

1. Classificação INPE.COM 4(RPE) CDU: 523.6/.7		2. Período Julho de 1979	4. Critério de Distribuição: interna <input type="checkbox"/> externa <input checked="" type="checkbox"/>
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>Interação Vento Solar - Cometa, Método de Perturbações.</i>			
5. Relatório nº INPE-1529-RPE/061	6. Data Julho de 1979	7. Revisado por <i>Bittencourt</i> José Augusto Bittencourt	
8. Título e Sub-Título <i>MÉTODO DE PERTURBAÇÕES NO ESTUDO DA INTERAÇÃO DO VENTO SOLAR COM COMETAS</i>		9. Autorizado por <i>Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor	
10. Setor DCE/DAS/GFI	Código 30.362	11. Nº de cópias 10	
12. Autoria René A. Medrano-B.		14. Nº de páginas 15	
13. Assinatura Responsável <i>René A. Medrano B.</i>		15. Preço	
16. Sumário/Notas <i>A análise da interação do vento solar com as ionosferas de cometas, baseada num modelo hidrodinâmico, é reestudada sob um ponto de vista mais realista, onde é levado em conta o campo magnético interplanetário B. O enfoque do problema é baseado no fato de que a energia do campo B é muito pequena (da ordem de 10^{-2}), comparada com a energia do vento solar a distâncias de 1 UA do sol. Uma análise do balanço de pressões, nos dois lados da onda de choque, indica que a distância do ruído fica consideravelmente reduzida. Desenvolveu-se equações de perturbações de primeira ordem, com base nas soluções (de ordem zero) obtidas por Biermann et al. (1967), as quais previamente deverão ser corrigidas, restituindo-se às partículas os 3 graus de liberdade.</i>			
17. Observações Este trabalho foi parcialmente subvencionado pelo Fundo Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FNDCT) através do Contrato FINEP-130/CT. Este trabalho foi apresentado na XXXI Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência (SBPC) realizada no período 11 - 18 de julho de 1979.			

MÉTODO DE PERTURBAÇÕES NO ESTUDO DA INTERAÇÃO DO VENTO SOLAR COM COMETAS

por

Renê A. Medrano-B.

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE

Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq

12200 São José dos Campos, SP, Brasil

RESUMO

A análise da interação do vento solar com as ionosferas de cometas, baseada num modelo hidrodinâmico, é reestudada sob um ponto de vista mais realista, onde é levado em conta o campo magnético interplanetário \underline{B} . O enfoque do problema é baseado no fato de que a energia do campo \underline{B} é muito pequena (da ordem de 10^{-2}), comparada com a energia do vento solar a distâncias de 1 UA do sol. Uma análise do balanço de pressão, nos dois lados da onda de choque, indica que a distância do ruído fica consideravelmente reduzida. Desenvolveu-se equações de perturbações de primeira ordem, com base nas soluções (de ordem zero) obtidas por Biermann et al. (1967), as quais previamente deverão ser corrigidas, restituindo-se às partículas os 3 graus de liberdade.

1 - INTRODUÇÃO

Na atualidade não existe nenhuma dúvida de que a configuração da cabeleira e cauda iônica dos cometas é devida à interação da

ionosfera cometária (criada principalmente por foto-ionização) com o plasma interplanetário. Contudo, a forma detalhada desta interação é ainda um assunto pouco conhecido, apesar do esforço realizado durante o último quarto de século (Mendis and Ip, 1977).

A maior parte dos modelos desenvolvidos visam explicar determinados aspectos cometários, devido, principalmente, a que a estrutura topológica observada é diferente para cada cometa. Deve ficar claro que a diferença na forma iônica dos cometas é algo de se esperar, uma vez que depende, entre outras coisas, das condições do vento solar, das condições físicas e químicas do núcleo cometário, e da composição da atmosfera do cometa. Quanto a este último item, e de acordo com as observações dos últimos anos (Wallis, 1977), é bem possível que o constituinte dominante seja o H_2O . Em todo caso, fica evidente que um modelo teórico, desenvolvido sob considerações gerais, não necessariamente é aplicável a todos os casos.

Neste trabalho desenvolve-se um modelo magnetohidrodinâmico, cuja solução é proposta ser encontrada mediante a teoria das perturbações, utilizando, como base, o modelo hidrodinâmico de Biermann et al. (1967) por ser este modelo o trabalho mais minucioso existente na atualidade, embora as soluções tenham sido restritas apenas ao longo da reta que une o sol com o núcleo do cometa.

