

# Ondas de choque não colisionais no espaço interplanetário

(*Collisionless shock waves in the interplanetary space*)

E. Echer<sup>1</sup>, M.V. Alves<sup>2</sup> e W.D. Gonzalez<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Divisão de Geofísica Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brazil*

<sup>2</sup>*Laboratório Associado de Plasma, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brazil*

Recebido em 24/6/2005; Revisado em 11/11/2005; Aceito em 25/11/2005

Este trabalho apresenta uma introdução à propagação das ondas de choque não colisionais no espaço interplanetário. Inicialmente, são apresentados conceitos básicos envolvendo a propagação de informação em gases ordinários e em plasmas, os modos de ondas presentes num plasma e o seu escarpamento levando a formação de ondas de choque. A seguir são introduzidos alguns tipos de choques presentes no espaço interplanetário: frentes de choque planetárias, choques transientes devido às remanescentes de ejeções coronais de massa e choques corrotantes devido à interação de feixes rápido e lento do vento solar. Os choques também podem ser classificados quanto à direção de propagação - se afastando do Sol ou se propagando em direção ao Sol - e se são originários devido ao escarpamento de ondas magnetossônicas do modo lento ou rápido. Finalmente, um exemplo de observação de parâmetros de um choque transiente frontal rápido, com dados medidos no vento solar próximo a Terra e de seus efeitos na magnetosfera terrestre é apresentado.

**Palavras-chave:** vento solar, clima espacial, magnetosfera, ondas MHD.

An introduction to the collisionless shock waves propagating through the interplanetary space is presented. Basic concepts related to the propagation of information in ordinary gases and plasmas are reviewed. The wave modes in plasma and their steepening to shock waves are discussed. The shocks found in interplanetary space - planetary bow shocks, transient shocks driven by interplanetary coronal mass ejections and recurrent shocks due to the interaction of high-speed and low-speed solar wind streams are also discussed. Shocks can also be classified according to their propagation direction - away or toward the sun (forward and reverse shocks) and according if they are fast or slow mode magnetosonic waves steepened (fast and slow shocks). Finally, an example of calculated parameters for a transient interplanetary shock observed in solar wind near earth and its magnetospheric effects is presented.

**Keywords:** solar wind, space weather, magnetosphere, MHD waves.

## 1. Introdução

O Sol, além de ser para nós fonte de luz e calor, emana continuamente um fluxo de partículas carregadas chamada de vento solar. Este fluxo de partículas carregadas é permeado por um campo magnético de origem solar, conhecido como campo magnético do meio interplanetário. O vento solar se propaga a partir do Sol e ao encontrar os planetas, um obstáculo à sua propagação, dá origem às magnetosferas planetárias. A existência destas magnetosferas é independente do planeta ter ou não um campo magnético gerado internamente (intrínseco), embora a natureza da magnetosfera dependa fortemente deste fato. Para os planetas que não tenham um campo magnético intrínseco, o vento solar induz uma magnetosfera através da interação com

a atmosfera superior ou com a ionosfera do planeta [1].

A matéria que constitui o meio interplanetário é um plasma, um tipo especial de fluido composto de partículas móveis carregadas. Estas partículas carregadas podem interagir através dos campos elétricos e magnéticos que produzem. Estas interações são de longo alcance e dão origem aos chamados movimentos coletivos (movimentos onde muitas partículas se movem coerentemente). Dentre as manifestações dos numerosos tipos de movimentos coletivos encontram-se as ondas ou modos de plasma. Todos esses modos podem interagir não linearmente, dando origem a um comportamento não linear e turbulento.

Uma propriedade típica de muitos fluidos é o escarpamento<sup>2</sup> de ondas para formar ondas de choque. Tais ondas de choque estão também presentes na frente

<sup>1</sup>E-mail: virginia@plasma.inpe.br.

<sup>2</sup>Do inglês *steepening*, que significa algo que se torna mais íngreme, mais acentuado, empenamento, escarpamento.

de objetos que se movem com velocidades supersônicas. Na descrição de um fluido ideal, ondas de choque podem ser vistas como descontinuidades, através das quais as propriedades do meio, tais como densidade, temperatura e velocidade, mudam de maneira abrupta. A descrição de um fluido ideal considera que as forças intermoleculares e o volume ocupado pelas moléculas são negligenciáveis, de maneira que os fluidos obedecem a uma equação de estado como a lei do gás ideal [2]. Ademais, se considera o fluido como adiabático, isto é, não há aquecimento resultando de processos dissipativos - viscosidade, condutividade térmica e absorção ou emissão de radiação.

Podemos ainda dizer que ondas de choque surgem em consequência de efeitos de compressibilidade, os quais se tornam importantes quando a velocidade do fluxo se aproxima da velocidade do som. Na propagação de aviões supersônicos na atmosfera este fenômeno é intuitivamente claro; a transmissão da informação se dá através das colisões entre as moléculas do gás. A questão é mais difícil quando se estuda o espaço interplanetário, um plasma tão rarefeito que as colisões entre partículas se tornam muito raras, com o livre caminho médio sendo da ordem do tamanho do sistema.

Como mencionado por [3], por muitos anos pairou a dúvida se ondas de choques poderiam existir em plasmas não colisionais. A sugestão da existência de uma onda de choque interplanetária foi feita pela primeira vez em 1953 por T. Gold [4] para explicar o começo súbito de perturbações magnéticas na Terra. Em 1962, I.A. Axford e P.J. Kellogg, independentemente, predisseram que uma onda de choque se formaria em frente à magnetosfera da Terra [5, 6]. Eles argumentaram que a Terra é um obstáculo no caminho do vento solar supersônico, e como consequência, a exemplo do que ocorre num fluido ordinário, uma onda de choque deveria se formar. A confirmação da existência desta onda de choque aconteceu no início da década de 1960 [3]. A sonda Explorer 12 forneceu, durante 4 meses ao longo do ano de 1963, medidas de boa qualidade das fronteiras da magnetosfera, percorrendo a magnetosfera externa (região entre a plasmasfera e a magnetopausa), a magnetopausa e a bainha magnética. As regiões da magnetosfera estão ilustradas na Fig. 1. Em 1964 foi reportada uma grande frente de choque formada no vento solar à frente da magnetosfera por medidas da sonda IMP-1/Explorer 18 [7]. Nos anos seguintes tornou-se claro que os campos eletromagnéticos no plasma podem alterar o movimento das partículas em uma maneira similar a colisões ordinárias. Essas variações fornecem a dissipação necessária para formar um choque. Outros dados, além dos mencionados anteriormente, confirmaram a presença de choques. No vento solar propriamente dito, um choque transiente foi identificado pela primeira vez nos dados de plasma e campo magnético obtidos pela sonda Mariner II (medidas realizadas entre 1962-1963) [8].

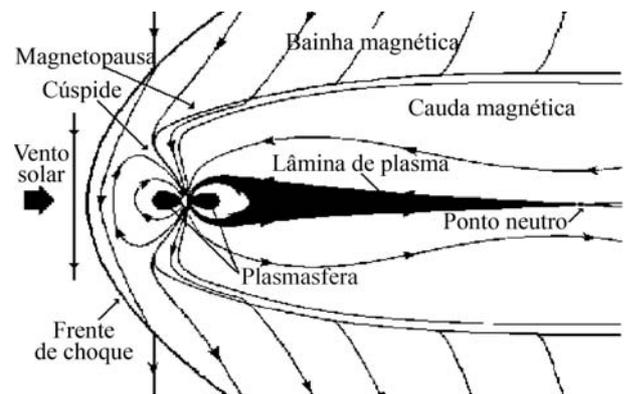


Figura 1 - Ilustração de um choque estacionário presente no meio interplanetário - Frente de choque planetária da magnetosfera terrestre. Fonte: adaptado de Oulu University. <http://www oulu.fi/~spaceweb/textbook/magnetosphere.html>.

É objetivo deste trabalho apresentar uma introdução sobre a propagação de choques não colisionais no vento solar. Este trabalho constará de uma breve revisão sobre a propagação de ondas de som e de choques em gases ordinários, sobre a propagação de ondas em plasmas e, finalmente, abordará a formação dos tipos de choques no vento solar. Como um exemplo, apresentam-se dados observacionais que mostram a variação dos parâmetros do vento solar através de um choque interplanetário e seus efeitos sobre a magnetosfera terrestre.

A estrutura fina das frentes de choques somente pode ser descrita pela teoria cinética de plasmas. Entretanto, a descrição macroscópica do plasma pré-choque e pós-choque pode ser fornecida por uma teoria de fluidos magnetoidrodinâmicos (MHD). Esta será a abordagem no presente artigo.

## 2. Propagação de informação e ondas de choque em gases ordinários

Em todos os movimentos ondulatórios, energia e momento se propagam de um ponto a outro, sem que haja transporte de matéria. O som é resultado de movimentos ondulatórios, nada mais sendo do que uma sucessão de ondas de compressão e rarefação se propagando no ar e em outros materiais. O ar é, por sua vez, constituído por uma infinidade de moléculas que estão em constante movimento e que colidem umas com as outras. Quando uma onda de compressão sonora é emitida, as moléculas de ar mais próximas da fonte são empurradas na direção do movimento, comunicando às outras moléculas mais afastadas, por colisão, o impulso recebido. Essas, por sua vez, empurram as moléculas da camada seguinte e assim a compressão se propaga através do ar, formando uma onda sonora (ver [2, 9]).

A velocidade do som é dada por:

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma kT}{m}} = \sqrt{\gamma RT}, \quad (1)$$

onde  $\gamma$  é a razão de calores específicos a pressão e volume constante ( $\gamma = c_p/c_v$ ),  $p$  é a pressão de gás ( $NkT$ ),  $N$  é a densidade numérica,  $k$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura do gás,  $\rho$  é a densidade de massa,  $m$  é a massa atômica/molecular do gás constituinte do meio e  $R$  é a constante dos gases. Nota-se que a velocidade do som independe da densidade do meio, sendo, basicamente, uma função da temperatura do mesmo. Isso pode ser explicado, pois, como as moléculas do ar devem deslocar-se ao longo de uma distância relativamente grande (a chamada livre trajetória ou livre caminho médio) antes de atingirem as moléculas da camada seguinte, a velocidade de propagação é essencialmente determinada pela velocidade térmica das moléculas.

A Fig. 2 apresenta o perfil em 2 dimensões das ondas sonoras emitidas por um objeto fonte (triângulo preenchido) que se propaga em um meio com velocidade  $V$ . Na Fig. 2a a fonte é estacionária e na 2(b) ela está em translação com velocidade menor que a do som. O caso (2c) é para uma fonte movendo-se à velocidade do som e o caso (2d) é para uma fonte movendo-se à velocidade supersônica.

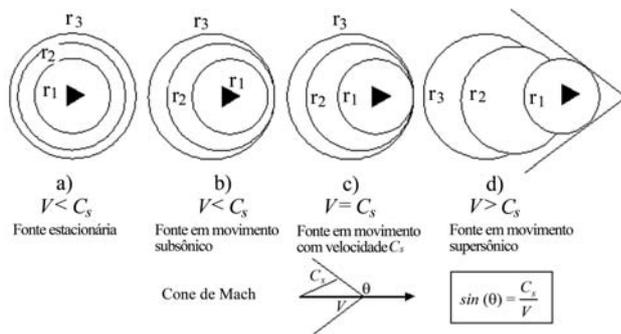


Figura 2 - Características de propagação das perturbações de acordo com a relação entre a velocidade de propagação e a velocidade característica do meio, aqui  $C_s$ .

