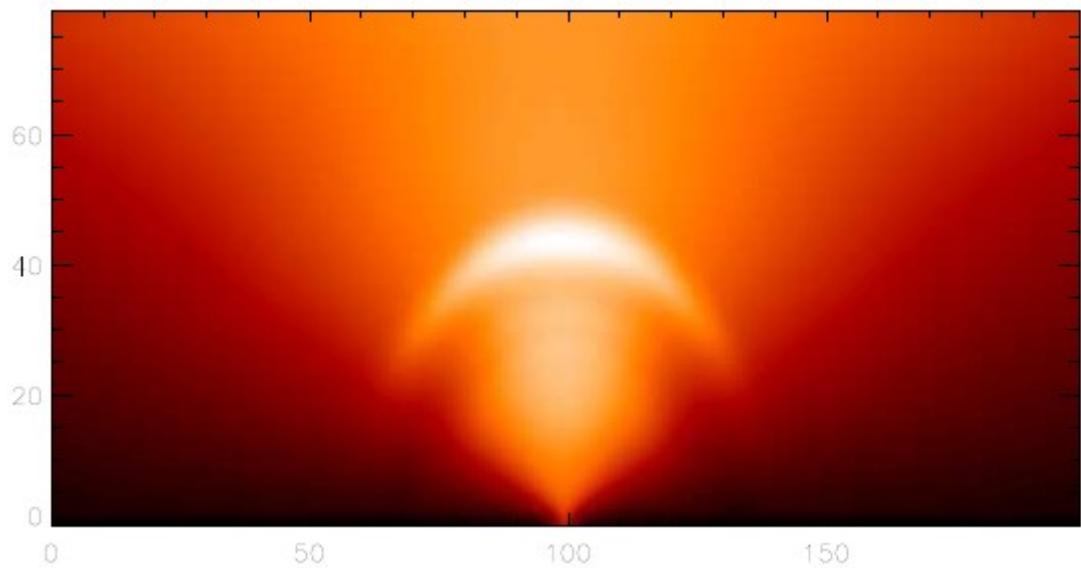


FIGURA 4.2: Exemplo do resultado da iteração do pulso na grade de $80 \times 40 R_\odot$, para a velocidade na direção y .

4.2.1 Velocidades de propagação das EMCs

Para o cálculo da velocidade de propagação da EMC é necessário especificar um ponto na estrutura, o qual será acompanhado ao longo da sua evolução. Para melhor identificar a EMC, subtrai-se da distribuição de densidade a grade de densidade inicial, isto é, do vento solar. A definição deste ponto é feita a partir de um corte vertical centrado exatamente na metade do eixo x da distribuição subtraída de densidade (Figura 4.3, corte EE), o perfil de densidade deste corte é mostrado na Figura 4.4. Visto que a morfologia das EMCs consiste em um arco brilhante que sempre aparece a frente de uma cavidade, a área para a procura do ponto de máximo (arco brilhante) foi restringida para a área exatamente a frente do ponto de mínimo, pois a morfologia das EMCs prevê que este arco brilhante é seguido por uma cavidade (Figura 4.4).

A partir da posição do ponto de máximo que caracteriza o arco brilhante da EMC, calculou-se a largura a meia potência deste arco (linhas a e b da Figura 4.4) e o ponto médio entre a e b foi definido como o ponto fixo (identificado pelo asterisco na Figura 4.5) de cada imagem que guarda a informação do movimento da EMC pelo meio interplanetário, da mesma maneira como é feito com os dados do LASCO. A partir destes pontos selecionados, determinam-se a velocidade de propagação das EMCs pelo meio interplanetário (Figura 4.5). A velocidade do sistema é encontrada ajustando uma reta aos pontos salvos da posição da frente (arco brilhante da EMC).

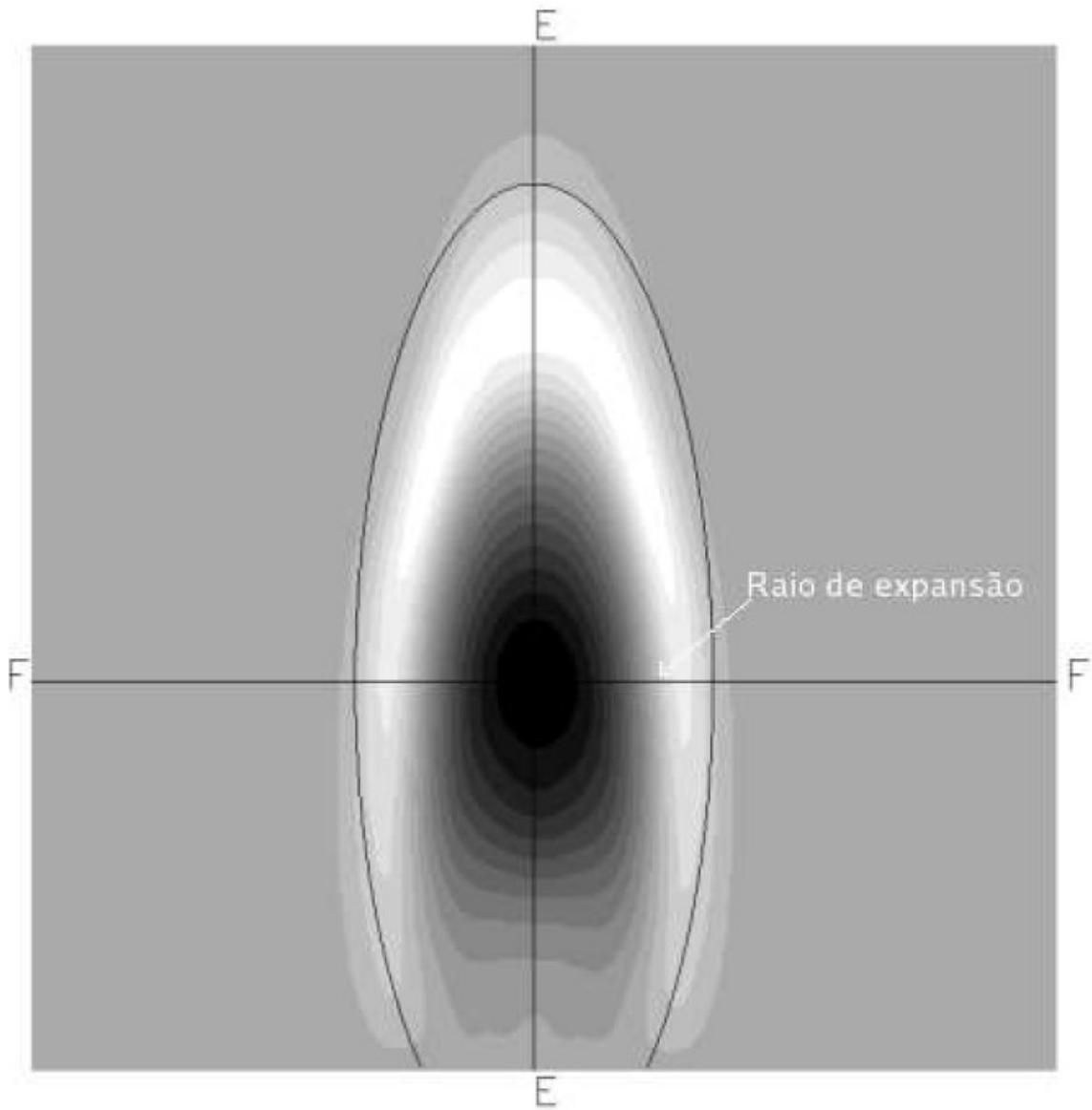


FIGURA 4.3: Posição dos cortes na grade bidimensional de densidade após a subtração da distribuição inicial de densidade.

4.2.2 Expansão da EMC

Outra característica da EMC a ser mensurada é a sua expansão, isto é como aquela bolha inicial se comporta expandindo-se no meio interplanetário, tanto na direção paralela quanto perpendicular a sua velocidade de propagação (expansão radial e lateral). A partir dos pontos a e b mostrados na figura 4.4, pode-se determinar a expansão da frente na direção paralela à sua propagação, acompanhando sua evolução no tempo.

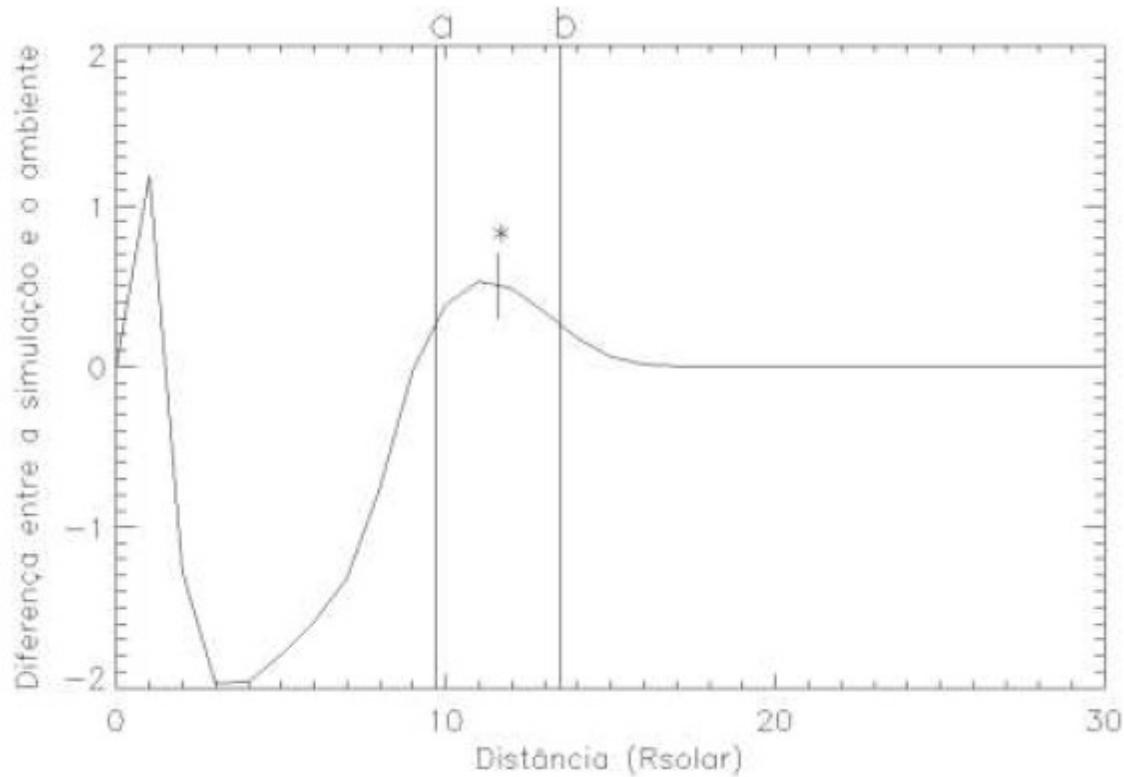


FIGURA 4.4: Corte perpendicular no centro da grade de densidade, menos a densidade do vento solar (ou ambiente).