2 - EFEITO DA ADIÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO NA POSIÇÃO DA ONDA DE CHOQUE

Biermann et.al. (1967) tem considerado o problema da in

teração sob o ponto de vista de interação de fluidos. Embora o caminho livre médio das partículas no vento solar a distâncias de 1 UA (Unidade Astronômica) seja também da ordem de 1 UA, este enfoque de fluido tem sua validade devido à presença do campo magnético interplanetário. De acordo com os cálculos de Biermann et al. (1967), na frente do cometa se desenvolve uma onda de choque, a uma distância de aproximadamente 3.9×10^6 km do núcleo do cometa, sob condições do vento solar $v_{sw} = 400$ km/seg (velocidade do fluido interplanetário), $n = 3 \text{ cm}^{-3}$ (densidade numérica dos ions + eletrons) e $p_{sw} = 3.8 \times 10^{-11}$ dinas/cm² (pressão do vento solar) para uma produção de 10^{30} molec/seg no cometa, considerando as moléculas de CO e N₂ como principais componentes. Estas soluções são mostradas na Figura 1 e 2.

No sistema de referência da onda de choque estacionária, deve-se ter um balanço de pressão, tal como indicado na Figura 3, onde na região I se tem o vento solar e na região II o plasma cometário. Na realidade, esta é uma situação idealizada, uma vez que existe difusão do plasma solar através da onda de choque. Porém, para efeitos de comparação esta situação é válida, já que é equivalente a supor que a condutividade elétrica na frente do choque é infinita e que o escoamento é feito pelos lados.

$$\text{Assim, } p_I = p_{II}$$

$$\rho u^2 + p_{sw} + \frac{B_0^2}{2\mu_0} = \sum_i n_i k T_i \quad (1)$$

onde n_{sw} e T_{sw} são a densidade e temperatura do vento solar, $\rho = n_{sw} M_p$,

B_0 o campo magnético interplanetário, k = constante de Boltzmann, n_i e T_i densidade e temperatura do plasma por detrás da onda de choque.

$$p_{SW} = n_{SW} k T_{SW}$$

$$u = (\underline{v}_{SW} + \underline{v}_C) \cdot \underline{\hat{n}} \approx v_{SW}$$

\underline{v}_{SW} = velocidade do vento solar, \underline{v}_C = velocidade orbital do cometa. T_0 das estas grandezas no sistema M.K.S.

Para $B_0 = 0$, Biermann obteve as seguintes soluções:

$$p_{II_0} = kT \sum_i n_i = 5 \times 10^{-9} \text{ dinas/cm}^2, n_{II_0} = \sum_i n_i = 10 \text{ cm}^{-3}$$

Com a adição do campo magnético e supondo que a temperatura do plasma na região II não varia muito, a equação (1) permite de terminar a densidade n_{II} necessária para manter o equilíbrio:

$$n_{II} = \frac{n_{II_0}}{p_{II_0}} \left(\frac{B_0^2}{2\mu_0} + p_{II_0} \right) \quad (2)$$

onde foi feito $\rho u^2 = p_{II_0} - n_{SW} k T_{SW}$, objetivando usar os resultados de Biermann et al. Com esta análise é obtida uma densidade numérica de $n_{II} = 10.2 \text{ cm}^{-3}$ que, segundo a Figura 2, se encontra a uma distância a proximada de $1.75 \times 10^6 \text{ km}$ do núcleo. Este cálculo, embora não realista, indica uma diminuição da distância do núcleo à frente de choque (de $2.15 \times 10^6 \text{ km}$), em relação ao valor obtido por Biermann et al., sem a presença do campo magnético interplanetário.

3 - MODELO MAGNETOHIDRODINÂMICO

As equações que devem ser satisfeitas pelos fluidos que se encontram dentro da região de interação, expressas no sistema M.K.S., são:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\underline{u}) = S_n \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\underline{u}) = S_\rho \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\underline{u} + \epsilon_0 \underline{E} \times \underline{B}) + \nabla \cdot \left[\rho\underline{u} \underline{u} + p \underline{I} + \underline{M} \right] = \underline{M} \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\epsilon_0}{2} E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right) + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \underline{u} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \underline{u} + \frac{\underline{E} \times \underline{B}}{\mu_0} \right) = Q \quad (6)$$