Nota-se que a velocidade do som determina um horizonte de informação, no qual qualquer informação sobre perturbações no meio pode se propagar somente com velocidade menor ou igual à  $C_s$ . O horizonte de informação determina a distância espacial na qual a onda sonora se propagou, em um dado tempo. Este horizonte é representado na Fig. 2 pelas curvas identificadas por  $r_1$ ,  $r_2$  e  $r_3$ . Se o objeto fonte está sem movimento de translação (Fig. 2a), as cristas das ondas aparecem como círculos concêntricos e igualmente espaçados. O espaçamento entre as cristas de onda está relacionado com a frequência de vibração do objeto-fonte e com a velocidade de propagação das ondas no meio. Se o objeto está em movimento de translação (Figs. 2b-d), as cristas de onda ficam mais próximas à frente do objeto e mais afastadas na parte posterior. Quanto mais rapidamente se deslocar o objeto, mais próximas ficam as cristas à frente, e mais afastadas na parte posterior. À medida que a velocidade do objeto passa a se aproximar

muito da velocidade de propagação das ondas ( $V = C_s$ , Fig. 2c) as cristas, logo à frente do objeto, passam a se sobrepor, formando uma crista única bem mais alta que as geradas no caso estacionário.

Quando um objeto se desloca na atmosfera, ocorre um processo similar, em que as ondas se propagam por expansão esférica. As principais diferenças decorrem do fato da propagação das ondas ser tridimensional e não bidimensional. Neste caso, as cristas são representadas por esferas, no lugar de círculos. As ondas geradas na atmosfera são ondas de pressão (como as ondas sonoras) cuja velocidade de propagação é a do som no meio propagante, no caso, o ar.

A formação de uma onda de choque em gases ordinários pode ocorrer, por exemplo, quando os gases quentes formados em uma explosão deslocam o ar circundante, ou quando o ar é empurrado para os lados pelas asas e pela fuselagem de um avião ou projétil supersônico. Neste caso, a velocidade térmica das moléculas não é suficientemente alta para fugir à perturbação (ou objeto) que avança e as ondas começam a se empilhar umas sobre as outras, com o resultante aumento de densidade. A Fig. 2d ilustra esse exemplo; observa-se que as ondas emitidas pelo objeto fonte, que se desloca a uma velocidade maior que a do som, alcançam as ondas emitidas anteriormente. Não existe mais uma fonte geradora de ondas esféricas como nos casos ilustrados pelas Figs. 2a-c, mas sim uma frente de onda que forma um cone em três dimensões ou um par de linhas em duas dimensões. O cone é chamado de cone de Mach, e está ilustrado em duas dimensões na Fig. 2.

No caso em que a fonte viaja exatamente com a velocidade do som, as perturbações geradas concentram-se no ponto onde se encontra a fonte (Fig. 2c). Em regimes supersônicos ( $V > C_s$ ), a fonte percorre distâncias maiores que as perturbações geradas, em virtude de sua maior velocidade. Para um dado intervalo de tempo  $\Delta t$ , por exemplo, as perturbações percorrem uma distância  $C_s \Delta t$ , enquanto a fonte percorre  $V \Delta t$ . Isto explica o surgimento de uma região cônica onde as perturbações serão percebidas. Fora dessa região, tudo se passa como se não houvesse nenhuma perturbação no escoamento. O ângulo do cone de Mach é dado pela equação:

$$\sin(\theta) = \frac{C_s}{V}. \quad (2)$$

Romper a barreira do som significa viajar a uma velocidade superior a do som, o que significa um número de Mach (em homenagem ao físico austríaco Ernst Mach (1838-1916) estudioso dos fenômenos ondulatórios), definido por  $M = V/C_s$ , maior que a unidade. Velocidades subsônicas têm  $M < 1$  e supersônicas  $M > 1$ , e as que ultrapassam  $M > 5$ , são ditas hipersônicas. O número de Mach dá uma estimativa da quantidade de energia processada pelo choque.

A Fig. 3 mostra o perfil de pressão se propagando em uma única dimensão espacial e ilustra como uma onda compressional sofre escarpamento para formar uma onda de choque. Os pontos *A* e *B* indicam a crista e o vale da onda, respectivamente. O eixo *y* indica a amplitude de pressão e o eixo *x* a distância. No tempo  $t_0$  a onda é uma onda sonora não perturbada. Se a velocidade do fluido é descrita por um processo adiabático como  $C_s$ , e se o coeficiente adiabático  $\gamma > 1$ , a velocidade do som será maior no ponto *A* (pico da onda compressional, onde a pressão é maior do que à frente ou atrás do pico) do que no ponto *B*. O pico irá então alcançar a parte da onda à frente dele (ondas no instante  $t_1$  a  $t_2$ ) e a onda irá se escarpar, até degenerar em uma frente de choque ( $t_3$ ). A onda se mantém inclinada e muda de forma à medida que se propaga ( $t_1$  a  $t_2$ ), até o fluxo se tornar não-adiabático. Efeitos viscosos e de condução de calor então se tornam importantes e uma onda de forma permanente (choque) desenvolve-se no fluido, onde um balanço é atingido entre dissipação e escarpamento. A velocidade da onda depende da amplitude; no caso do som, um objeto movendo-se através do ar tem que tirar o ar do caminho; a perturbação produzida é um degrau de pressão, com a pressão maior atrás da frente de onda do que na região não perturbada ainda não atingida pela onda [3].

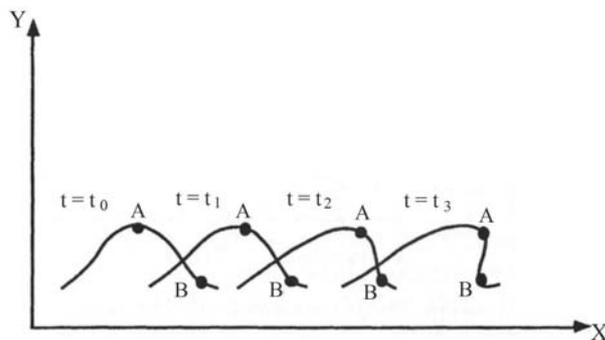


Figura 3 - Ilustração do processo de escarpamento de uma onda compressional para formar uma onda de choque. Fonte: Adaptado de Parks (1991).

A distorção das formas de onda é um resultado da não linearidade das equações da dinâmica de gás. As razões físicas para a distorção devem-se ao fato das cristas de onda viajarem relativamente mais rápido, devido à maior velocidade com que se propagam através do fluido (maior velocidade do som) bem como devido ao fato que elas são carregadas para frente mais rapidamente junto com o fluido (maior velocidade do gás). Os vales viajam relativamente mais lentamente, pois nesta região ambas as velocidades são menores.

As leis de conservação de massa, momento e energia formam a base para as equações de um fluxo não viscoso de um gás não condutor e não supõem, necessariamente, a continuidade das variáveis do fluxo, podendo ser aplicadas a regiões de fluxo onde as variáveis sofrem uma mudança descontínua. Do ponto de vista

matemático, uma descontinuidade é o caso limite de gradientes muito grandes, mas finitos nas variáveis de fluxo através de uma camada cuja espessura tende a zero.

O salto de entropia de um gás comprimido por um choque aumenta com a intensidade do choque. O aumento na entropia indica que processos dissipativos irreversíveis (viscosidade, condução de calor no fluido) ocorrem no choque. O mecanismo dissipativo controla apenas os valores dos gradientes das variáveis de fluxo na camada de transição, mas não afeta os saltos nessas quantidades entre os estados inicial e final. As ondas de choque normalmente são de compressão; ondas de choque de rarefação são mais improváveis, pois a entropia de uma substância não pode ser diminuída por processos internos apenas, sem transferência de calor a um meio externo. Elas seriam mecanicamente instáveis [3, 10].

Em um gás ordinário, a informação sobre o estado do sistema é transmitida pela onda sonora. Ocorre transmissão de informação através da perturbação que se propaga, o pulso de pressão/onda sonora. O horizonte de informação é determinado pela velocidade do som. A perturbação é detectada apenas dentro do horizonte de informação. A onda sonora no ar é uma onda compressiva, o que significa que a densidade aumenta com o aumento da pressão. A expressão utilizada para a velocidade do som (Eq. 1) baseia-se em várias suposições: onda de pequena amplitude - viscosidade, atrito e condução de calor não são importantes; compressão adiabática/isentrópica; o gás segue a lei do gás ideal ( $P = NkT$ ).

Uma onda de choque viaja mais rapidamente que a velocidade típica da informação e muda o estado do meio através do qual viaja. No referencial do choque o choque é estacionário. O lado *upstream* ou pré-choque é o lado de baixa entropia, no qual o gás flui no choque. O lado *downtream* ou pós-choque é o lado de alta entropia. No choque, processos irreversíveis comprimem o gás e  $C_s$  muda. No lado pós-choque, toda perturbação de pressão pode se propagar contra o fluxo para o choque. A velocidade do som  $C_s$  independe da frequência (isto somente é válido para ondas de pequena amplitude) e a posição do choque é o horizonte de informação de todos os comprimentos de onda ou frequências. O choque terá sua posição nos menores comprimentos de onda suportáveis e terá a largura mais fina possível. Para um gás ordinário, o choque é uma descontinuidade, e a largura do choque é limitada pela viscosidade e atrito, sendo de alguns livres caminhos médios colisionais apenas [10].

### 3. Propagação de ondas em plasmas não colisionais

No espaço interplanetário, o livre caminho médio é muito grande, uma vez que a densidade é baixa e

as colisões entre partículas são raras. O papel na propagação de informações, que num gás ordinário é desempenhado por colisões, no plasma interplanetário é representado pelas interações eletromagnéticas entre as partículas dos plasmas, interações Coulombianas que permitem a formação de choques [11].

Um plasma é uma coleção de partículas constituída por partículas neutras, elétrons livres e átomos ou moléculas eletricamente carregados chamados íons. O plasma é geralmente considerado o 4º estado da matéria; em decorrência do aquecimento, as forças de ligação das moléculas são modificadas quando ocorre transição entre os estados sólido, líquido, e gasoso. No caso de um gás, ao se fornecer mais calor ao sistema, a estrutura da camada eletrônica começa a perder sua coerência sob o impacto de colisões cada vez mais violentas. Ao invés de átomos gasosos, o gás quente tem suas partes separadas, íons e elétrons, formando um plasma. Acredita-se que cerca de 99% da matéria visível do Universo está na forma de plasma. A palavra plasma vem do grego e significa obra modelada ou moldada [3, 12].

Um plasma também tem grande habilidade de sustentar uma imensa variedade de fenômenos ondulatórios. Exemplos incluem ondas eletromagnéticas transversais de alta frequência e ondas de plasma eletrostáticas. As ondas são caracterizadas por uma relação de dispersão, que é uma relação funcional entre a frequência de onda  $\omega$  e o número de onda  $k$ , e por sua polarização [3, 12]. A propagação de ondas é uma importante maneira de se obter informações sobre um sistema físico.