Podemos representar esta expansão pela Figura 4.7. Utilizando-se os pontos encontrados no cálculo da velocidade do sistema, ajusta-se uma elipse em torno da EMC (Figura 4.3). O cálculo da posição do arco é medido ao longo do corte FF (cujo perfil é mostrado na Figura 4.4 - indicado pela letra b). A expansão lateral é medida a partir de um corte feito na altura da coordenada central da cavidade (Figura 4.3 - corte FF).

O ângulo de abertura φ é calculado ajustando-se uma reta aos pontos externos ao longo do corte FF da elipse, conforme mostrado nas Figuras 4.6 e 4.7.

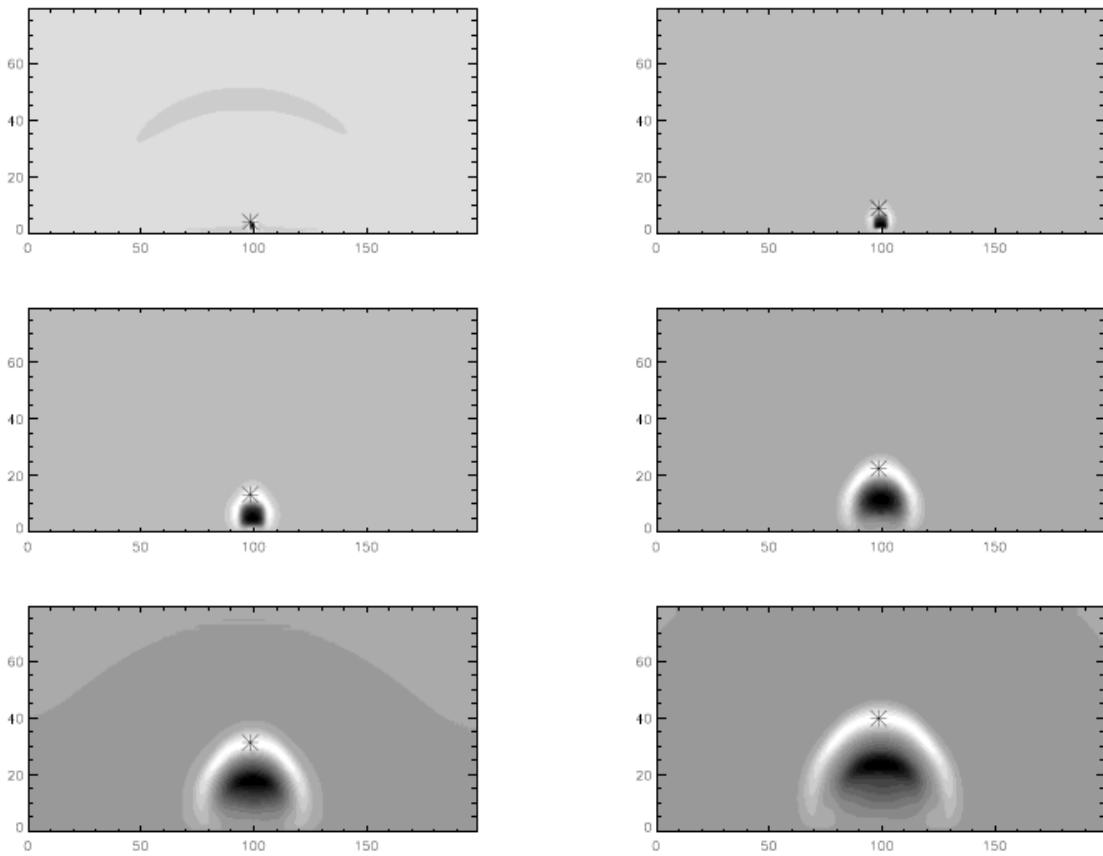


FIGURA 4.5: Posição do arco brilhante da EMC sendo localizado a cada intervalo de tempo, para um pulso com temperatura de 2×10^6 K, indicada pelo asterisco.

4.3 Grade 80x40 R_\odot

Um pulso em temperatura é inserido por um curto intervalo de tempo, nas proximidades do Sol. Em se tratando de um sistema HD e com uma contrapartida observational conhecida, é fácil analisar quando o sistema, aparentemente, não está de acordo com que se prevê ou é observado. Analisando os resultados dos testes foram escolhidas duas temperaturas (2 e 6×10^6 K) características para o sistema que se mostravam muito estáveis à condição de Courant. Para a primeira análise, foram gerados ambientes (vento solar característico de período de mínimo solar, da ordem de 250 km/s) em grades de $80 \times 40 R_\odot$, com resolução espacial $\Delta x = \Delta y = 5 R_\odot$ (Figuras 4.8 e 4.9).

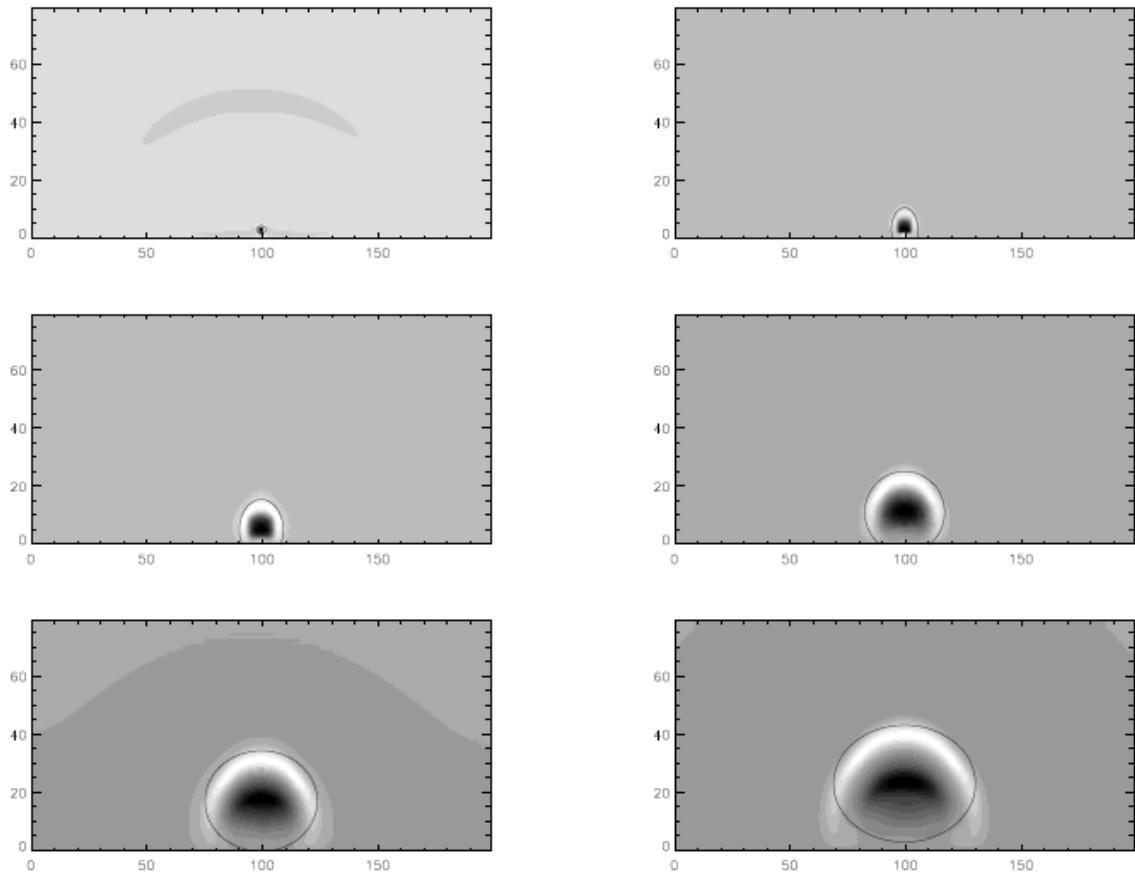


FIGURA 4.6: Elipse ajustada em torno da EMC, para um pulso com temperatura de 2×10^6 K.

O tamanho da grade é praticamente igual ao instrumento C3 do coronógrafo LASCO (Figura 4.10). Esta grade foi colocada no sistema e iterada com um $\Delta t = 0,05$, que representa 1,28 minutos. Esta grade foi iterada por 24 horas, aproximadamente 1.200 iterações. Nesta grade 2D foi adicionado um pulso com a duração variada, simulando uma EMC. Foram gerados pulsos com os seguintes parâmetros: $T = 2 \times 10^6$ K, $T = 6 \times 10^6$ K, $\rho = 2 \times 10^{-19}$ kg/m³, $\rho = 4 \times 10^{-19}$ kg/m³, $\rho = 6 \times 10^{-19}$ kg/m³ e $\rho = 8 \times 10^{-19}$ kg/m³.