Estas equações são as da continuidade da densidade numérica total (3), da massa média das espécies (4), equação do momento (5) e de energia para um processo adiabático (6), cada uma complementada pelos termos fonte S_n , S_ρ , \underline{M} e Q , devido ao aparecimento de partículas geradas pelos processos de ionização. Observe-se que nestas equações foram levados em consideração os campos eletromagnéticos presentes, onde:

$$\underline{M} = \epsilon_0 \underline{E} \underline{E} + \frac{\underline{B}\underline{B}}{\mu_0} - \frac{1}{2} \underline{I} \left(\epsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0} \right) = \text{Tensor de Maxwell.}$$

Para o caso presente, o campo elétrico \underline{E} é apenas devido ao movimento do plasma magnetizado, i.e. $\underline{E} = -\underline{u} \times \underline{B}$.

Com esta consideração, as equações (5) e (6), depois de alguma álgebra, ficam, respectivamente:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho \underline{u} + \epsilon_0 (\underline{u} \cdot \underline{B}) \underline{B} - \epsilon_0 B^2 \underline{u}] +$$

$$+ \nabla \cdot \left[\rho \underline{u} \underline{u} + p \underline{I} + \frac{1}{\mu_0} (\underline{B}\underline{B} - \frac{B^2}{2} \underline{I}) \right] = \underline{M} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma-1} + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) +$$

$$+ \nabla \cdot \left\{ \frac{1}{2} \rho u^2 \underline{u} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \underline{u} + \frac{1}{\mu_0} [(\underline{u} \cdot \underline{B}) \underline{B} - B^2 \underline{u}] \right\} = Q \quad (8)$$

As equações (3), (4), (7) e (8) descrevem o estado da io nosfera cometária num regime dinâmico. Evidentemente, os termos fonte serão funções da disponibilidade de partículas neutras do cometa e dos diferentes processos de ionização, como foto-ionização, troca de carga, ionização por colisão com elétrons energéticos e outros possíveis meca nismos (Kubo et al., 1971). Por isto, será também necessária a equação da continuidade das moléculas neutras (Biermann et al., 1967).

Para um processo estacionário ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) e considerando $\underline{B} = 0$, as relações (3), (4), (7) e (8) são exatamente as equações resolvidas por Bierman et al. (1967). Na solução obtida por estes autores,

foi suposta a relação de calores específicos $\gamma = 2$, com a intenção de levar em conta o efeito do campo magnético. Porém, este valor apenas restringe o número de graus de liberdade das partículas (conforme deveria se esperar) sem levar em consideração o efeito físico do campo elétrico devido ao fluido em movimento, i.e. - $\underline{u} \times \underline{B}$.

O sistema de equações (3), (4), (7) e (8) pode ser resolvido de uma maneira aproximada, pelo método de perturbações, aproveitando a solução de Biermann et al., uma vez que a presença de \underline{B} representa apenas uma perturbação, conforme mostra a relação entre a energia magnética e a cinética do plasma

$$\frac{\frac{1}{8\pi} B_0^2}{\frac{1}{2} \rho_{sw} u_{sw}^2} = 1.5 \times 10^{-2}$$

Assim, suponha-se

$$\xi = \sum_{k=0}^{\infty} \epsilon^k \xi_k \quad \epsilon \ll 1 \quad (9)$$

onde ξ representa qualquer uma das grandezas n , ρ , \underline{u} e p . Nesta expressão ξ_0 representa o resultado obtido por Biermann et al. e ξ_k ($k \geq 1$) as sucessivas aproximações de ordem superior.

Considerando um regime estacionário e depois de substituir o conjunto de relações que representa (9) nas (3), (4), (7) e (8), conservando apenas termos de primeira ordem, tem-se:

$$\nabla \cdot (n_0 \underline{u}_1 + n_1 \underline{u}_0) = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \underline{u}_1 + \rho_1 \underline{u}_0) = 0 \quad (11)$$

$$\nabla \cdot (\rho_1 \underline{u}_0 \underline{u}_0 + \rho_0 \underline{u}_0 \underline{u}_1 + \rho_0 \underline{u}_0 \underline{u}_1 + p_1 \underline{\underline{I}}) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \underline{B}^2 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \nabla \cdot (\rho_1 u_0^2 \underline{u}_0 + \rho_0 u_0^2 \underline{u}_1 + 2\rho_0 u_0 u_1 \underline{u}_0) + \\ & + \frac{\gamma}{\gamma-1} \nabla \cdot (p_0 \underline{u}_1 + p_1 \underline{u}_0) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \left[\underline{u}_0 \cdot (\underline{B}^2 \underline{\underline{I}} - \underline{B}\underline{B}) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

Para aproveitar as soluções de Biermann, estas equações são referenciadas a um sistema de coordenadas cilíndricas orientadas da maneira mostrada na Figura 4 onde se supõe uma simetria azimutal. Dado que as soluções são procuradas sobre o eixo z (i.e. $r \rightarrow 0$), pode-se ver que: $\lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r f(r)] = 2 \frac{\partial f}{\partial r}$.