Três abordagens são normalmente utilizadas para se estudar plasmas: a teoria do centro de guia ou teoria orbital de primeira ordem, que descreve a dinâmica de uma única partícula na presença de campos eletromagnéticos; a abordagem estatística, que trata das propriedades de equilíbrio e não-equilíbrio de uma coleção de partículas carregadas, através da função de distribuição; e a abordagem de dinâmica de fluidos, na qual o plasma é tratado como um único fluido ou como constituído por vários fluidos, com cada espécie de partículas (elétrons, íons e partículas neutras, se presentes) sendo descrita pelas equações de conservação de massa, energia e momento, complementadas pelas equações de Maxwell.

Para descrever o vento solar, podemos usar a aproximação magnetoidrodinâmica (MHD), que descreve o plasma como um único fluido e no limite de baixas frequências. A abordagem MHD é, portanto um ramo da mecânica dos meios contínuos que lida com o movimento de material eletricamente condutor na presença de campos eletromagnéticos. Ela ignora a identidade de partículas individuais e considera somente o elemento do fluido. Ela ainda incorpora os efeitos que surgem do movimento de um fluido eletricamente condutor através de um campo magnético. Dentro desta abordagem, as

ondas de Alfvén e a magnetossônica são as responsáveis pela propagação de informação através do plasma magnetizado [3, 12, 13].

Para um plasma como o vento solar, onde o íon  $H^+$  tem grande predominância (mais de 90%), juntamente com elétrons, a abordagem mais simplificada deveria ser a de um modelo de dois fluidos. As soluções gerais não são facilmente obtidas, pois os movimentos dos elétrons e dos íons estão acoplados. Entretanto, com algumas considerações, é possível reduzir as equações de dois fluidos para um único fluido, mais simples de estudar e ao mesmo tempo permitindo ainda obter informações significativas sobre o comportamento básico do vento solar. As considerações feitas envolvem supor uma neutralidade macroscópica e considerar fenômenos de baixas frequências (ou altos tempos característicos).

Para tratar um plasma como um único fluido condutor usam-se as variáveis macroscópicas e suas correspondentes equações de conservação hidrodinâmicas. Considerando-se apenas fenômenos de baixa frequência em fluidos altamente condutores imersos em campos magnéticos, a teoria de um fluido é conhecida como a aproximação MHD. Devido ao movimento de partículas carregadas, densidades de carga e de corrente aparecem nas equações de conservação e conseqüentemente as equações de Maxwell devem ser utilizadas para fechar o sistema de equações.

As equações de Maxwell são utilizadas na teoria MHD com algumas aproximações. Por exemplo, não se considera a polarização e a magnetização da matéria, e nem a corrente de deslocamento. A corrente de deslocamento pode ser negligenciada já que a teoria MHD supõe baixas frequências, como veremos a seguir.

Da lei de Ampère:  $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_o \mathbf{J} + \mu_o \epsilon_o \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ , podemos escrever, aproximadamente, que:  $J_d = \mu_o \epsilon_o \left| \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right| \approx \frac{\mu_o \epsilon_o E}{\tau}$  e  $\mu_o J \approx \mu_o \sigma E$ , onde  $J_d$  é a corrente de deslocamento e a última expressão é a forma simplificada da lei de Ohm (ver mais adiante). Comparando as ordens de grandeza destes dois termos e considerando  $\tau$  uma escala de tempo característica temos:  $\frac{J_d}{J} \approx \frac{\mu_o \epsilon_o E}{\tau \mu_o \sigma E} \approx \frac{\epsilon_o}{\sigma \tau}$ . Como a suposição para fluidos MHD é que a condutividade elétrica é muito grande e  $\epsilon_o = 10^{-11}$  Faraday/m, tem-se que, no limite de baixa frequência (tempos longos),  $J_d \ll J$ . Considera-se ainda que a neutralidade macroscópica é mantida e então a densidade de cargas elétricas líquida é zero.

A forma mais geral da lei de Ohm é ([12], p. 233):

$$\frac{m}{ne^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} - \frac{1}{ne} \nabla \cdot \tilde{P}_e = \mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \frac{1}{\sigma} \mathbf{J},$$

sendo que o 2º termo do lado esquerdo desta equação é o divergente da pressão de plasma de elétrons. O uso desta equação na aproximação MHD considera as seguintes aproximações: todas as derivadas temporais

são negligenciavelmente pequenas (variações lentas), o plasma é um plasma frio ( $\nabla \cdot \tilde{P}_e = 0$ ) e o efeito Hall (2º termo da direita) é negligenciável. Com isto, a lei de Ohm toma a forma:

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}). \quad (3)$$

Assim, as equações básicas utilizadas na teoria MHD (no sistema MKS) são [12]: a equação da continuidade,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = 0, \quad (4)$$

a equação do movimento,

$$\rho \frac{D}{Dt} \mathbf{V} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p, \quad (5)$$

as equações simplificadas de Maxwell,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (7)$$

e a lei de Ohm em sua forma simplificada:

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}). \quad (8)$$

Para completar o sistema deve-se ainda incluir uma equação para a conservação de energia [12, 14], dada por:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left( \frac{3}{2} p \right) + \frac{3}{2} p \nabla \cdot \mathbf{V} + \nabla \cdot \mathbf{q} + (\tilde{P} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{V} = \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} - \mathbf{V} \cdot (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) - \rho_q \mathbf{V} \cdot \mathbf{E}, \end{aligned}$$

onde o 1º termo da esquerda representa a taxa total de variação da densidade de energia térmica no plasma em um referencial movendo-se com velocidade global  $V$ ; o 2º termo representa a energia térmica transferida ao volume devido ao movimento das partículas e que controla a taxa de variação da densidade de energia térmica; o 3º termo da esquerda representa o fluxo de calor e o 4º termo representa o trabalho feito sobre o elemento de volume pelas forças de pressão (normal e tangencial). Os termos do lado direito representam: o 1º, o trabalho feito no elemento de volume pelo campo elétrico do referencial que se move com velocidade  $V$  e o 2º e 3º termos a densidade de corrente de carga de convecção e condução, respectivamente. A convecção é devida ao fluxo de carga espacial com velocidade  $V$  e a condução é devida à densidade de corrente de carga no referencial com velocidade global  $V$ .

Muitos tratamentos evitam introduzir a conservação de energia explicitamente e ao invés disso, utilizam uma equação adicional para a hipótese de que não há variação na entropia de um elemento de fluido enquanto ele se move através do sistema. Isto significa considerar a equação de estado adiabático [13]:  $\frac{d}{dt} (p\rho^{-\gamma}) = 0$ .

Na Eq. (8) é possível fazer uma outra aproximação; ao considerar-se que o fluido tem condutividade infinita (teoria MHD ideal), a lei de Ohm simplifica-se para:

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0. \quad (9)$$

A partir do rotacional da Eq. (8) e usando-se as Eqs. (6) e (7), obtém-se uma equação que descreve as variações espaciais e temporais do campo magnético [12]

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (10)$$

Na Eq. (10), o primeiro termo do lado direito é o termo de fluxo ou de convecção e o segundo é o termo de difusão. A razão entre os dois termos é chamada de número de Reynolds magnético ( $R_m = VL/\eta_m$ ,  $\eta_m = 1/(\mu_0 \sigma_0)$ ), onde  $L$  é o comprimento característico das variações espaciais. Quando  $R_m \gg 1$ , o termo de difusão pode ser ignorado e o resultado é que plasma e linhas de campo magnético se movem juntos, levando ao fenômeno conhecido como congelamento das linhas de campo. A partir da Eq. (10), considerando apenas o termo de fluxo, pode-se fazer um paralelo entre a mesma e a equação da vorticidade para um fluido ordinário, sem viscosidade e homogêneo. A equação da vorticidade leva ao teorema de Kelvin-Helmholtz ([15], que para fluidos magnetizados poderia ser enunciado como [3]:

- O fluxo de um campo magnético através de qualquer contorno fechado movendo-se com o fluido é constante.

- Os elementos de fluido que estão sobre uma linha de campo magnético permanecerão na mesma linha de campo.

Isto significa que o fluxo magnético através de qualquer contorno arbitrário movendo-se com o fluido é constante no tempo,  $\frac{d\Phi}{dt} = 0$ . Esta limitação implica em que os tubos de fluxo individuais devem se mover exatamente junto com o fluido, desde que qualquer movimento relativo entre os tubos de fluxo e o fluido violará a condição de conservação de fluxo magnético. Também implica em que dois sistemas de plasma diferentes não poderão se misturar e serão separados por uma fronteira que apresentará uma lâmina de corrente.

Num gás ordinário, a estabilidade de um choque ocorre devido ao balanço entre o escarpamento da onda e a viscosidade do meio. Numa onda sonora, a região mais densa alcança a região de ar mais lento à frente; a onda cresce e se torna tão íngreme que atinge o ponto de virar (emborcar, ou quebrar). No entanto, o transporte de momento por moléculas individuais do gás através de colisões das moléculas mais rápidas com as mais lentas traz a parte mais lenta do gás à velocidade da onda. A viscosidade molecular é mais eficiente quando a espessura da frente de choque é da ordem do livre caminho médio de colisões. Nessa espessura, o escarpamento e a viscosidade se balançam, formando ondas de

choque estacionárias, as quais apresentam uma variação em forma de degrau na velocidade, densidade e pressão do gás.

Em um plasma sem colisões algum outro processo deve contrabalançar o escarpamento. Este processo é a dispersão de ondas e a ação de campos eletromagnéticos [11]. A teoria MHD, no entanto, não inclui efeitos cinéticos (efeitos de partículas individuais). Ela não pode nos dizer como a dissipação num choque se origina ou qual será a estrutura de um choque. Porém, a teoria MHD é bem adequada para descrever as quantidades macroscópicas do plasma nas regiões pré e pós choque (*upstream* e *downstream*).

Enquanto na dinâmica de gases ordinários existe apenas uma velocidade característica do meio, a velocidade do som, e conseqüentemente apenas um tipo de onda de choque, a sônica, em um plasma a situação é mais complicada. Na teoria MHD existem três velocidades características: a velocidade do som, a velocidade de Alfvén e a velocidade magnetossônica. Conseqüentemente, haverá vários tipos de choques MHD: choques rápidos, choques do tipo lento e três categorias de choques do tipo intermediário, dependendo da velocidade da superfície do choque relativa a outras velocidades características.

#### 4. Equações de Rankine-Hugoniot

Todos os tipos de choque e todos os tipos de superfícies descontínuas em um fluido MHD devem satisfazer as relações físicas fundamentais chamadas de equações de Rankine-Hugoniot. Elas são as equações fundamentais para o caso de uma superfície plana de descontinuidade através da qual há um salto nos campos físicos do lado pré-choque, doravante indicados pelo sub-índice 1, para o lado pós-choque, indicados pelo sub-índice 2. Para obter as equações que descrevem o salto nas quantidades físicas, supõe-se que o campo, em cada um dos lados do choque, é constante e então as mudanças ocorrem somente na estreita região do choque em si. As quantidades escalares básicas são a densidade de massa  $\rho$  e a pressão total  $P$  (isotrópica). As quantidades vetoriais básicas são a velocidade do vento solar  $\mathbf{v}$  e o campo magnético  $\mathbf{B}$ . Os componentes dos campos vetoriais ao longo da normal ao choque,  $\hat{n}$ , são denotados pelo subscrito  $n$  e os componentes perpendiculares à normal ao choque, ou seja, tangenciais à superfície do choque, são denotados pelo subscrito  $t$  [3, 16].