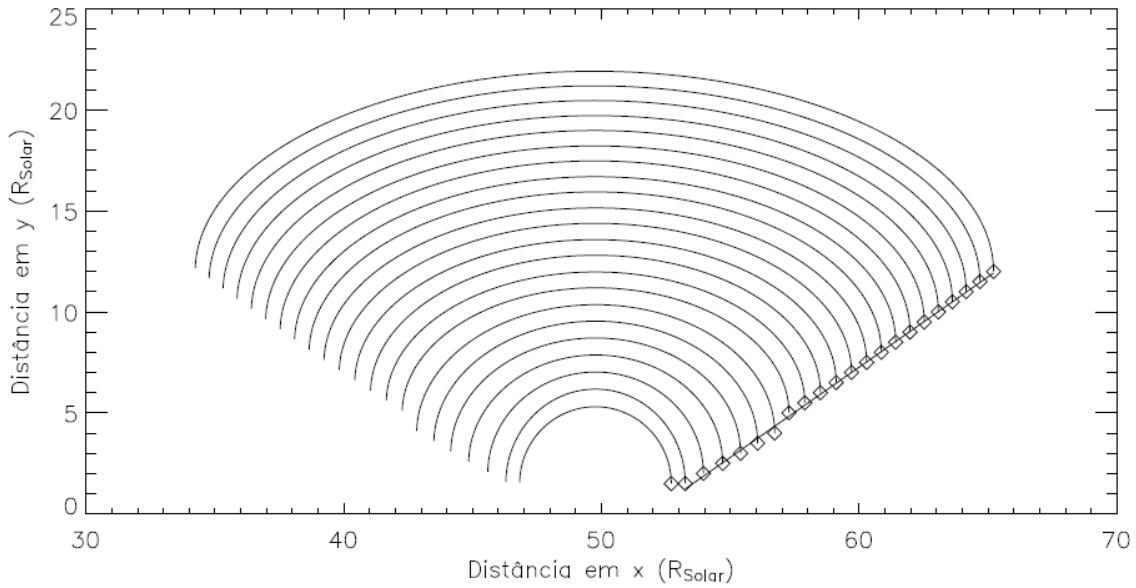


FIGURA 4.7: Expansão lateral da EMC, pulso de temperatura de 2×10^6 K e velocidade do vento solar ambiente de 230 km/s.

A primeira análise feita nos dados desta grade foi com relação à morfologia da EMC. Analisando a morfologia das EMCs simuladas e das EMCs observadas no limbo solar pelo satélite LASCO, percebemos que há uma grande correlação na estruturas das EMCs (Figura 4.11): frente brilhante semi-circular acompanhada de uma cavidade onde a densidade é diminuída.

As estruturas básicas da EMC, arco brilhante e cavidade podem ser observadas na simulação. O cálculo da velocidade de propagação da EMC pode ser visualizado na Figura 4.12, para $T = 2 \times 10^6$ K.

O passo seguinte foi gerar um pulso constante com duração variando de 1,28 a 60 minutos, a fim de simular a injeção de matéria no meio durante um certo período de tempo (Odstrčil e Pizzo (1999a) e Odstrčil e Pizzo (1999b)).

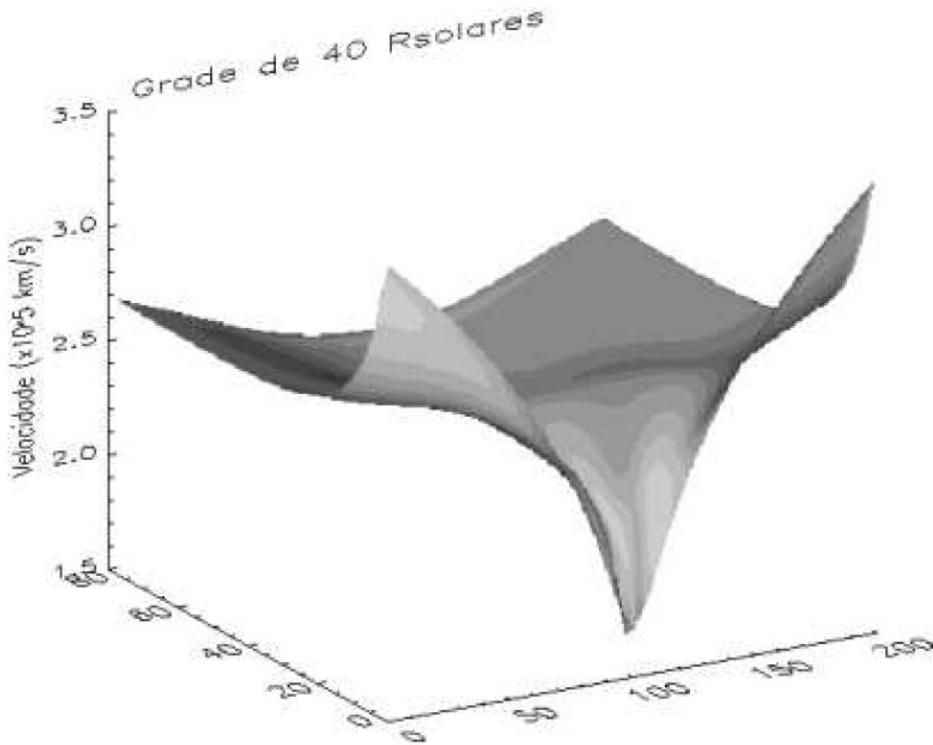


FIGURA 4.8: Valores de velocidade na direção y para a grade de 40×80 R_\odot , representando um vento solar com valor médio de 230 km/s.

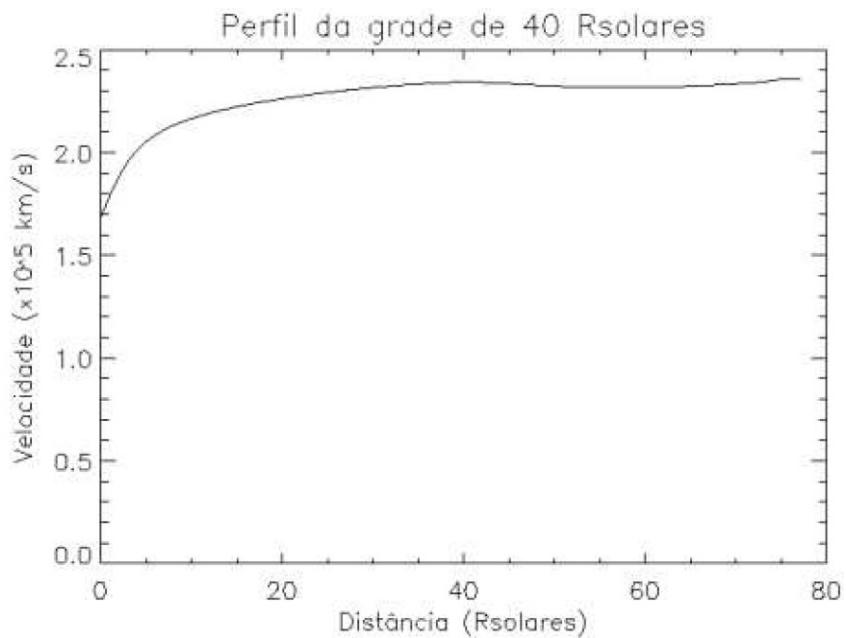


FIGURA 4.9: Perfil central da velocidade da grade 40×80 R_\odot .

Com esta variação é possível encontrar o intervalo tempo necessário para a injeção de

matéria da coroa e ter uma bolha com massa similar a uma EMC. Os resultados para a velocidade de propagação para diferentes durações do pulso de EMC, a uma temperatura constante de 2×10^6 K, desta evolução estão descritos na Tabela 4.1.

Estes resultados indicam que para uma duração maior do pulso que representa uma maior injeção de matéria, a velocidade de saída da EMC é maior. Como ponto de partida para as simulações que serão apresentadas a seguir, o tempo de duração escolhido para o pulso foi de 60 minutos. Esta duração foi escolhida para que a massa da ejeção fosse superior a 10^{11} kg para os valores escolhidos de densidade do pulso.

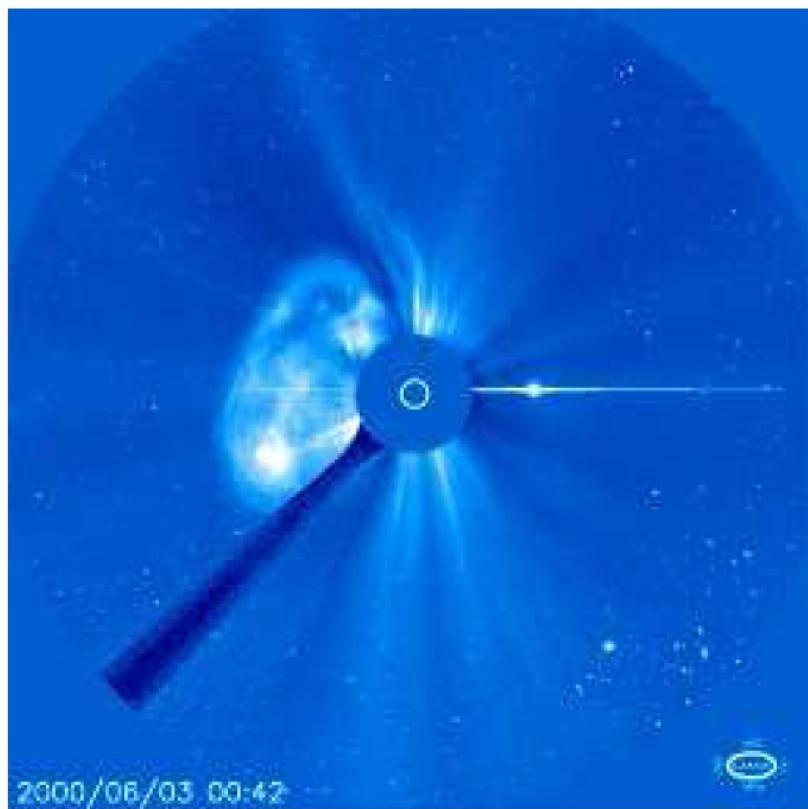


FIGURA 4.10: Imagem do LASCO (C3).

As velocidades de propagação das EMCs listadas na Tabela 4.1, e calculadas a partir do ajuste linear da posição da frente da EMC, estão de acordo com as observações (Gopalswamy et al., 2001), levando-se em conta o fato de que a grade ambiente (vento

solar) simulada no sistema é para um período de mínimo solar e representa o plano equatorial solar, mais conhecido como *Slow Streamer Belt* (Odstrčil e Pizzo (1999a) e Odstrčil e Pizzo (1999b)). Nesta região espera-se encontrar apenas EMCs de baixa velocidade, já que a região simulada na grade ambiente corresponde a uma região com densidades altas, comparadas com as densidades do equador, e por isso as EMCs são desaceleradas quando encontram esta região de maior densidade. Uma característica importante é que a maior parte do tempo da simulação, a velocidade de propagação da EMC permanece praticamente constante concordando com o que é observado pelo instrumento LASCO a bordo do satélite SOHO.