As equações de Rankine-Hugoniot para uma descontinuidade MHD estabelecem uma relação entre as quantidades pré e pós choque, relativas a um referencial com origem na superfície fixa ou móvel de descontinuidade. A partir da equação da conservação de massa obtém-se:

$$\rho_1 v_{1n} = \rho_2 v_{2n}. \quad (11)$$

Da equação da conservação de fluxo de momento

tem-se, para a direção normal à superfície de choque:

$$\rho_1 v_{1n}^2 + P_1 + \frac{B_{1n}^2}{2\mu_0} = \rho_2 v_{2n}^2 + P_2 + \frac{B_{2n}^2}{2\mu_0}, \quad (12)$$

e para a componente tangencial à superfície do choque:

$$\rho_1 v_{1n} v_{1t} + \frac{B_n B_{1t}}{\mu_0} = \rho_2 v_{2n} v_{2t} + \frac{B_n B_{2t}}{\mu_0}. \quad (13)$$

A conservação de energia é representada por:

$$\left( \frac{\rho_1 v_1^2}{2} + \frac{5P_1}{2} + \frac{B_{1t}^2}{\mu_0} \right) v_{1n} - \frac{B_n B_{1t} v_{1t}}{\mu_0} = \left( \frac{\rho_2 v_2^2}{2} + \frac{5P_2}{2} + \frac{B_{2t}^2}{\mu_0} \right) v_{2n} - \frac{B_n B_{2t} v_{2t}}{\mu_0}, \quad (14)$$

enquanto a conservação do fluxo magnético é dada por:

$$B_{1n} = B_{2n} = B_n. \quad (15)$$

A partir da Eq. (6), com a suposição que  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$ , tem-se que a componente tangencial do campo elétrico deve ser contínua. Fazendo uso da Eq. (9), obtém-se:

$$B_n(v_{1t} - v_{2t}) = B_{1t}v_{1n} - B_{2t}v_{2n}. \quad (16)$$

Se um choque está se movendo radialmente para longe do Sol com velocidade  $V$  relativamente ao Sol e se as velocidades nos lados pré e pós-choque são radiais e dadas por  $v_1$  e  $v_2$ , respectivamente, então  $v_{1n} = v_1 - V$  e  $v_{2n} = v_2 - V$ . É possível então, a partir da equação da conservação de massa, obter a velocidade do choque,  $V_s$ , em termos da densidade e velocidade medidas por uma única espaçonave através de [10]:

$$V_s = \frac{N_2 v_2 - N_1 v_1}{N_2 - N_1}, \quad (17)$$

onde  $N_2$  e  $N_1$  são as densidades de plasma nos lados pós e pré-choque. A Eq. (17) é útil para estimar a velocidade dos choques, mas é preciso lembrar que se consideram movimentos puramente radiais em sua derivação [16].

#### 5. Outras equações importantes

Na descrição do plasma como um fluido, a definição de pressão de gás ideal pode ser aplicada, e a conservação de momento pode ser expressa como um balanço de pressão. A pressão térmica do plasma, no caso do vento solar considerando apenas prótons, é calculada como:

$$p_T = k N_p T_p, \quad (18)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann e  $N_p$  e  $T_p$  são a densidade numérica e a temperatura de prótons, respectivamente. A pressão magnética é definida em termos do campo magnético total e é dada por:

$$p_M = \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (19)$$

O fluxo de momento de plasma ou pressão dinâmica é obtido das equações de fluido que descrevem a conservação de momento, sendo definido como (ainda considerando apenas os prótons):

$$p_{din} = m_p N_p V_p^2. \quad (20)$$

Define-se o número de Mach para um choque interplanetário, como a razão entre a velocidade relativa entre o choque e o vento solar e a velocidade característica do meio (magnetossônica ou Alfvênica). Para calcular

$$V_{MS} = \left( (1/2) \cdot (V_A^2 + C_S^2) \pm \left( (V_A^2 + C_S^2)^2 - 4 \cdot C_S^2 \cdot V_A^2 \cdot \cos^2(\alpha) \right)^{1/2} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Para obter-se a velocidade magnetossônica do modo rápido, utiliza-se apenas a solução com sinal positivo (superior) da Eq. (22). O ângulo  $\alpha$  é o ângulo entre a direção de propagação da onda e o campo magnético ambiente. Para o caso da onda magnetossônica, quando a mesma sofre escarpamento e forma uma frente de choque,  $\alpha$  será o ângulo entre a normal ao choque e o campo magnético  $\mathbf{B}_1$ , obtido a partir da regra do produto escalar:

$$\mathbf{B}_1 \cdot \hat{n} = |\mathbf{B}_1| |\hat{n}| \cos(\alpha). \quad (23)$$

Para qualquer tipo de onda de choque, sendo esta uma superfície, haverá uma normal unitária  $\hat{n}$ , que se supõe apontar para a região pré-choque, a de menor entropia. De acordo com o valor do ângulo  $\alpha$  entre  $\hat{n}$  e o campo magnético ambiente  $\mathbf{B}_1$ , os choques recebem uma classificação. Se  $\alpha = 90^\circ$ , o choque é do tipo perpendicular, e se  $45^\circ < \alpha < 90^\circ$  ele é dito quase-perpendicular. Se  $\alpha = 0^\circ$ , o choque é chamado paralelo e se  $0^\circ < \alpha < 45^\circ$ , é quase-paralelo. No vento solar não há predominância de nenhum dos tipos de choques, apresentando-se os mesmos com ângulos intermediários que variam entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$  e chamados de choques oblíquos [3, 10, 16].

Teoricamente, pode-se calcular a normal ao choque  $\hat{n}$  a partir de observações de campo magnético em uma única espaçonave usando o teorema da coplanaridade magnética, que estabelece que  $\mathbf{B}_1$ ,  $\mathbf{B}_2$  e  $\hat{n}$  estão em um mesmo plano [16, 17], e com isto tem-se:

$$\hat{n} = \frac{(\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2) \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)}{|(\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2) \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)|}. \quad (24)$$

Esta expressão mais simples pode ser usada com precisão se o choque não for paralelo ou quase-paralelo. Expressões mais complexas para o cálculo da normal ao choque podem ser encontradas na literatura [17].

O número de Mach Alfvênico é uma medida da razão entre as energias cinética e magnética do plasma.

o número de Mach Alfvênico e o magnetossônico dos choques estudados, primeiramente é preciso calcular as velocidades características do meio. A velocidade do som é dada pela Eq. (1). A velocidade de Alfvén é dada por:

$$V_A = \frac{B_1}{\sqrt{\mu_o \rho_1}}, \quad (21)$$

onde  $B_1$  é campo magnético e  $\rho_1$  a densidade de massa do plasma medidos no lado pré-choque. A velocidade de onda magnetossônica é dada por:

O número de Mach Alfvênico,  $M_A$ , é calculado como a razão entre a velocidade diferencial do choque em relação à velocidade do vento solar no lado pré-choque e a velocidade Alfvênica, ou seja,

$$M_A = \frac{|V_s - u_1|}{V_A}. \quad (25)$$

O número de Mach magnetossônico,  $M_{MS}$ , é similarmente calculado por:

$$M_{MS} = \frac{|V_s - u_1|}{V_{MS}}. \quad (26)$$

Uma característica identificadora de um choque é que ele se propaga relativamente ao meio ambiente, então haverá um fluxo de massa através da superfície. (Isto não será uma condição suficiente para identificar um choque, uma vez que descontinuidades rotacionais e outras ondas não lineares se propagam relativamente ao meio ambiente, mas elas não são choques). Uma segunda condição necessária para caracterizar a existência de um choque é a de que haja um aumento na entropia através da superfície propagante. Um aumento na energia térmica ocorre às custas da diminuição na energia cinética.

## 6. Choques no vento solar

A possível existência e a importância de ondas de choque no espaço interplanetário foram reconhecidas quase ao mesmo tempo em que o próprio vento solar foi descoberto [18]. Sonett *et al.* [8] primeiramente identificaram um choque nos dados de plasma e campo magnético obtidos pela sonda Mariner II. Gold [19] predisse que perturbações de onda de choque se iniciariam com a ejeção de material de regiões solares onde estruturas de campo magnético fechado normalmente restringiriam o gás de se expandir. Parker [20] sugeriu que a repentina liberação de energia em uma explosão solar

(*solar flare*) poderia aumentar a taxa de expansão de parte da coroa solar já previamente em expansão, isto é, previamente aberta magneticamente ao espaço interplanetário. Este tipo de onda de explosão não precisaria de injeção de novo material solar e fluxo magnético.

Evidências experimentais obtidas a partir de meados dos anos 1960s mostraram que Gold estava correto [18]. Se massa solar é realmente ejetada, agindo então como um pistão impulsionando a onda de choque à frente no plasma ambiente, seria esperado que, por causa de suas diferentes fontes no Sol, o gás ambiente comprimido pelo choque e o gás do pistão poderiam diferir com relação à sua composição iônica e a seus estados de ionização. Esses dois gases poderiam estar separados um do outro por uma descontinuidade tangencial [16].

As observações de ondas de choque interplanetário e suas relações com causa e efeito despertam especial interesse à comunidade da ciência espacial há mais de três décadas [11, 18, 21-28]. As características gerais de interesse dos choques incluem: intensidade do número de Mach, caráter (rápido, lento ou intermediário), obliquidade (paralelo, perpendicular, ou oblíquo, dependendo do ângulo entre a direção do campo magnético na região pré-choque e a normal à superfície do choque), sentido de propagação (frontal ou reverso, i.e, o choque está se afastando ou se aproximando do Sol no sistema de referência do vento solar). Além disso é de interesse associar ao choque uma causa ou origem. Por exemplo, uma ejeção de massa coronal (EMC) ou nuvem magnética (NM) pode agir como um indutor do choque, o mesmo valendo para uma explosão transiente de plasma no Sol, ou para um feixe de vento solar impingindo em outros, neste último caso causando, freqüentemente, uma geometria de choque corrotante. Os remanescentes de EMC ao se propagarem pelo vento solar são comumente chamadas de ejeções de massa coronal interplanetárias (EMCIs), estas também agindo como propulsores de choques interplanetários. As NMs são um subconjunto das EMCIs com características bem definidas quando observadas próximas à Terra.

Os tipos mais comuns de choques no vento solar em 1 UA são os frontais rápidos, mas muitos choques lentos foram encontrados nos dados da espaçonave WIND [29]. Em geral, de acordo com a velocidade de propagação (lenta ou rápida) e com o sentido de propagação (frontal ou reversa), 4 são os tipos de choque mais comumente encontrados: frontais rápidos, reversos rápidos, frontais lentos e reversos lentos. A Fig. 4 mostra sinais idealizados das características destes 4 tipos de choques oblíquos, esquematicamente, em termos das mudanças dos parâmetros físicos através da rampa do choque: a densidade de prótons do plasma ( $N_p$ ) do vento solar, a temperatura de prótons ( $T_p$ ), a velocidade do vento solar ( $V_{sw}$ ) e a magnitude do campo magnético  $B$ , do ponto de vista da espaçonave observadora.