Os dados das EMCs foram obtidos a partir da variação dos parâmetros do pulso inserido no sistema a fim de simular um desequilíbrio local que dá origem a este evento. Os valores das grandezas utilizadas para a simulação correspondem praticamente ao dobro dos valores das mesmas grandezas encontradas no ambiente do sistema, i.e., o vento solar no local de saída da EMC com velocidade de 225 km/s, densidade de 11×10^{-19} kg/m³ e temperatura de 7×10^5 K. As características das EMCs simuladas utilizando este método estão na Tabela 4.2 e Figura 4.14.

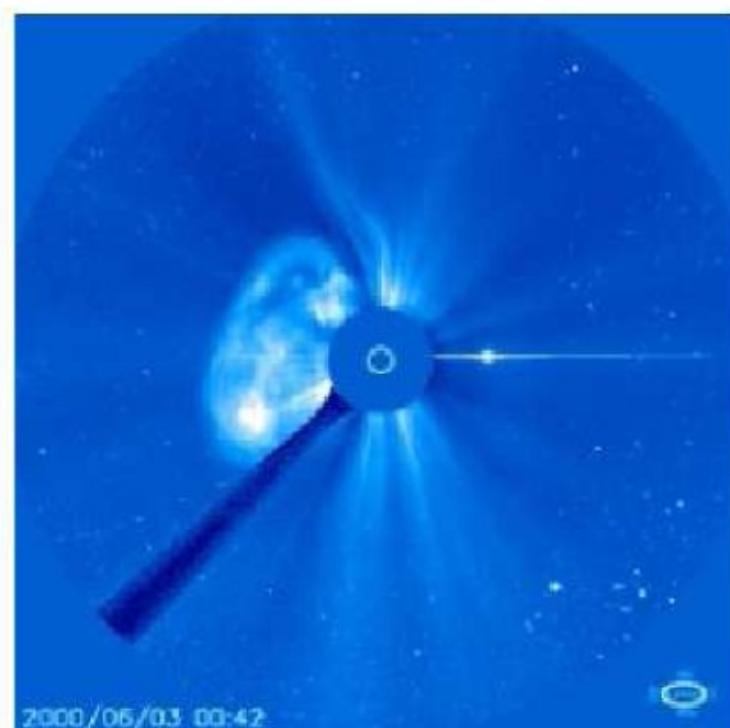
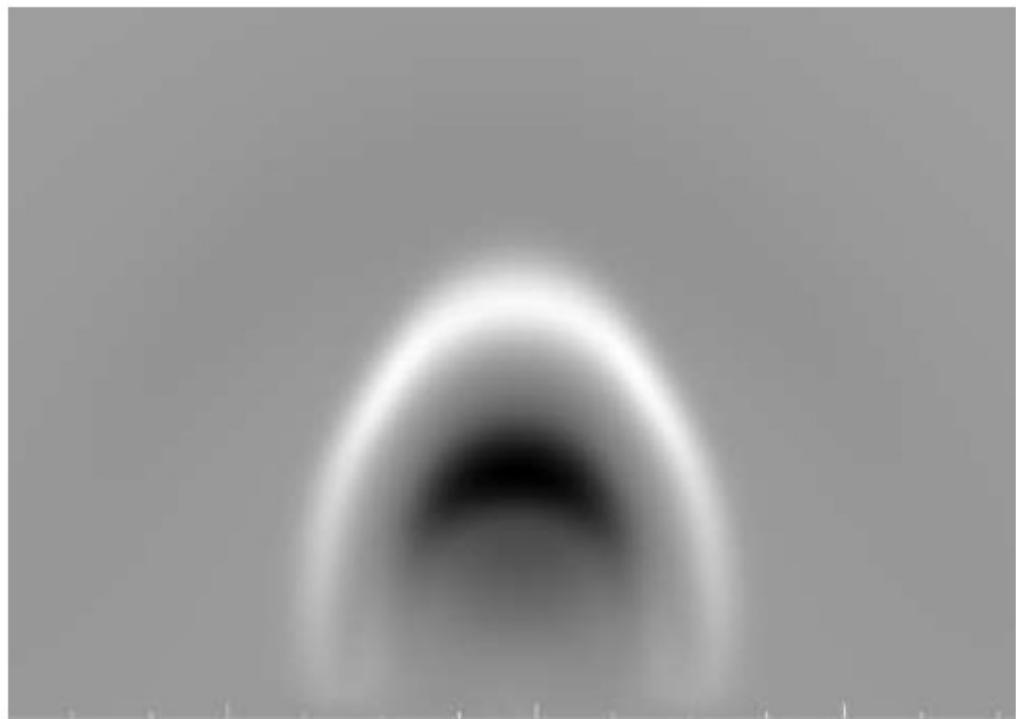


FIGURA 4.11: Comparação da morfologia da EMC simulada com uma EMC observada pelo LASCO.

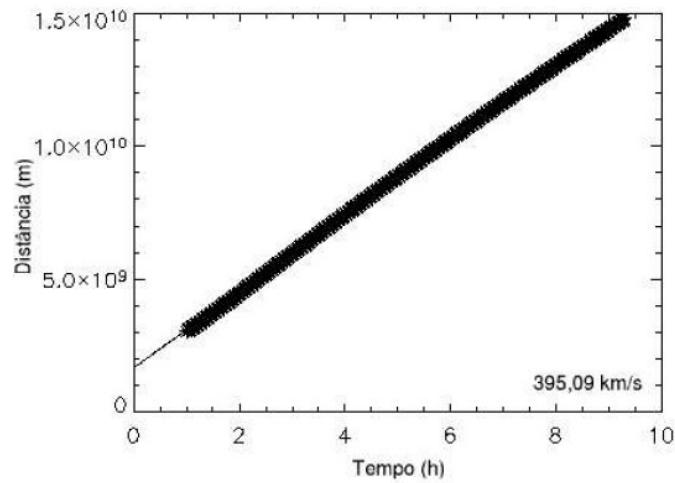


FIGURA 4.12: Determinação da velocidade de propagação. (temperatura do pulso 2×10^6 K e vento solar ambiente de 230 km/s).

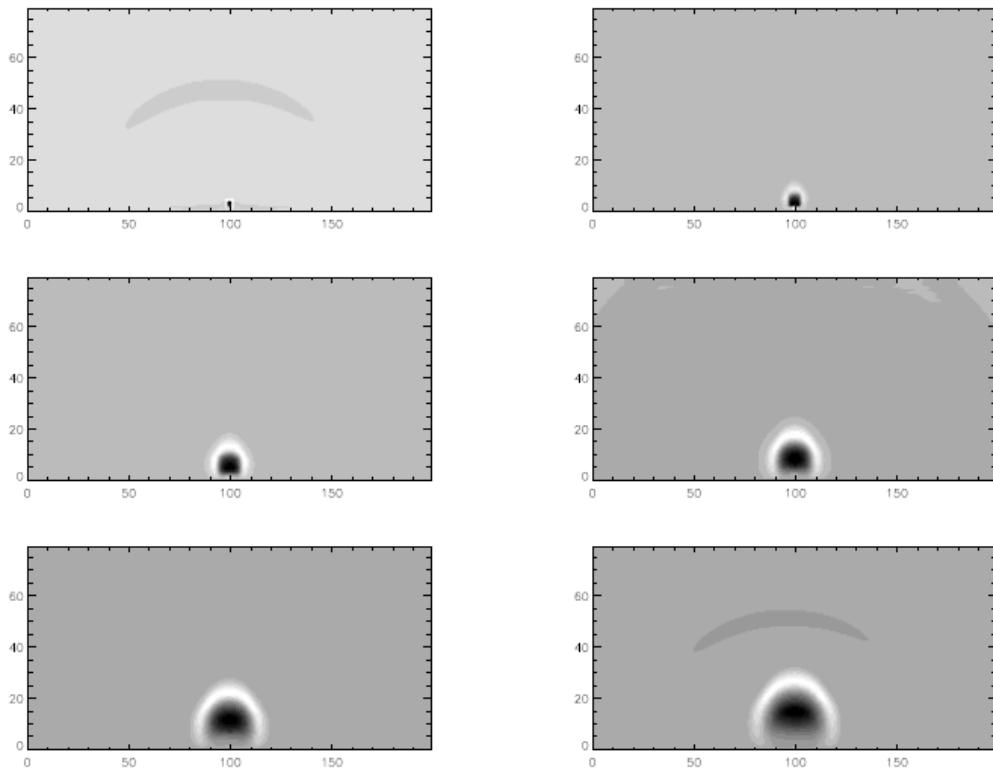


FIGURA 4.13: Resultados de simulação, para uma EMC com pulsos iniciais caracterizados por: temperatura do pulso de 2×10^6 K e tempo de duração do pulso de 1 hora (o intervalo entre imagens é de 1 hora).

Nota-se que à medida que se aumenta a temperatura de saída do pulso, esta reflete em aumento da velocidade da EMC. Quando se aumenta a densidade de saída da EMC esta também reflete em aumento de velocidade. As EMCs simuladas têm velocidades comparáveis às velocidades mensuradas utilizando as imagens obtidas pelo coronógrafo LASCO a bordo do satélite SOHO (Gopalswamy et al., 2001).

TABELA 4.1: Velocidade de propagação das EMCs para várias durações do pulso inicial, durante época de mínimo solar e considerando propagação no plano equatorial solar.

Duração do pulso (min)	Velocidade da EMC (km s ⁻¹)
1,27778	348,2±0,5
13,178	358,3±0,4
19,167	364,8±0,7
25,556	370,9±0,4
32,345	376,8±1,1
38,334	382,4±0,5
45,123	387,9±0,1
51,112	393,1±0,6
60,057	400,1±1,0

As mesmas simulações foram também analisadas quanto à expansão lateral da EMC. Foram escolhidos como ponto para a comparação o eixo horizontal da elipse em cada intervalo de tempo e estes pontos foram utilizados para estabelecer o ângulo de abertura com que se dá a expansão da EMC (Figura 4.15). Nota-se claramente na Figura 4.15 que o ângulo de abertura com que a EMC se expande permanece praticamente constante ao longo de sua evolução.

TABELA 4.2: Velocidade de propagação das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial, durante época de mínimo solar.

Densidade ($\times 10^{-19}$ kg m $^{-3}$)	Temperatura (K)	Ângulo de expansão (°)
-	2×10^6	$48,2 \pm 0,5$
-	6×10^6	$53,4 \pm 0,6$
2	2×10^6	$50,6 \pm 1,0$
2	6×10^6	$47,2 \pm 0,7$
4	2×10^6	$49,1 \pm 0,5$
4	6×10^6	$49,6 \pm 1,3$
6	2×10^6	$50,2 \pm 0,5$
6	6×10^6	$51,5 \pm 1,5$
8	2×10^6	$51,6 \pm 1,3$
8	6×10^6	$55,2 \pm 1,7$

Os dados obtidos através desta análise estão na Tabela 3 e figura 35. Estes resultados mostram que o ângulo de abertura diminui à medida que a densidade do pulso da EMC aumenta para densidades maiores que 4×10^{-19} kg/m 3 .

Nota-se que o ângulo de expansão da EMC aumenta à medida que aumenta a temperatura da EMC, se o pulso inicial representando a EMC possuir densidades baixas, em torno de 2×10^{-19} kg/m 3 para o vento ambiente de 230 km/s. O contrário ocorre para as EMCs com densidades maiores, a partir de 4×10^{-19} kg/m 3 (ou 11×10^{-19} no caso do vento de 400 km/s), o ângulo de expansão diminui com o aumento da temperatura. Como o ângulo de abertura dá uma idéia de como são as velocidades de expansão lateral da EMC, podemos dizer que para densidades baixas a velocidade de expansão da EMC é menor do que a velocidade de expansão lateral para densidades mais elevadas.

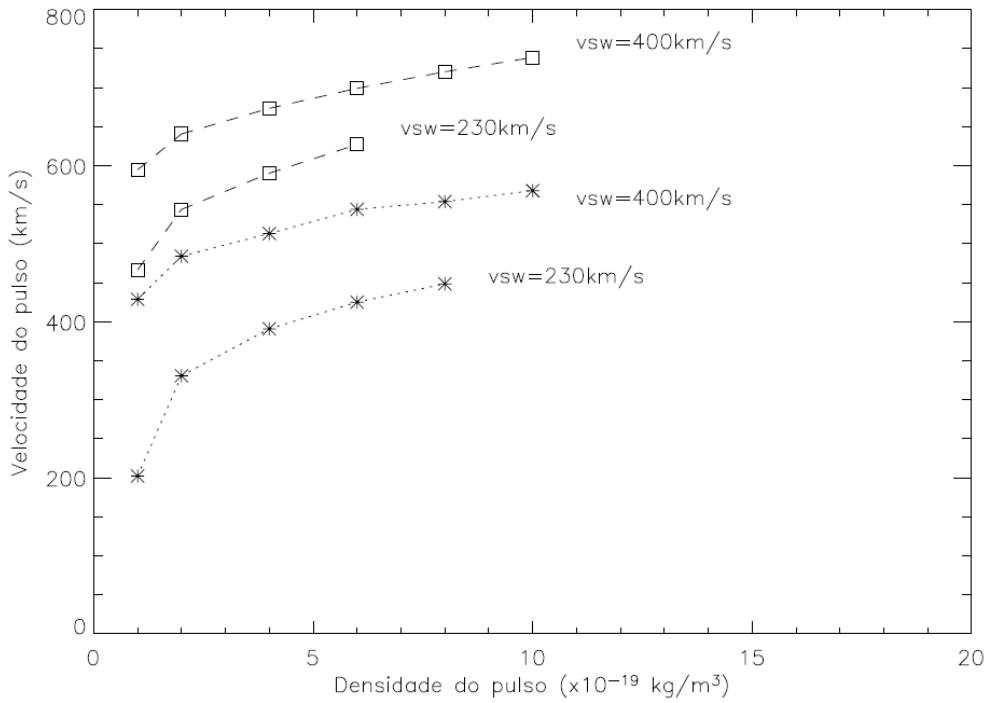


FIGURA 4.14: Velocidade do pulso em função da densidade inicial do pulso para 2 regimes de vento solar (linhas pontilhadas indicam temperatura de pulso de 2×10^6 K e linhas tracejadas indicam temperatura de pulso de 6×10^6 K).

TABELA 4.3: Variação do ângulo de expansão das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial.

Densidade ($\times 10^{-19}$ kg m $^{-3}$)	Temperatura (K)	Ângulo de expansão (°)
-	2×10^6	$48,2 \pm 0,5$
-	6×10^6	$53,4 \pm 0,6$
2	2×10^6	$50,6 \pm 1,0$
2	6×10^6	$47,2 \pm 0,7$
4	2×10^6	$49,1 \pm 0,5$
4	6×10^6	$49,6 \pm 1,3$
6	2×10^6	$50,2 \pm 0,5$
6	6×10^6	$51,5 \pm 1,5$
8	2×10^6	$51,6 \pm 1,3$
8	6×10^6	$55,2 \pm 1,7$

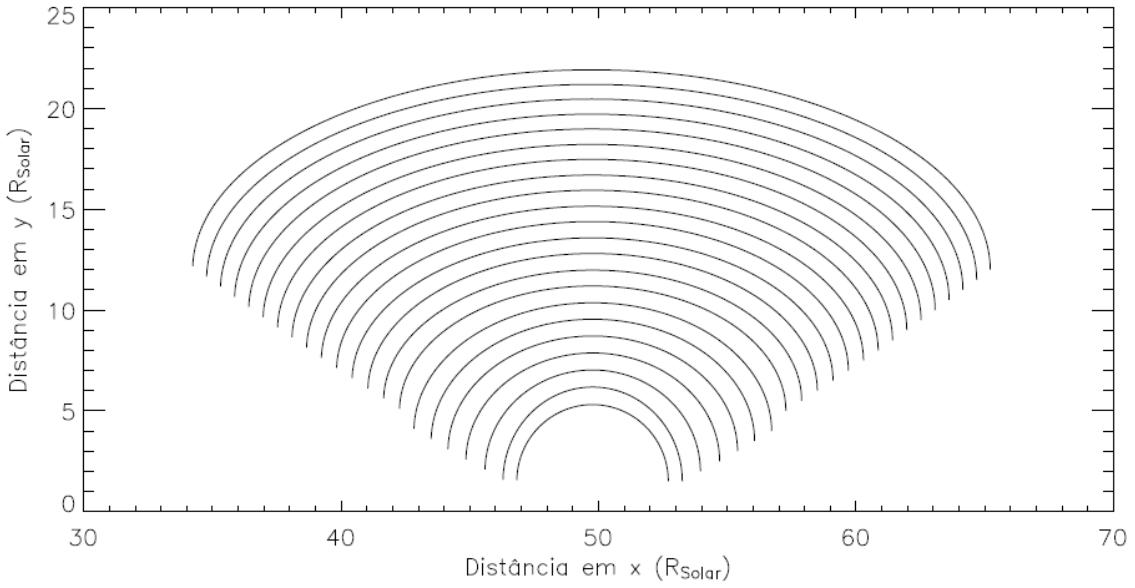


FIGURA 4.15: Semi-elipse que mostra a expansão da EMC (temperatura do pulso de 2×10^6 K e vento solar ambiente de 230 km/s).

Para a comparação com os dados comumente encontrados na literatura, isto é, os mensurados por instrumentos e pelos modelos conhecidos Tokman e Bellan (2002), Manchester et al. (2004), Amari et al. (2003), Groth et al. (2000a), Groth et al. (2000b), Endeve et al. (2003), Odstrčil e Pizzo (1999a), Odstrčil e Pizzo (1999b), González-Esparza et al. (2003b), Sheeley et al. (1999), Sheeley et al. (1997), se faz necessária a criação de um novo ambiente, onde a velocidade do vento solar seja 400 km/s em $200R_\odot$. Esta grade foi criada de forma análoga à primeira grade e também iterada até obter uma solução sem variações para o sistema representando o vento solar (Figuras 4.17 e 4.18).

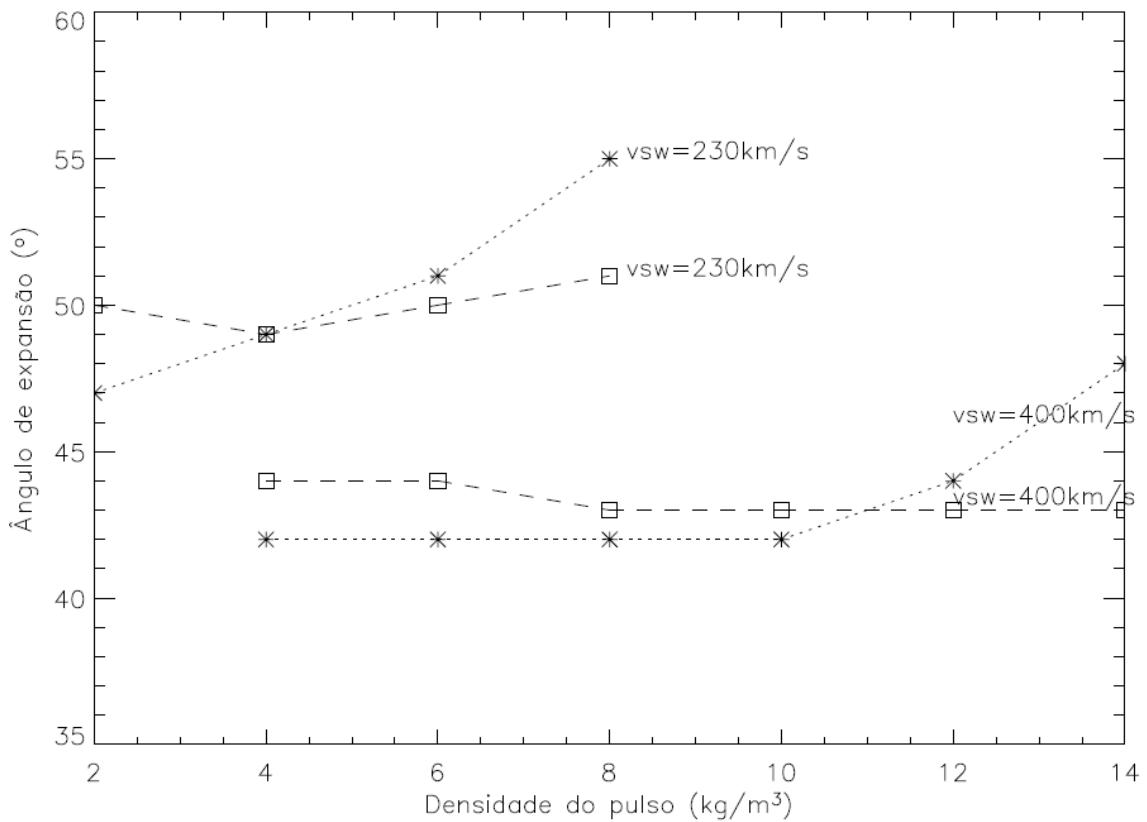


FIGURA 4.16: Ângulo de expansão da EMC em função da densidade inicial do pulso para 2 regimes de vento solar (linhas pontilhadas indicam temperatura de pulso de 2×10^6 K e linhas tracejadas indicam temperatura de pulso de 6×10^6 K).