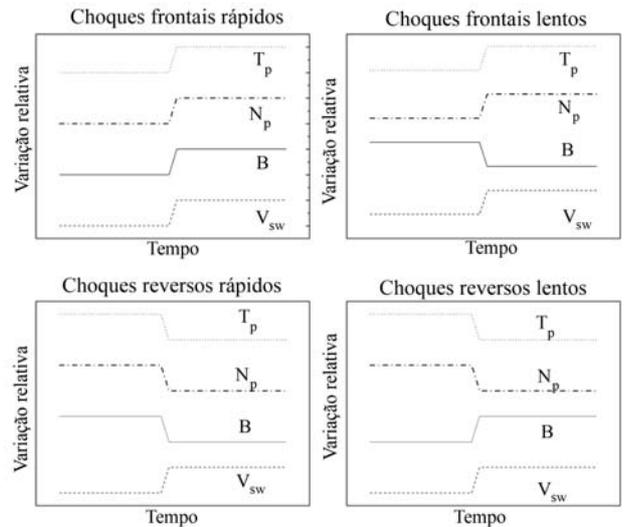


Figura 4 - Perfis da variação relativa, no sistema de referência da espaçonave, dos parâmetros do vento solar  $T_p$ ,  $N_p$ ,  $B$  e  $V_{sw}$  através de choques frontais e reversos dos tipos rápido e lento. Fonte: Adaptado de Echer *et al.* (2003).

A maioria dos choques é do tipo frontal rápido, sendo normalmente identificados como saltos abruptos e positivos nos parâmetros de plasma  $N_p$ ,  $T_p$ ,  $V_{sw}$  e  $B$  (Fig. 4, canto superior à esquerda). Em alguns casos, próximo a 1 UA, observam-se choques de modo reverso rápido, principalmente seguindo choques frontais por algumas horas. Pares de choques frontal-reverso freqüentemente desenvolvem-se além de 1 UA, ao longo das bordas de regiões de interação entre feixes rápidos e lentos do vento solar corrotando com o Sol [16].

Choques frontais lentos apresentam saltos positivos (os valores médios dos parâmetros crescem através dos choques) em  $V_{sw}$ ,  $T_p$  e  $N_p$ , mas negativos (os valores médios decrescem através dos choques) em  $B$  (Fig. 4, canto superior à direita), porque ondas magnetossônicas do modo lento têm variações de densidade de plasma e campo magnético anticorrelacionadas [30]. Choques reversos apresentam saltos positivos em  $V_{sw}$ , pois o vento solar está arrastando o choque. Tanto para choques reversos lentos quanto para choques do tipo rápido  $N_p$  e  $T_p$  têm saltos negativos. Para choques reversos rápidos,  $B$  apresenta saltos negativos, enquanto para choques reversos lentos  $B$  apresenta saltos positivos, anticorrelacionados ao salto na densidade de plasma [3, 30]. Todavia, essas variações são observadas num sistema de referência fixo na sonda interplanetária. No sistema de referência do choque, as variações seguem a conservação do fluxo: o choque comprime o plasma, aquecendo-o, e devido à conservação do fluxo, a velocidade do vento solar relativamente ao choque decresce.

A Fig. 5 ilustra o plano do choque e de como variam os vetores  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{V}$  no lado pré-choque (1) e pós-choque (2) para choques perpendiculares rápidos (a), paralelos rápidos (b), oblíquos rápidos (c) e lentos, do tipo frontal. Um choque perpendicular rápido tem o campo magnético perpendicular à normal ao choque tanto no

lado pré-choque como no lado pós-choque. Então o componente normal à frente de choque é  $B_n = 0$ . A única onda que se propaga perpendicularmente a  $\mathbf{B}$  é a onda magnetossônica. O fluxo tem uma velocidade maior do que a da onda magnetossônica no lado pré-choque e uma velocidade menor do que a da onda magnetossônica no lado pós-choque. O choque se propaga supermagnetossonicamente. Para um choque perpendicular, das equações de RH obtém-se que  $\frac{B_1}{\rho_1} = \frac{B_2}{\rho_2}$ , o que significa que a direção do campo magnético não muda através de um choque perpendicular. Também a seguinte relação deve ser satisfeita:  $\frac{B_2}{B_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ , ou seja, o salto na densidade e na magnitude do campo magnético são iguais.

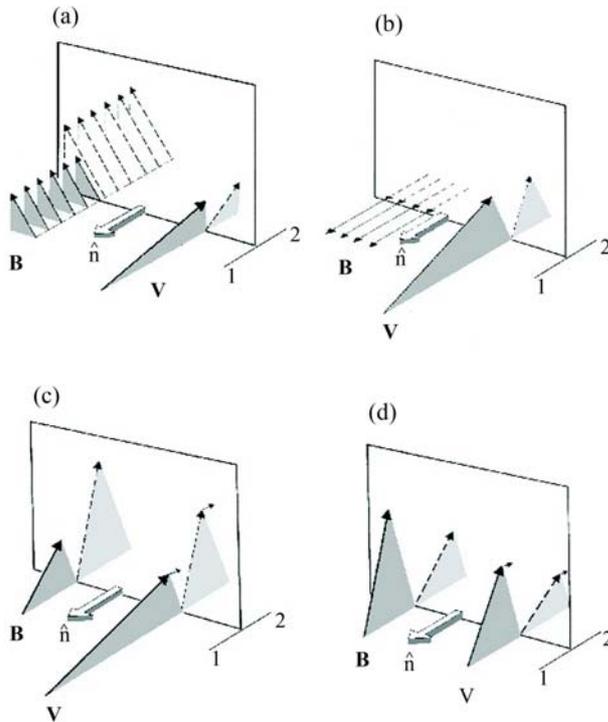


Figura 5 - Ilustração de como variam as quantidades físicas,  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{V}$  através dos choques (a) perpendicular rápido, (b) paralelo rápido, (c) oblíquo rápido e (d) lento. As regiões 1 e 2 referem-se às regiões pré e pós-choque, respectivamente. Fonte: adaptada de [http://lepmfi.gsfc.nasa.gov/mfi/ip\\_descr.html](http://lepmfi.gsfc.nasa.gov/mfi/ip_descr.html); acesso em 15 de junho de 2005.

Um choque paralelo é um choque MHD rápido cuja normal é paralela a  $B_1$  (Fig. 5b). Então  $\mathbf{B} = B_n \mathbf{n}$ , o qual é o mesmo em ambos os lados do choque, ou seja, nem a direção nem a magnitude do campo magnético mudam através de um choque paralelo. Diferente do choque perpendicular, para o qual só há uma velocidade característica no lado pré-choque, a velocidade magnetossônica, para um choque paralelo há duas velocidades características, a velocidade do som e a velocidade de Alfvén. Se a velocidade do som for maior que a velocidade Alfvénica à frente do choque, então a velocidade do som é dominante e o choque tem uma dinâmica similar àquela dos gases ordinários, com o gás entrando mais

rápido que a velocidade do som e saindo mais lento que a velocidade do som. O fluxo é super-Alfvénico em ambos os lados do choque, e a velocidade do som é maior que a velocidade de Alfvén em ambos os lados.

Se a velocidade de Alfvén for maior que a velocidade do som à frente do choque, haverá três possibilidades. Um choque paralelo com gás entrando super-Alfvénicamente e saindo sub-Alfvénicamente, provavelmente não ocorre na natureza [16]. Um choque paralelo com gás entrando supersonicamente e super-Alfvénicamente e saindo subalfvénicamente, mas ainda supersonicamente é permitido. O gás ainda poderia ser supersônico e sub-Alfvénico na região pré-choque e subsônico e sub ou super-Alfvénico na região pós-choque.

A maioria dos choques no vento solar não é nem dos tipos puramente paralelo ou puramente perpendicular. Eles são oblíquos, o que significa que o ângulo entre a direção do campo magnético na região pré-choque e a normal ao choque não é nem próximo a  $90^\circ$  nem próximo a  $0^\circ$ . Para um choque oblíquo,  $B_n$  e  $B_t$  não são nulos. Os dados observados, referentes a um choque oblíquo rápido frontal, mostram um sinal com aumento na velocidade, densidade, temperatura e magnitude do campo magnético e uma mudança nos três componentes dos vetores campo magnético e da velocidade.

Se as bordas laterais da frente de choque passam por uma espaçonave, pode ocorrer que nenhum sinal do gás indutor ejetado do Sol seja detectado, devido à menor extensão espacial da ejeção; isto explica porque em muitos eventos se detecta a frente de choque próximo a Terra, mas não a ejeção propriamente dita [18].

Gosling [25], no seu estudo do período 1979-1982, concluiu que em cerca de metade de todos os eventos de choques detectados a 1 UA a Terra não encontra a EMCI diretamente, presumivelmente porque a perturbação de choque típica é mais larga do que a EMCI que a induz; e cerca de metade das EMCIs, distinguidas por eventos de contra-fluxo de elétrons, não tem velocidade alta o suficiente, relativamente ao vento solar ambiente, para induzir choques. Deve-se considerar ainda que um indutor de choque possui vários sinais característicos, nem todos facilmente identificados, sendo necessário analisar a presença de vários sinais característicos para identificar ou não o indutor [31]. Para um indutor de choque ser observado, ele deve se estender em longitude sobre pelo menos a separação angular entre a fonte solar e a Terra.

## 7. Tipos de choques no sistema solar

À medida que a coroa solar se expande no espaço, a sua velocidade de expansão aumenta e se torna supersônica. A partir deste ponto, muito similarmente ao choque que se desenvolve quando um jato supersônico quebra a barreira do som na atmosfera, um choque em arco ou frente de choque se forma na frente dos planetas (o planeta é

supersônico no referencial do vento solar). O número de Mach do vento solar tem valores tipicamente entre 5 a 10. A Fig. 1, além de mostrar esquematicamente as regiões da magnetosfera, apresenta um esquema simplificado da formação de uma frente de choque planetária devido à interação do campo magnético do planeta com o vento solar supersônico e magnetizado.

O vento solar supersônico é defletido, desacelerado e comprimido através da frente de choque planetária, aparecendo na região entre a frente de choque e a magnetopausa como a bainha magnética (veja a Fig. 1). A magnetosfera é a região do espaço dentro da qual o comportamento do plasma é controlado pelo campo magnético da Terra (magnetosfera terrestre) ou de um planeta. A interação do campo magnético planetário com o vento solar magnetizado induz correntes de grande escala que praticamente confinam o campo planetário dentro da magnetosfera. Essa corrente de grande escala flui na fronteira entre os dois regimes de plasma, conhecida como magnetopausa (veja Fig. 1) [13, 16].

A frente de choque desacelera o vento solar para velocidades subsônicas, tal que o vento solar possa fluir ao redor da magnetosfera. A frente de choque tem uma forma curva, simétrica em relação à linha Terra-Sol, próxima a um parabolóide de revolução. A posição do nariz da frente de choque (a parte mais próxima ao Sol) dista da Terra cerca de 14 raios terrestres ( $R_T$ ). Esta posição depende da pressão dinâmica (fluxo de momento) do vento solar. Todos os planetas com magnetosfera ou ionosfera apresentam frentes de choque planetárias [1, 3].

Choques ocorrem na atmosfera solar (a coroa) durante erupções solares (*solar flares*) e outros eventos solares ativos. Em baixas latitudes heliográficas, cerca de 1/3 de todas as EMCs induzem perturbações de ondas de choque transiente no vento solar por causa de sua alta velocidade relativa ao vento solar ambiente [25]. Quando a velocidade relativa entre as EMCs e o vento solar ambiente é superior à velocidade magnetossônica do modo rápido, uma onda de choque do modo rápido se forma à frente da EMCI.

A Fig. 6 apresenta um esquema de uma EMCI produzindo um choque rápido frontal. As duas regiões onde a ocorrência de campo magnético interplanetário sul intenso é possível, a região da bainha e a região pós-choque pós-choque, bem como a presença de uma nuvem magnética na própria EMCI, são vistas na ilustração. Duas trajetórias possíveis de cruzamentos de satélites com a estrutura também são mostradas: T1, para o caso em que o satélite passa pela EMCI, conseguindo medir todas as suas características, e T2, quando o satélite não detecta a EMCI, apenas o choque. A parte primária da EMCI pode conter uma estrutura de nuvem magnética.

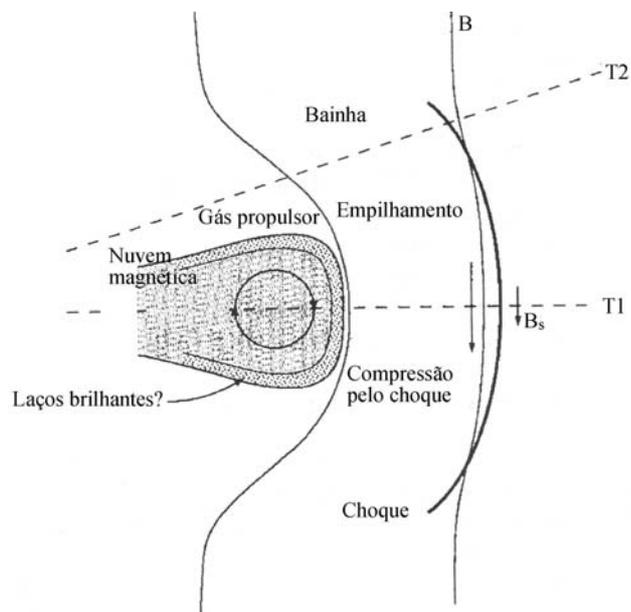


Figura 6 - Exemplo de uma onda de choque transiente induzida pelo remanescente interplanetário de uma ejeção de massa coronal. Intenso campo magnético interplanetário para o sul é encontrado na região denominada de bainha, durante o máximo solar. T1 e T2 representam duas possíveis trajetórias de satélites através da estrutura interplanetária. Fonte: adaptada de Gonzalez *et al.* (1999).

Uma nuvem magnética é uma região de campos magnéticos intensos e lentamente variantes, com beta (razão entre a pressão térmica do gás e a pressão magnética) de plasma e temperatura de prótons muito baixos [16]. O campo magnético frequentemente apresenta uma rotação de direção, e forma um gigantesco tubo de fluxo (*flux rope*) formado por correntes alinhadas ao campo. A frente de choque tem uma maior abertura em área do que a EMCI que a induz e muitas vezes a espaçonave somente observa a onda de choque, não medindo os sinais da EMCI propriamente [18]. O vento solar atrás da frente de choque, na região denominada de bainha na Fig. 6, é comprimido e aquecido; esta região da bainha apresenta um comportamento do campo magnético e do plasma altamente turbulento.

A expansão coronal que forma o vento solar é não uniforme porque ela é modulada pelo campo magnético complexo do Sol. Fluxos de alta velocidade no vento solar quiescente (não transiente) geralmente originam-se em buracos coronais, regiões onde o campo magnético solar é aberto (no sentido de que se estende a grandes distâncias no sistema solar), sendo, portanto de baixa densidade, aparecendo como regiões escuras em imagens de raios X da atmosfera solar. No plano da órbita da Terra (plano da eclíptica) os feixes rápidos do vento solar decorrem de buracos coronais que se estendem para o equador dos pólos magnéticos do Sol. Por outro lado, fluxos de baixa velocidade tendem a se originar dentro das regiões de linhas de campo magnético fechadas denominadas de serpentinas coronais (*coronal streamers*). Estas regiões são relativamente densas

e se estendem sobre as linhas neutras magnéticas na atmosfera solar. A rotação solar faz com que os feixes de alta e baixa velocidade interajam um com outro no espaço interplanetário a baixas latitudes heliográficas, produzindo estruturas compressivas de grande escala que corrotam com o Sol. O padrão de expansão coronal varia com o ciclo solar de 11 anos. As mais dramáticas mudanças na expansão coronal ocorrem durante as ejeções de massa coronal (EMCs) nas quais o material solar de regiões de linhas magnéticas fechadas na atmosfera solar, não participando previamente da expansão do vento solar, é expelido para o espaço interplanetário [3].

O vento solar tem feixes de alta e baixa velocidade, originários de diferentes regiões no Sol. Choques podem se formar na interface onde um feixe lento é alcançado por um feixe rápido. A expansão coronal acoplada com a rotação solar faz com que fluxos de diferentes velocidades se tornem radialmente alinhados em baixas latitudes heliográficas. Feixes de alta velocidade se inclinam com a distância heliográfica, pois as cristas de feixes rápidos oriundos do Sol viajam mais rapidamente do que as depressões entre os feixes. O escarpamento de feixes do vento solar produz um acúmulo de pressão na borda dianteira de um feixe, a qual age resistindo ao escarpamento do feixe, acelerando o plasma lento à frente do feixe e desacelerando o plasma rápido dentro do feixe. Por este processo, feixes rápidos são desacelerados com a distância crescente em relação ao Sol. Quando a amplitude de velocidade do feixe é maior que cerca de duas vezes a velocidade de modo rápido, um par de choques se forma nas fronteiras dianteira e traseira da região de interação de alta pressão. O choque frontal propaga-se na região de plasma de baixa velocidade e o choque reverso se propaga na região de plasma de alta velocidade. Como o estado de evolução de um feixe rápido é uma função da longitude solar, a região de interação e suas ondas limitadoras são mais ou menos alinhadas com a espiral de Arquimedes no plano equatorial solar e parecem co-rotacionar com o Sol [10].

A Fig. 7 apresenta um esquema de uma região de interação corrotante (RIC) limitada por um par de choques frontal e reverso. Estas RICs se desenvolvem totalmente na maioria dos casos entre 1.5-2 UA. Na maioria das vezes, próximo a Terra (1 UA), as RIC não apresentam choques, sendo limitadas por ondas frontal e reversa. É mais comum observar-se choques reversos associados com RICs em 1 UA do que choques frontais [32].

## 8. Parâmetros de choques interplanetários

Utilizando-se as relações de RH, a variação dos parâmetros do vento solar através dos choques pode ser determinada. Outros parâmetros derivados também podem ser obtidos, conforme as equações apresentadas

nas sessões 3 e 4. O tipo mais comum de choque observado próximo à órbita da Terra é o transiente, frontal rápido, induzido por EMCs. Em trabalhos recentes, uma metodologia foi desenvolvida e tem sido aplicada para o cálculo dos parâmetros dos choques a partir de dados do vento solar [27, 28].

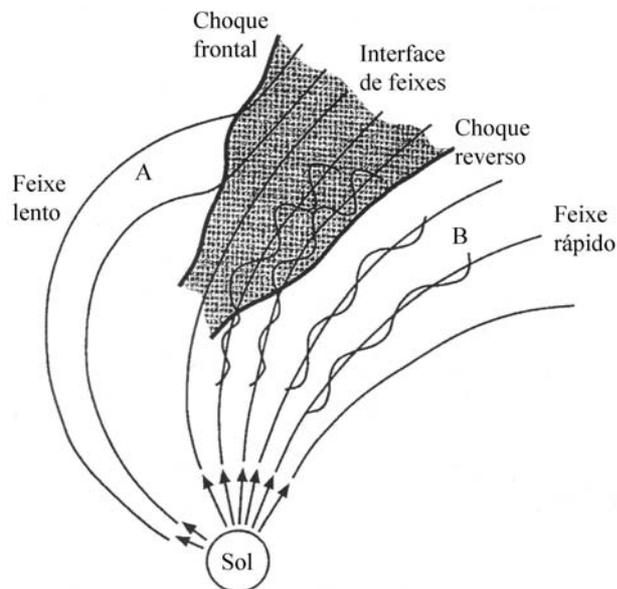


Figura 7 - Exemplo de um par de ondas de choque frontal-reverso formado pela interação de feixes rápido-lento numa região de interação corrotante. Fonte: adaptada de Gonzalez *et al.* (1999).

Os parâmetros medidos no vento solar são, em geral, a densidade numérica e a velocidade do vento solar, a intensidade do campo magnético e suas componentes e a temperatura. A variação destes parâmetros é apresentada em função do tempo. Na metodologia para determinar o salto dos parâmetros do vento solar através dos choques, três janelas temporais foram definidas. Uma janela temporal de 10 min foi definida centrada na rampa de salto dos parâmetros. Outras duas janelas também foram definidas, imediatamente antes e depois do choque, de 10 min de duração. Essas janelas correspondem aos lados pré e pós-choque. Parâmetros médios dos choques foram calculados para ambos os lados e a diferença entre as médias obtidas é considerada a variação de um parâmetro específico através do choque ( $\Delta X$ ). Um critério de intervalo de tempo semelhante para determinar os parâmetros de choque foi utilizado por Jurac *et al.* [26]. Esta variação de parâmetros foi utilizada para estabelecer correlações com a atividade geomagnética, como um indicador da intensidade do choque.

A Fig. 8 apresenta um exemplo de observação de um choque interplanetário transiente, do tipo frontal rápido identificado utilizando-se os dados de alta resolução da sonda ACE para 11 de janeiro de 2000. Os painéis representam, de cima para baixo, temperatura, velocidade, densidade de próton e campo magnético total, em função da hora universal. Três janelas temporais

de 10 min são identificadas, a do lado *upstream* (U) ou pré-choque, a do choque propriamente dita (C) e a do lado *downstream* (D) ou pós-choque, delimitadas pelas linhas tracejadas. A linha contínua indica o choque.

Os parâmetros médios do vento solar para este

choque e os parâmetros derivados são apresentados na Tabela 1. Nesta tabela, os subscritos 1 e 2 indicam o valor médio dos parâmetros nos lados pré e pós-choque, calculados nas janelas *U* e *D*.

Tabela 1 - Parâmetros dos choques - Médias nos lados pré e pós-choque e saltos através dos choques;  $r_N$  ( $r_B$ ) representa a razão entre as densidades (intensidades do campo magnético) nas regiões pré e pós-choque.