De forma análoga à simulação realizada anteriormente, foi injetado um pulso com duração de 1h no sistema. Este pulso representa uma perturbação em densidade ou pressão que vem a gerar uma EMC. As medidas de velocidade linear de expansão obtidas a partir das simulações estão na Tabela 4.4 e Figura 4.14.

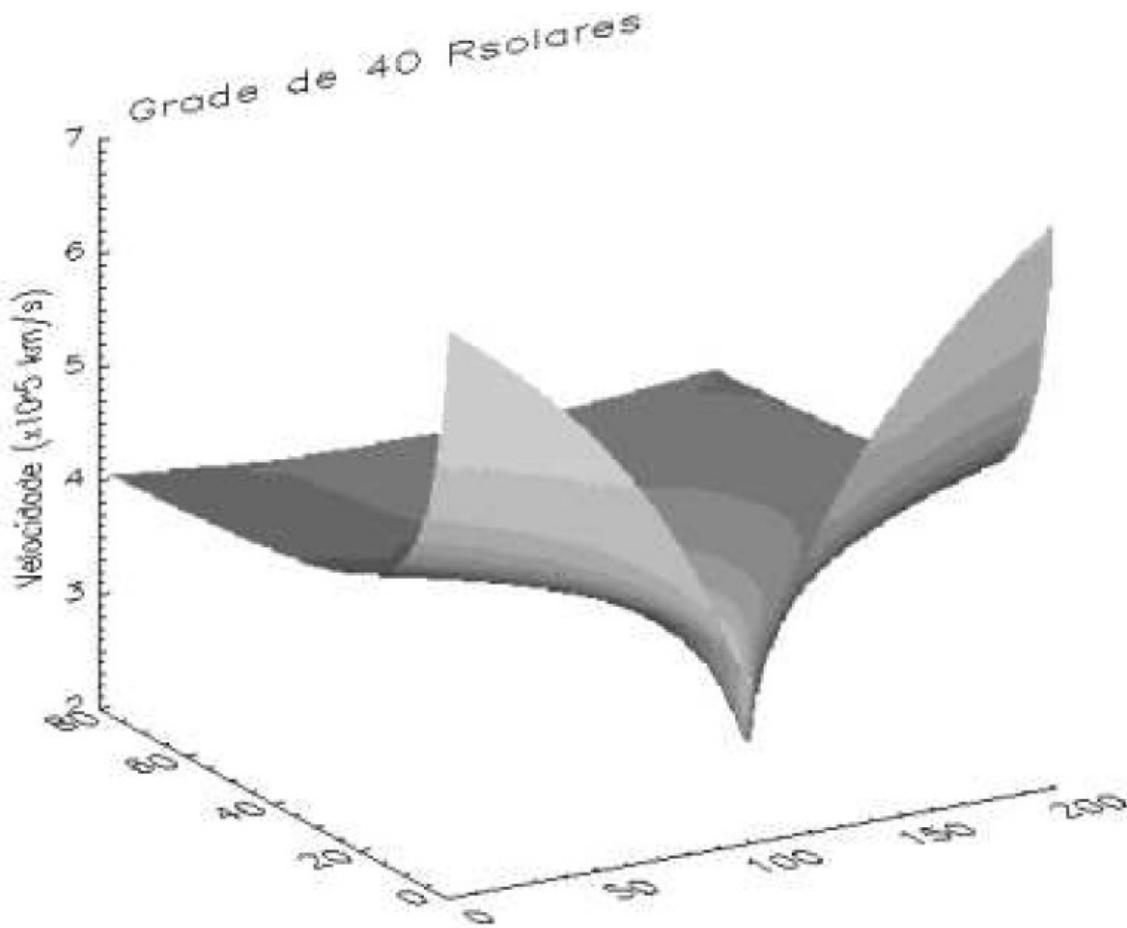


FIGURA 4.17: Valores de velocidade na direção y para a grade de 40×80 R_{\odot} , representando um vento solar com valor médio de 400 km/s.

Da mesma maneira que os resultados obtidos nas simulações anteriores, quanto maior é a temperatura inicial do pulso, maior será a velocidade deste pulso dentro do domínio desta grade. Como a velocidade do meio agora é superior à velocidade encontrada no vento solar em período de mínimo (praticamente o dobro), as EMCs são impulsionadas pelo meio, já que este possui maior velocidade. Isto explica como os mesmos dados utilizados para os pulsos nas simulações resultam em velocidades de propagação diferentes. Para exemplificar podemos pensar em um barquinho de papel colocado em uma lagoa e um outro colocado em um riacho com água escorrendo continuamente. O barquinho que foi colocado na lagoa ficará praticamente parado, pois não há movimento do "ambiente", a lagoa. Enquanto que o barquinho colocado no riacho irá se movimentar acompanhando o

mesmo.

TABELA 4.4: Velocidade de propagação das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial, com valores médios do vento solar.

Densidade ($\times 10^{-19}$ kg m $^{-3}$)	Temperatura (K)	Ângulo de expansão (°)
-	2×10^6	$543,4 \pm 0,1$
-	6×10^6	$687,3 \pm 1,0$
4	2×10^6	$476,0 \pm 0,6$
4	6×10^6	$570,5 \pm 0,3$
6	2×10^6	$505,4 \pm 0,3$
6	6×10^6	$601,8 \pm 0,4$
8	2×10^6	$520,8 \pm 0,2$
8	6×10^6	$625,4 \pm 0,3$
10	2×10^6	$533,8 \pm 0,4$
10	6×10^6	$644,3 \pm 0,6$
12	2×10^6	$542,1 \pm 0,1$
12	6×10^6	$661,2 \pm 0,6$
14	2×10^6	$549,8 \pm 0,2$
14	6×10^6	$676,2 \pm 0,7$

As expansões para estas simulações também foram mensuradas através do ângulo de abertura, cujos resultados se encontram na Tabela 4.5 e Figura 4.16. Neste caso, o ângulo de abertura torna-se menor para maiores densidades do pulso inicial da EMC.

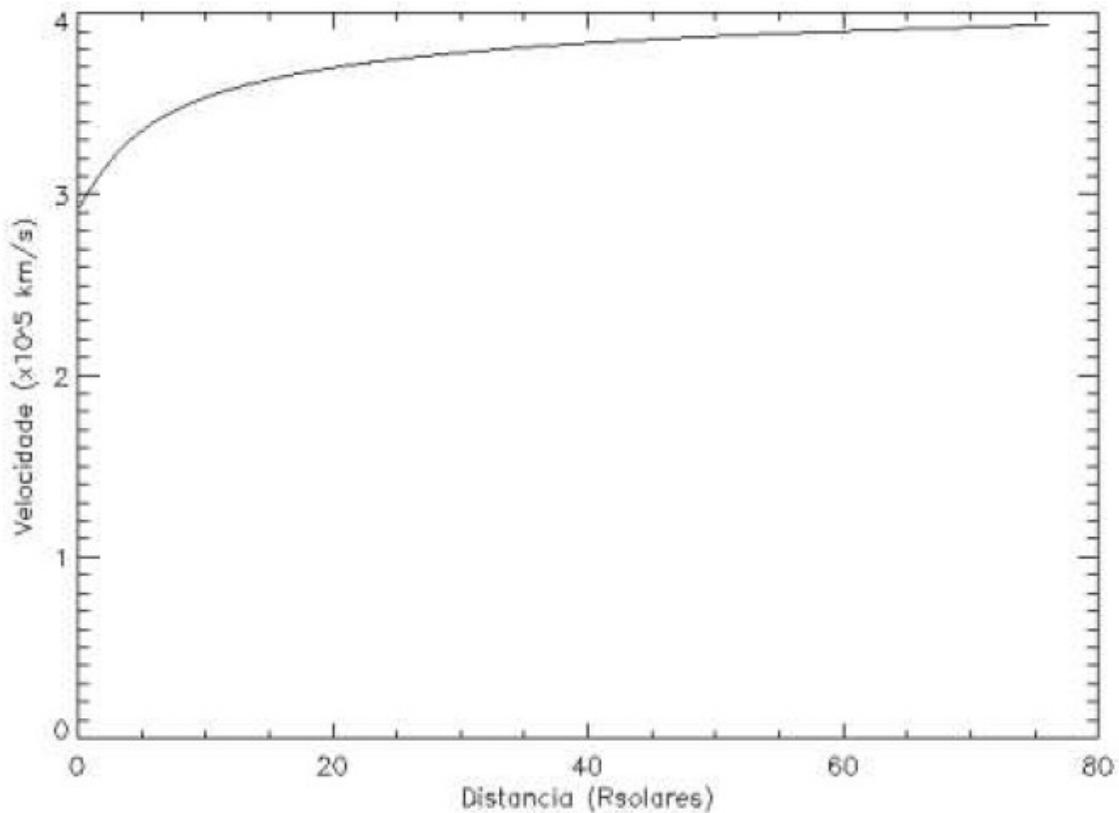


FIGURA 4.18: Perfil central da velocidade da grade de 40x80 R_☉.

Nota-se que o comportamento da expansão é análogo à expansão da simulação anterior para um vento solar ambiente mais lento. Quando a densidade do pulso é baixa (11×10^{-19} kg/m³), o ângulo de expansão aumenta com o aumento da temperatura. Enquanto que o ângulo de expansão diminui com o aumento da temperatura para densidades mais elevadas. Porém a densidade de transição é mais alta no caso do vento solar mais rápido do que o do caso anterior (230 km/s). Para temperaturas de 2×10^6 K o ângulo de expansão claramente aumenta com o aumento da densidade do pulso.