$N_{p1}$	$V_{sw1}$	$T_{p1}$	$B_1$	$N_{p2}$	$V_{sw2}$	$T_{p2}$	$B_2$
$12,5 \text{ cm}^{-3}$	423 km/s	$126 \times 10^3 \text{ K}$	15 nT	$22 \text{ cm}^{-3}$	487 km/s	$208 \times 10^3 \text{ K}$	21 nT
$P_{din1}$	$P_{din2}$	$r_N$	$r_B$	$\Delta N_p$	$\Delta V_{sw}$	$\Delta T_p$	$\Delta B$
3,7 nPa	8,7 nPa	1,8	1,4	$10 \text{ cm}^{-3}$	64 km/s	$82 \times 10^3 \text{ K}$	7 nT
$U_s$	$V_{A1}$	$C_{s1}$	$M_A$	$u_1$	$\theta_{Bn}$	$V_{ms1}$	$M_{ms}$
564 km/s	90 km/s	42 km/s	1,57	141 km/s	$86^\circ$	122 km/s	1,16

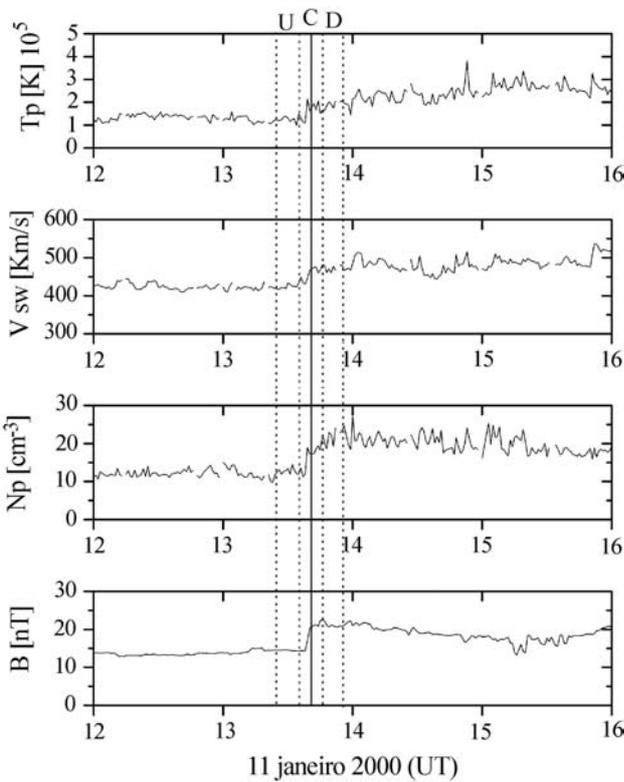


Figura 8 - Exemplo de observação de um choque interplanetário frontal rápido com dados de alta resolução utilizados neste trabalho. O choque ocorreu próximo às 14 h UT do dia 11 de janeiro de 2000. As três janelas utilizadas para definir o choque e os parâmetros antes e depois do choque estão indicadas pelas linhas tracejadas: U (*upstream*), C (choque) e D (*downstream*). A linha contínua indica o choque.

O choque ocorreu às 13:40 UT do dia 11 de janeiro de 2000. A compressão do plasma e do campo magnético foi de um fator de 1,8 e de 1,4, respectivamente. O choque foi de intensidade moderada, com número de Mach magnetossônico de 1,16. O choque é do tipo (quase) perpendicular, com ângulo de  $86^\circ$  entre a normal ao choque e o campo magnético do lado pré-choque.

## 9. Geofetividade de ondas de choque

As estruturas interplanetárias podem ser geofetivas, isto é, quando elas interagem com a magnetosfera da Terra podem causar tempestades magnéticas, especialmente se um componente intenso para o sul e de longa duração do campo magnético estiver presente. Como as ondas de choque têm uma maior extensão espacial do que as estruturas interplanetárias que as induzem, é comum que espaçonaves próximas à órbita da Terra observem apenas o choque e não a ejeção que o impulsiona ou induz (*driver gas*). Entretanto, o choque *per se* pode ter efeitos geofetivos, especialmente impulsos súbitos e ondas MHD/micropulsões dentro da magnetosfera terrestre [33, 34].

A Fig. 9 apresenta a resposta magnetosférica de impulso súbito devido à compressão causada pelo choque de 11 de janeiro de 2000. O painel superior ilustra a pressão dinâmica do vento solar (considerando apenas a densidade de prótons) e o painel inferior indica o índice geomagnético SYM-H (medido em nT). Este índice é a versão em alta resolução, de 1 min, do índice *Dst* da corrente de anel. Este índice é calculado como o desvio em relação à variação do campo magnético de épocas magneticamente calmas, do componente *H* (horizontal) do campo geomagnético medido em observatórios de baixa latitude. Esta variação é uma perturbação negativa no componente *H* do campo magnético causada por uma corrente intensificada para oeste durante tempestades magnéticas, que circunda a Terra entre 4-6 raios terrestres. Esta corrente é causada por íons energéticos (entre  $\sim 20$ -300 keV) injetados e acelerados durante tempestades magnéticas [33, 35]. Além de medir a intensidade da corrente de anel, como perturbações negativas, o índice SYM-H também pode medir a intensidade da corrente Chapman-Ferraro que flui na magnetopausa (interface entre o plasma solar e magnetosférico ilustrada na Fig. 1), a qual é medida como um aumento positivo no índice.

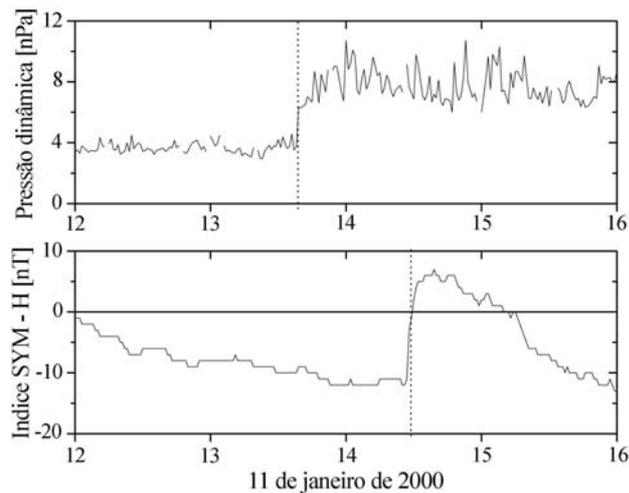


Figura 9 - Variação da pressão dinâmica através da onda de choque e da resposta geomagnética de impulso súbito - dia 11 de janeiro de 2000.

Quando um choque comprime a magnetosfera, a magnetopausa é violentamente deslocada em direção à Terra, e a corrente Chapman Ferraro é intensificada; no componente  $H$  de baixas latitudes esta resposta é vista como um salto positivo nos valores do campo, conforme observado na Fig. 9. Para este choque, o valor de impulso súbito foi de  $17 \text{ nT}$ . A defasagem observada entre o choque (observado no painel da pressão dinâmica) e o impulso súbito é de cerca de 1 h devido à distância da sonda ACE (localizada a cerca de 1 milhão de quilômetros da Terra). A propagação do sinal de impulso súbito dentro da magnetosfera é muito rápida, da ordem de 5 min. A variação de impulso súbito é proporcional à variação das raízes quadradas da pressão dinâmica do vento solar. Isto ocorre, pois na magnetopausa há um balanço entre a pressão do campo magnético da Terra (proporcional ao quadrado da magnitude do campo geomagnético) e a pressão dinâmica do vento solar. Para este evento o valor encontrado de variação da raiz quadrada das pressões dinâmicas foi de  $1 \text{ nPa}^{1/2}$ . Este valor é típico do encontrado na maioria dos eventos, onde se observa uma variação entre  $15\text{-}17 \text{ nT}/\text{nPa}^{1/2}$  [34].

Uma onda de choque também pode ser geofetiva contribuindo para a origem das tempestades magnéticas. O principal fator interplanetário responsável pela ocorrência destas tempestades é a existência de intensos e prolongados componentes para o sul do campo magnético interplanetário, os quais são devidos, sobretudo, a campos dentro dos remanescentes interplanetários das EMC ou a campos comprimidos por efeitos de choques no vento solar ambiente [32, 36]. A Fig. 10 apresenta vários mecanismos pelos quais uma onda de choque pode gerar ou amplificar campos magnéticos para o sul e ser desta forma geofetiva. O mecanismo (a) descreve a compressão por choque de um campo magnético para o sul pré-existente, o qual é amplificado. No mecanismo de empilhamento do campo

magnético (d), o campo magnético é dobrado (empilhado) ao redor de um grande objeto (a ejeção solar neste caso) levando a um esmagamento do plasma nas extremidades dos tubos de fluxo magnético. Outros mecanismos incluem a amplificação de ondas de Alfvén (c), a amplificação do dobramento da lâmina de corrente heliosférica (LCH) pela passagem do choque (b) e a deformação da frente de choque devido à propagação no meio mais denso da lâmina de plasma/lâmina de corrente heliosférica (g).

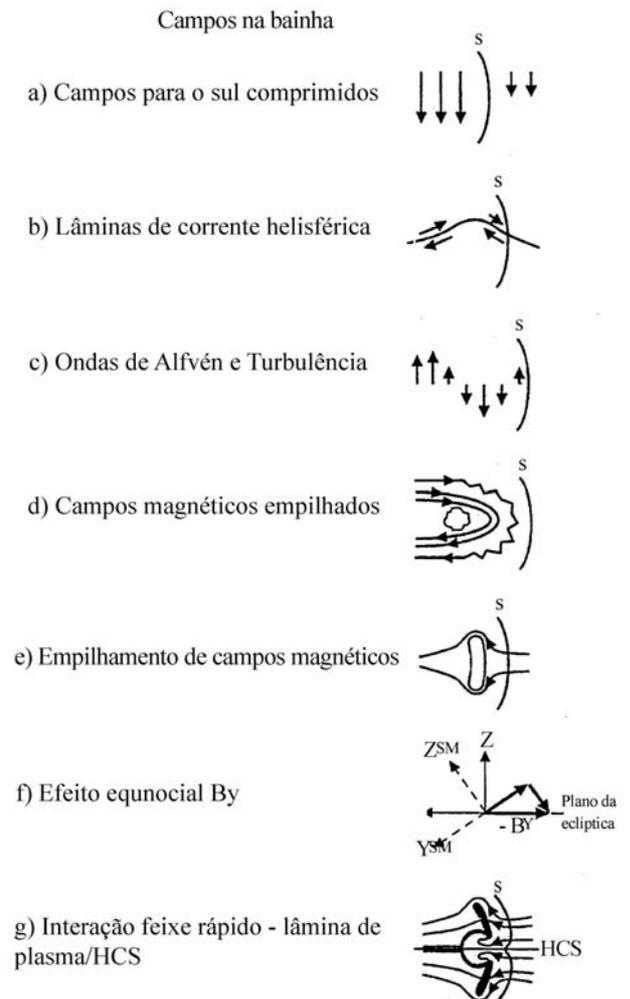


Figura 10 - Ilustração de mecanismos que podem intensificar o componente sul do campo magnético interplanetário. Fonte: adaptada de Gonzalez *et al.* (1999).

A Fig. 11 apresenta um exemplo da estatística do número de choques que são seguidos por tempestades magnéticas. Um total de 574 choques interplanetários transientes foi analisado a partir de observações no vento solar de 1973 a 2000, relatadas em várias fontes da literatura. Calculou-se a porcentagem de choques seguidos por cada nível de atividade geomagnética, e as distribuições são apresentadas na Fig. 11, para todo o período de 1973-2000. Para o período inteiro a distribuição foi determinada utilizando-se os 574 choques. A distribuição também foi calculada

para períodos de mínimo e máximo solar [37]. Aproximadamente 20% dos choques são seguidos por atividade intensa ( $Dst \leq -100$  nT), 35% por moderada ( $-100 < Dst \leq -50$  nT), 22% por fraca ( $-50 < Dst \leq -30$  nT) e calma ( $Dst > -30$  nT). Há pouca diferença entre as épocas de máximo e mínimo solar, nesta estatística estendida, contrastando com a diferença mais significativa observada comparando-se o mínimo de 1995-1996 (46%) com o máximo de 2000 (Echer *et al.*, 2004). Considerando as tempestades geofetivas intensas e as moderadas, tem-se que cerca de 58% dos choques são geofetivos no período de 1973-2000, resultado dentro do intervalo observado por [28] (entre 46-64% dos choques geofetivos).

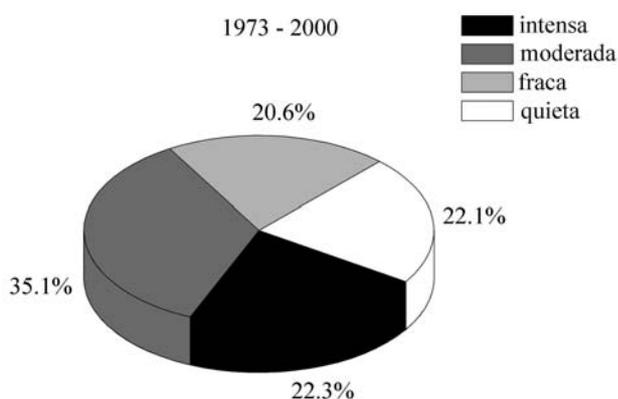


Figura 11 - Diagrama do tipo gráfico de setores do nível de atividade geomagnética após os 574 choques para o período 1973-2000.

Então, estatisticamente, quando um choque é detectado, existe uma probabilidade de quase 60% de seguir-se uma tempestade geomagnética moderada ou intensa. Esses resultados estatísticos para um longo período podem ser ligeiramente diferentes de resultados para períodos menores. Conforme foi mencionado previamente nesta seção, a análise dos períodos de mínimo solar de 1995-1996 e de máximo solar de 2000 mostrou uma diferença mais significativa na geofetividade dos choques nos diferentes períodos do ciclo solar, com 64% dos choques sendo geofetivos em 2000 e apenas 46% em 1995-1996 [28]. Estes resultados, porém, não são sempre observados. Por exemplo, o período de máximo solar de 1978-1979, apresenta uma percentagem menor de choques geofetivos, da ordem de 50% [32].

Estes resultados indicam que existe uma diferença ano a ano, devido a diferentes fases do ciclo solar e também a diferentes intensidades de cada ciclo solar, provavelmente resultado das diferenças nas estruturas interplanetárias. Porém, em termos de previsão do clima espacial pode-se estimar que, a partir da detecção de um choque interplanetário, há uma probabilidade de cerca de 57% de ocorrer atividade magnética significativa.

## 10. Choques em plasmas astrofísicos

Além dos já mencionados choques encontrados no sistema solar, explosões galácticas criam perturbações no meio intergaláctico trilhões de vezes maiores do que as ondas de choque do vento solar [11]. Choques de explosões de supernovas em nossa Galáxia poderiam acelerar raios cósmicos, partículas carregadas e principalmente prótons, extremamente energéticos que atingem a Terra de todas as direções. A Heliosfera também apresenta uma frente de choque devido aos movimentos do sistema solar num possível vento interestelar supersônico.

Choques de supernovas podem durar até um milhão de anos e partículas podem atingir energias muito altas via processo de aceleração de Fermi. Choques não colisionais podem existir ao redor de galáxias remotas. Processos dinâmicos nos centros de algumas galáxias ativas (possivelmente possuindo um buraco negro maciço) criam jatos supersônicos de centenas de milhares de anos-luz de extensão. Choques são prováveis de ocorrer quando os jatos interagem com plasma circundando a galáxia. Ondas de choque no meio interestelar resultam de violentos estágios iniciais do nascimento de estrelas, nos quais uma jovem estrela expelle gás que colide com a matéria em seus arredores em alta velocidade [3].

Em corpos astrofísicos mais distantes, é possível encontrar jatos de material de núcleos galácticos ativos; nestes locais, provavelmente, os choques são formados na interface entre o material do jato e o meio interestelar. Em supernovas, quantidades massivas de energia são depositadas em um tempo muito curto e choques se formam quando os remanescentes de supernovas empilham material enquanto eles se expandem para longe dos pulsares recém desenvolvidos [10].

## 11. Conclusões

Neste artigo apresentou-se uma introdução ao assunto das ondas de choques não colisionais existentes no vento solar. Abordaram-se os conceitos de ondas sonoras e ondas de choque em gases ordinários, para posteriormente contrastar a propagação das ondas de choques em plasmas do tipo sem colisões. Especificamente, foram discutidos as características e tipos de ondas de choque existentes no vento solar: choques dos modos rápido ou lento, do tipo frontal ou reverso. Ainda foram apresentados os tipos de choques encontrados no sistema solar: do tipo estacionário - frente de choque planetária; do tipo transiente, induzido por um remanescente interplanetário de ejeção de massa coronal; e do tipo corrotante, associado com as regiões de interação corrotante. Apresentou-se um exemplo de dados do meio interplanetário e de parâmetros calculados para um choque do tipo frontal rápido, observado em 11 de janeiro de 2000, bem como a resposta

magnetosférica a este choque em termos do impulso súbito magnetosférico. Apresentaram-se os mecanismos físicos pelos quais uma onda de choque pode contribuir para a ocorrência de tempestades magnéticas, através da geração ou amplificação de componentes para o sul do campo magnético interplanetários. As ondas de choque sem colisões propagantes no vento solar são interessantes de estudar tanto por seu potencial fator geofetivo, capaz de causar perturbações e tempestades espaciais, bem como por causa da física envolvida. O meio interplanetário constitui-se num laboratório natural para o estudo de estruturas magnéticas de escala muito grande (da ordem de frações da distância Terra-Sol), com densidades extremamente baixas e sobre condições de um fluido MHD quase-ideal. Assim o estudo de ondas de choques não colisionais no vento solar pode nos ajudar a entender alguns aspectos da física dos plasmas e da eletrodinâmica em condições que não podem ser facilmente reproduzidas em laboratório.

## Referências

- [1] C.T. Russell, *Science Progress* **75**, 93 (1991).
- [2] R.P. Feynman, R.B. Leighton and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison-Wesley Publishing Company, Redwood, 1963), 6ª re-impressão, 1977, v. 1.
- [3] G.K. Parks, *Physics of Space Plasmas, An introduction* (Addison-Wesley Publishing Company, New York, 1991), 538 p.
- [4] T. Gold *Gas Dynamics of Cosmic Clouds* (North Holland Pub. Co., Amsterdam, 1955).
- [5] W.I. Axford, *J. Geophys. Res.* **67**, 3791 (1962).
- [6] P.J. Kellog, *J. Geophys. Res.* **67**, 3805 (1962).
- [7] N.F. Ness, C.S. Scearce and B.J. Seek, *J. Geophys. Res.* **69**, 3531 (1964).
- [8] C.P. Sonett, P.J. Coleman, D.S. Colburn, L. Davis and E.J. Smith, *Physics Reviews Letters* **13**, 153 (1964).
- [9] M. Alonso e E.J. Finn, *Física: Um Curso Universitário* (Edgard Blücher, São Paulo, 1972), v. 1.
- [10] D. Burgess, Collisionless shocks, in *Introduction to Space Physics* edited by M.G. Kivelson and C.T. Russell (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [11] C.F. Kennel and R.Z. Sagdeev, *Scientific American* **106**, 40 (1991).
- [12] J.A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics* (Pergamon, Oxford, 1986).
- [13] M.G. Kivelson, Physics of space plasmas, in *Introduction to Space Physics*, edited by M.G. Kivelson and C.T. Russell (Cambridge University Press, New York, 1995).
- [14] L.D. Landau and E.M. Lifhitz, *Course of Theoretical Physics (Eletrodinâmica dos Meios Contínuos)* (Pergamon Press, Bristol, 1959), v. 6.
- [15] H. Fleming, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **23**, 155 (2001).
- [16] L.F. Burlaga, *Interplanetary Magnetohydrodynamics* (Oxford University Press, New York, 1995).
- [17] J.A. González-Esparza and A. Balogh, *Geofísica Internacional* **40**, 55 (2001).
- [18] R. Schwenn, *Space Science Reviews* **44**, 139 (1986).
- [19] T. Gold, *Nuovo Cimento Suppl.* **13**, Ser. X, 318 (1959).
- [20] E.N. Parker, *Interplanetary Dynamic Process* (John Wiley and Sons, New York, 1963).
- [21] M. Dryer, *Space Science Reviews* **17**, 277 (1975).
- [22] H.V. Cane, *J. Geophys. Res.* **90**, 191 (1985).
- [23] N.R. Sheeley, R.A. Howard, M.J. Koomen, D.J. Michels, R. Schwenn, K.H. Mühlhäuser and H. Rosenbauer, *J. Geophys. Res.* **90**, 163 (1985).
- [24] B.T. Tsurutani and R.G. Stone (editors), *Collisionless Shocks in the Heliosphere, Reviews of Current Research*, AGU Monograph 35 (American Geophysical Union, Washington, DC, 1985).
- [25] J.T. Gosling, S.J. Bame, D.J. McComas and J.L. Phillips, *Geophys. Res. Lett.* **17**, 901 (1990).
- [26] S. Jurac, J.C. Kasper, J.D. Richardson and A.J. Lazarus, *Geophys. Res. Lett.* **29**, 10.1029/2001GL014034 (2002).
- [27] E. Echer, W.D. Gonzalez, L.E.A. Vieira, A. Dal Lago, F.L. Guarnieri, A. Prestes, A.L.C. Gonzalez and N.J. Schuch, *Braz. Jour. Phys.* **33**, 115 (2003).
- [28] E. Echer, M.V. Alves and W.D. Gonzalez, *Solar Physics* **221**, 361 (2004).
- [29] Y.C. Whang, D. Larson, R.P. Lin, R.P. Lepping and A. Szabo, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2625 (1998).
- [30] Kivelson, M.G. Pulsations and magnetohydrodynamic waves, in *Introduction to Space Physics*, edited by M.G. Kivelson and C.T. Russell (Cambridge University Press, New York, 1995).
- [31] I.G. Richardson and H.V. Cane, *J. Geophys. Res.* **98**, 15295 (1993).
- [32] W.D. Gonzalez, B.T. Tsurutani and A.L.C. Clúa de Gonzalez, *Space Science Reviews* **88**, 529 (1999).
- [33] A. Nishida, *Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere* (Springer Verlag, New York, 1978), v. 9, 256 p.
- [34] E. Echer, W.D. Gonzalez, A. Dal Lago, L.E.A. Vieira, F.L. Guarnieri, A.L.C. Gonzalez and N.J. Schuch, *Advances in Space Research* **36**, 2313 (2005).
- [35] W.D. Gonzalez, J.A. Joselyn, Y. Kamide, H.W. Kroehl, G. Rostoker, B.T. Tsurutani and V.M. Vasyliunas, *J. Geophys. Res.* **99**, 5771 (1994).
- [36] B.T. Tsurutani, W.D. Gonzalez, F. Tnag, S.-I. Akasofu and E.J. Smith, *J. Geophys. Res.* **93**, 8519 (1988).
- [37] E. Echer and W.D. Gonzalez, *Geophys. Res. Lett.* **31**, L09808, doi:10.1029/2003GL019199 (2004).