Isto confirma a justificativa que os efeitos magnéticos no meio interplanetário podem ser desprezados em uma primeira aproximação, pois, o comportamento e a morfologia das EMCs são satisfatoriamente reproduzidos considerandose apenas os efeitos hidrodinâmicos e a interação com o vento solar que preenche todo o meio interplanetário.

TABELA 4.5: Variação do ângulo de expansão das EMCs para várias densidades e temperaturas do pulso inicial.

Densidade ($\times 10^{-19}$ kg m $^{-3}$)	Temperatura (K)	Ângulo de expansão (°)
-	2×10^6	$43,0 \pm 0,9$
-	6×10^6	$43,8 \pm 1,7$
4	2×10^6	$44,3 \pm 0,9$
4	6×10^6	$42,6 \pm 0,7$
6	2×10^6	$44,0 \pm 1,0$
6	6×10^6	$42,4 \pm 1,1$
8	2×10^6	$43,4 \pm 0,8$
8	6×10^6	$42,2 \pm 1,8$
10	2×10^6	$43,4 \pm 0,7$
10	6×10^6	$42,9 \pm 2,6$
12	2×10^6	$43,1 \pm 0,6$
12	6×10^6	$44,6 \pm 3,2$
14	2×10^6	$43,5 \pm 0,6$
14	6×10^6	$48,0 \pm 3,1$

4.4 Grade de 1UA

Para estudar a evolução das estruturas das EMCs ao longo do meio interplanetário, uma grade com dimensões de 160×250 R_{\odot} foi gerada com resolução espacial de $1 R_{\odot}$. Esta grade representa o meio interplanetário até depois da órbita da Terra (aproximadamente $212 R_{\odot}$). Primeiramente foi gerada a grade para a condição inicial com a interpolação bidimensional do vento solar a partir da solução estacionária das equações HD obtida pelo método Runge-Kutta. Por se tratar de uma grade maior, por consequência, o número de pontos que forma a matriz é maior, isto fez com que a resolução da grade fosse modificada. A resolução da grade, que anteriormente era de $0,5 R_{\odot}$, agora é de $1 R_{\odot}$. Isto prejudica muito o sistema, pois algumas estruturas podem deixar de existir de uma resolução para outra, mas como na simulação estamos limitados ao espaço físico do disco rígido e da capacidade da memória RAM que o computador possui, temos que optar por

simplificações para que seja possível a iteração do modelo. Da mesma forma que a grade de 40x80 R_{\odot} , a nova grade foi iterada até que a solução estacionária do vento solar fosse obtida e então pulsos similares aos anteriores foram adicionados ao sistema por uma duração de 1 hora.

Esta simulação visa encontrar o tempo de chegada e a velocidade da EMC próxima à órbita da Terra, a fim de compará-los com dados de satélites em órbita da Terra, como o WIND (Gopalswamy et al., 2001). Os mesmos valores utilizados para o pulso na grade menor foram utilizados como parâmetros iniciais da simulação. A adequação do número de Courant para a grade que se estende até a Terra é difícil, pois a variação nos valores dos parâmetros, principalmente a velocidade, desde o Sol até a Terra é muito grande. Um valor para o número de Courant que consiga assegurar a estabilidade do sistema nas proximidades do Sol traz muitas oscilações no resultado da grade nas proximidades da Terra (Fortuna, 2000). Há a necessidade da implementação de uma grade adaptativa, onde os valores escolhidos de tamanho da célula na grade variam de acordo com a intensidade dos efeitos que esta célula está submetida, mas a implementação desta será feita futuramente. A oscilação destes valores está restrita a um décimo, para mais ou para menos, do valor da grandeza na grade. Os valores encontrados para as simulações estão dispostos na Tabela 4.6 para um vento solar ambiente com velocidade final de 230 km/s.

TABELA 4.6: Tempo de chegada da EMC.

Temperatura ($\times 10^6$ K)	Tempo de chegada (dias)
2	3,76
6	3,21

Para que fosse possível a comparação do modelo criado com os dados encontrados na literatura se faz necessário a criação de uma grade de ambiente com valores para o vento solar próximos de 400km/s a 1 UA, visto que este é a média da velocidade do vento solar próximo à Terra. Este valor é o mais utilizado em modelos (vide referências no capítulo 4.3).

TABELA 4.7: Tempo de chegada da EMC

Temperatura (x10 ⁶ K)	Tempo de chegada (dias)
2	2,88

Como já foi dito anteriormente, a resolução da grade é muito importante para que consigamos analisar todas as características do sistema. O fato de termos utilizado uma grade com uma resolução muito pobre para o sistema fez com que a análise das velocidades seguindo-se uma região da EMC se mostrasse inadequada. As velocidades encontradas para todas as três simulações citadas acima (Tabelas 4.6 e 4.7) são da ordem de 240 km/s. Mas se analisarmos os valores encontrados para os tempos de chegada das EMCs percebemos que a velocidade para as simulações da Tabela 4.6 deveria ser da ordem de 400 km/s, enquanto que para a simulação da Tabela 4.7 deveria ser de aproximadamente 600 km/s. Este fato reforça que estas análises só podem ser feitas com uma resolução adequada (menores do que 1 R_⊕), mas com grades que possuam as dimensões das células fixas, isso acarreta em um custo computacional muito grande, devido ao fato de que teremos grades com 180.000 células para cada variável: densidade, velocidade (x e y), pressão e para cada iteração. Portanto é necessária a grade adaptativa a fim de diminuir o número de pontos da grade.

CAPITULO 5

CONCLUSÕES

5.1 Grade 80x40 R_{\odot}

Nas comparações das simulações com os dados observacionais obtivemos uma ótima correlação dos dados simulados com os dados obtidos com o LASCO. As estruturas que formam a EMC são facilmente visualizadas nas simulações (Figura 5.1).

As velocidades de expansão da EMC, concordam com as velocidades obtidas, principalmente, através de imagens do LASCO (Sheeley et al. (1997), Gopalswamy et al. (2001), Cane e Richardson (2003)). As velocidades se encontram entre 350 e 700 km/s, as quais são as velocidades comumente encontradas em períodos de mínimo solar. O ajuste feito é similar ao ajuste utilizado pelo LASCO e apresenta um perfil de velocidades praticamente constante.

Os ângulos de abertura das EMCs variam entre 42° e 56° , o que condiz otimamente com os dados observacionais (Kahler 1987) e os modelos propondo a evolução da EMC como um cone (Zhao et al., 2002).

As variações dos parâmetros para a realização das simulações, Tabelas 4.2 e 4.4, mostraram que à medida que a densidade do pulso é elevada, a velocidade de expansão da EMC também aumenta. Isto ocorre tanto para os sistemas onde o vento solar ambiente representava uma época de mínimo solar, como para os esquemas onde o vento solar tinha valores próximos aos valores medianos que já foram mensurados, em torno de 400km/s.

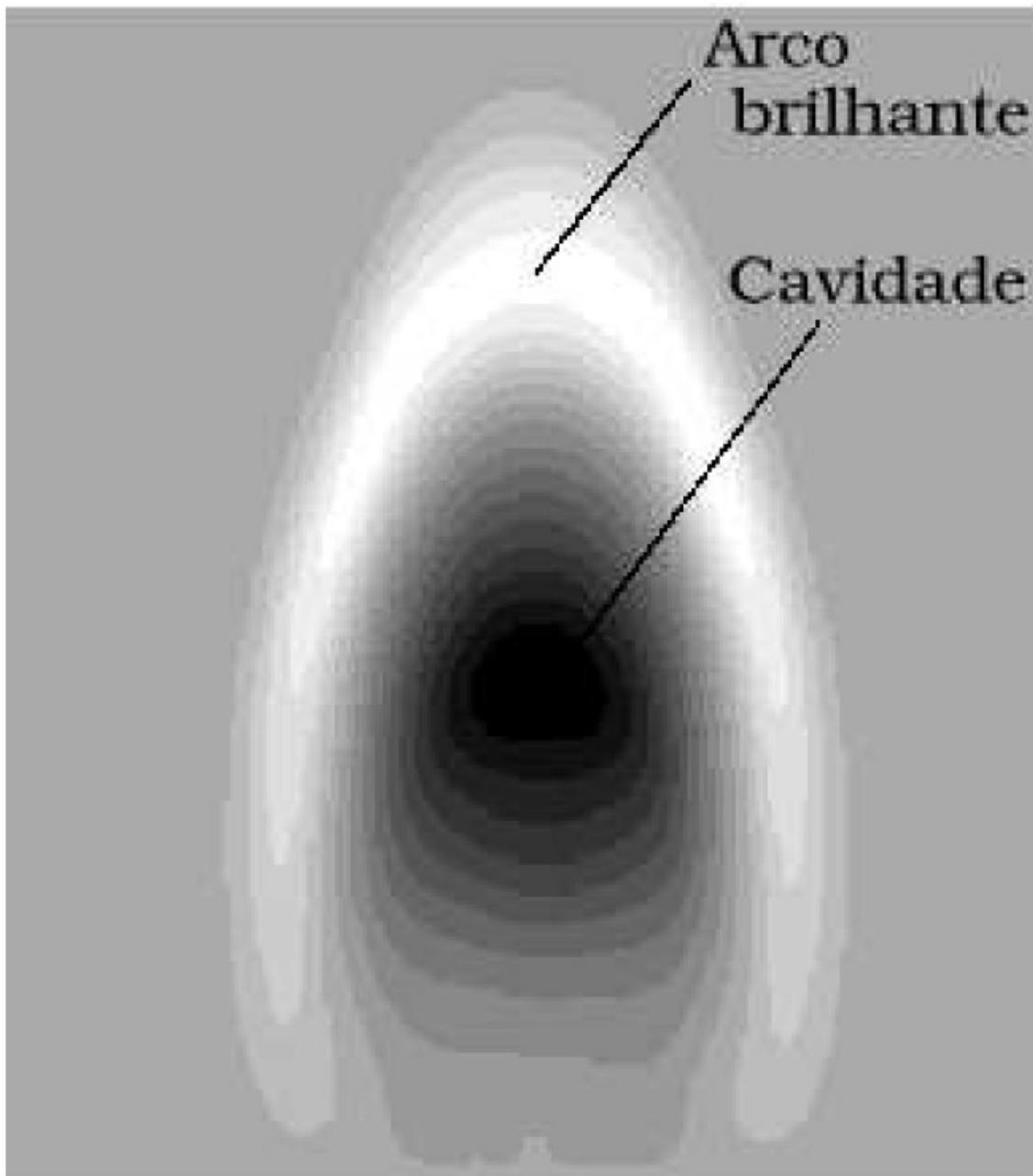


FIGURA 5.1: Morfologia da EMC reproduzida pelas simulações, densidade subtraída da densidade ambiente (pulso com temperatura de 2×10^6 K e vento solar ambiental de 230 km/s).

Em geral, o ângulo de abertura aumenta com um aumento da densidade da EMC. Quando o pulso inicial possui baixa densidade, o ângulo de expansão da EMC aumenta com o aumento da temperatura do pulso. Para os pulsos com alta densidade o comportamento é invertido, o ângulo de expansão diminui com o aumento da temperatura.

Outra característica acerca do ângulo de expansão é que para velocidades de ambiente baixas (i.e. vento solar em período de mínimo) os ângulos de expansão são maiores do que os ângulos para as EMCs se propagando em um meio ambiente mais veloz.

5.2 Grade de 1UA

A grade para descrever os efeitos das EMCs na atmosfera terrestre ainda está em fase de desenvolvimento, portanto os dados pertinentes a estas análises são puramente qualitativos. As simulações de perturbações do tipo EMC nas grades de 1 UA mostraram que o método de construção da grade utilizando células de tamanho fixo traz muitas desvantagens na implementação deste método. O primeiro problema encontrado é que a matriz condizente com 1 UA e com uma resolução espacial razoável, em torno de $0.5 R_{\odot}$, é muito grande. Isto implica em espaço físico no disco rígido para guardar estes dados já iterados. O outro problema, este ainda mais grave, é o da memória RAM do computador. Esta necessariamente precisa suportar a matriz para poder executar as iterações na mesma. Um outro método muito utilizado para descrever sistemas, espacialmente, é a grade adaptativa. A grade adaptativa consiste em criar células de tamanhos diferentes, para que todas as estruturas possam ser recriadas com todas as suas características. Onde se precisa de resolução as células têm menor tamanho (como nas vizinhanças do Sol) e o contrário para regiões onde não é necessário uma resolução tão elevada (nas proximidades da Terra).

As velocidades foram mensuradas utilizando o mesmo método aplicado para as grades de $40 R_{\odot}$, e as velocidades encontradas para estas simulações são praticamente constantes, a expansão na direção de propagação da frente da EMC também se torna constante a partir de $100R_{\odot}$.

Os tempos de chegada variam de acordo com as condições do pulso inicial. Os pulsos mais energéticos, temperaturas iniciais do pulso maiores, apresentam tempos de chegada menores, enquanto que para as menos energéticas o tempo de chegada é maior. A

velocidade do ambiente também influênciaria muito no tempo de chegada da EMC nas proximidades da Terra. A análise das Tabelas 4.6 e 4.7 mostra que o modelo, para os tempos de chegada da EMC, condiz com as observações. Isto nos leva a crer que o modelo pode ser aplicado também para grades maiores do que $40R_{\odot}$, mas se faz necessária a implementação da grade adaptativa para que todas as características da simulação sejam preservadas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Amari, T.; Luciani, J. F.; Aly, J. J.; Mikic, Z.; Linker, J. Coronal Mass Ejection: Initiation, Magnetic Helicity, and Flux Ropes. II. Turbulent Diffusion-driven Evolution. **The Astrophysical Journal**, v.595, n.2, p.1231-1250, 2003.

Cane, H. V.; Richardson, I. G. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.108, n.A4, p.6-1, 2003.

Chen, J. Physics of Coronal Mass Ejections: a new paradigm of solar eruptions. **Space Science Reviews**, v.95, n.1/2, p.165-190, 2001.

Endeve, E.; Leer, E.; Holzer, T. E. Two-dimensional magnetohydrodynamic models of the solar corona: mass loss from the streamer belt. **The Astrophysical Journal**, v.589, n.2, p.1040-1053, 2003.

Fortuna, A. d. O. **Técnicas computacionais para dinâmica de fluidos: conceitos básicos e aplicações**. São Paulo: USP, 2000.

Funsten, H. O.; Gosling, J. T.; Riley, P.; Cyr, O. C. S.; Forsyth, R. J.; Howard, R. A.; Schwenn, R. Combined Ulysses solar wind and SOHO coronal observations of several west limb coronal mass ejections. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.104, n.A4, p.6679-6690, 1999.

González-Esparza, J. A.; Cantó, J.; González, R. F.; Lara, A.; Raga, A. C. Propagation of CMEs in the interplanetary medium: Numerical and analytical results. **Advances in Space Research**, v.32, n.4, p.513-518, 2003a.

González-Esparza, J. A.; Lara, A.; Pérez-Tijerina, E.; Santillán, A.; Gopalswamy, N. A

numerical study on the acceleration and transit time of coronal mass ejections in the interplanetary medium. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.108, n.A1, p.9-1, 2003b.

Gopalswamy, N.; Lara, A.; Yashiro, S.; Kaiser, M. L.; Howard, R. A. Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v., n.A12, p. 29207, 2001.

Gosling, J. T.; Hildner, E.; MacQueen, R. M.; Munro, R. H.; Poland, A. I.; Ross, C. L. Mass ejections from the sun - A view from SKYLAB. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.79, n.11, p.4581-4587, 1974.

Groth, C. P. T.; De Zeeuw, D. L.; Gombosi, T. I.; Powell, K. G. Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, n.A11, p. 25053, 2000a.

Groth, C. P. T.; de Zeeuw, D. L.; Gombosi, T. I.; Powell, K. G. ThreeDimensional MHD Simulation of Coronal Mass Ejections. **Advances in Space Research**, v.26, n.5, p.793-800, 2000b.

Hewish, A.; Wyndham, J. D. The solar corona in interplanetary space. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.126, n.1, p.469- +, 1963.

Kahler, S. Coronal mass ejections. **Reviews of Geophysics**, v.25, n.4, p.663-675, 1987.

Kahler, S. W. Solar flares and coronal mass ejections. **Annual Aeview of Astronomy and Astrophysics**, v.30, n.1 , p.113-141, 1992.

Kivelson, M. G.; Russell, C. T. **Introduction to space physics**. Publisher: Cambridge: Cambridge University Press, 1995, ISBN: 0521457149 (pb).

Low, B. C.; Zhang, M., The Hydromagnetic Origin of the Two Dynamical Types of Solar Coronal Mass Ejections. **The Astrophysical Journal**, v.564, n.1, p.L53-L56, 2002.

Manchester, W. B.; Gombosi, T. I.; Roussey, I.; Ridley, A.; De Zeeuw, D. L.; Sokolov, I. V.; Powell, K. G.; Tóth, G. Modeling a space weather event from the Sun to the Earth: CME generation and interplanetary propagation. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, n.A2, p. 2107, 2004.

Moon, Y.-J.; Choe, G. S.; Wang, H.; Park, Y. D.; Gopalswamy, N.; Yang, G.; Yashiro, S. A statistical study of two classes of coronal mass ejections. **The Astrophysical Journal**, v.581, n.1, p.694-702, 2002.

Odstrčil, D.; Pizzo, V. J., Three-dimensional propagation of CMEs in a structured solar wind flow: 1. CME launched within the streamer belt. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.104, n.A1, p.483-492, 1999a.

Odstrčil, D.; Pizzo, V. J., Three-dimensional propagation of coronal mass ejections in a structured solar wind flow 2. CME launched adjacent to the streamer belt. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.104, n.A1, p.493-504, 1999b.

Parker, E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v.128, n.11, p.664+, 1958.

Press, W. H.; Teukolsky, S. A.; Vetterling, W. T.; Flannery, B. P. **Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing**. 2.ed Cambridge: University Press, 1992.

Price, D. J.; Monaghan, J. J. Smoothed Particle Magnetohydrodynamics. **Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement**, v.4, n.1, p.93-+, 2004.

Russell, C. T.; Mulligan, T. The true dimensions of interplanetary coronal mass ejections. **Advances in Space Research**, v.29, n.3, p.301-306, 2002.

Sheeley, N. R.; Walters, J. H.; Wang, Y.-M.; Howard, R. A. Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.104, n.A11, p.24739-24768, 1999.

Sheeley, N. R.; Wang, Y.-M.; Hawley, S. H.; Brueckner, G. E.; Dere, K. P.; Howard, R. A.; Koomen, M. J.; Korendyke, C. M.; Michels, D. J.; Paswaters, S. E.; Socker, D. G.; St. Cyr, O. C.; Wang, D., Lamy, P. L.; Llebaria, A.; Schwenn, R.; Simnett, G. M.; Plunkett, S.; Biesecker, D. A. Measurements of Flow Speeds in the Corona between 2 and 30 R_{sun}. **The Astrophysical Journal**, v.484, n.7, p.472-+, 1997.

Shu, F. H. **Physics of Astrophysics**. [S.I]: University Science Books, 1992. v.2, 476p. ISBN 0-935702-65-2.

Tokman, M.; Bellan, P. M. Three-dimensional Model of the Structure and Evolution of Coronal Mass Ejections. **The Astrophysical Journal**, v.567, n.2, p.1202-1210, 2002.

Tsurutani, B. T.; Gonzalez, W. D. The efficiency of 'viscous interaction' between the solar wind and the magnetosphere during intense northward IMF events. **Geophysical Research Letters**, v.22, n.6, p.663-666, 1995.

Wang, Y. Introduction to MHD Numerical Simulation in Space. Disponível em: <http://wwwssc.igpp.ucla.edu/personnel/russell/ESS265/Ch10/ylwang/>. Acesso em: mar 2003.

Wu, S. T.; Andrews, M. D.; Plunkett, S. P. Numerical Magnetohydrodynamic (MHD) Modeling of Coronal Mass Ejections (CMEs). **Space Science Reviews**, v.95, n.1, p.191-213, 2001.

Wu, S. T., Han, S. M.; Dryer, M. Interplanetary disturbances in the solar wind produced by density, temperature, or velocity pulses at 0.08 AU. **Solar Physics**, v.49, n.7, p.187-204, 1976.

Zhao, X. P.; Plunkett, S. P.; Liu, W. Determination of geometrical and kinematical properties of halo coronal mass ejections using the cone model. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v.107, n.A8, p.13-1, 2002.