Assim, esta aproximação foi usada toda vez que apareciam expressões deste tipo. Depois de muita álgebra, obtêm-se as seguintes equações:

$$2 \frac{\partial}{\partial r} (n_0 u_{1r} + n_1 u_{0r}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_0 u_{1z} + n_1 u_{0z}) = 0 \quad (14)$$

$$2 \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 u_{1r} + \rho_1 u_{0r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 u_{1z} + \rho_1 u_{0z}) = 0 \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
 & 2\rho_1 \left(\frac{\partial}{\partial r} u_{0r} \right) u_{0s} + \rho_1 \left(\frac{\partial}{\partial z} u_{0z} \right) u_{0s} + 2\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial r} u_{1r} \right) u_{0s} + \rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial z} u_{1z} \right) u_{0s} + \\
 & + 2\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial r} u_{0r} \right) u_{1s} + \rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial z} u_{0z} \right) u_{1s} + \rho_1 \left(u_{0q} \frac{\partial}{\partial q} u_{0s} \right) + \rho_0 \left(u_{1q} \frac{\partial u_{0s}}{\partial q} \right) + \\
 & + \rho_0 \left(u_{0q} \frac{\partial}{\partial q} u_{1s} \right) + u_{0s} \left(u_{0q} \frac{\partial}{\partial q} \rho_1 \right) + u_{0s} u_{1q} \frac{\partial \rho_0}{\partial q} + u_{1s} u_{0q} \frac{\partial \rho_0}{\partial q} + \frac{\partial p_1}{\partial s} = \\
 & = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial s} B^2 \tag{16}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial r} (\rho_1 u_{0r}^2 + \rho_0 u_0^2 u_{1r} + 2\rho_0 u_0 u_1 u_{0r}) + \\
 & + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_1 u_0^2 u_{0z} + \rho_0 u_0^2 u_{1z} + 2\rho_0 u_0 u_1 u_{0z}) + \\
 & + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 u_{1r} + p_1 u_{0r}) + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 u_{1z} + p_1 u_{0z}) = \\
 & = \frac{2}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} (B^2 u_{0r} - u_{0q} B_q B_r) + \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} (B^2 u_{0z} - u_{0q} B_q B_z) \tag{17}
 \end{aligned}$$

Na equação (16) o índice $s = r, z$ e foi usada a convenção de soma para os índices repetidos $q = r, z$. Isto significa que a expressão (16), representa na realidade duas equações para cada componente. Na equação (17) foi usada a mesma convenção de índices repetidos.

O sistema de equações fica fechado com a equação (na realidade duas equações):

$$\nabla \times \underline{B} = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\underline{u} \times \underline{B}) \quad (18)$$

Este sistema de equações fica sujeito a condições de contorno homogêneas de Dirichlet em todas as (funções) incógnitas de primeira ordem. Para o campo magnético, pode-se ver que $B_r = 0$ em todos os pontos sobre o eixo z, para a configuração de campo mostrada na Figura 4.

Fica evidente que estas relações são válidas para $\gamma = \frac{5}{3}$ e, portanto, primeiro será necessário corrigir as soluções de Biermann antes de serem aplicadas às equações que fornecem as perturbações de primeira ordem, cujas soluções podem ser obtidas numericamente.

REFERÊNCIAS

- Biermann, L., Brosowski, R.L., and Schmidt, H.U., 1967, *Solar Phys.*, 1, 254.
- Kubo, H., Kawashima, N., and Itoh, T., 1971, *Plasma Phys.*, 13, 131.
- Mendis, D.A., and Ip, W.-H., 1977, *Space Sci.Rev.*, 20, 145.
- Wallis, M.K., 1977, *Study of Travelling Interplanetary Phenomena*, M.A. Shea, et al. (Eds.), D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 279.

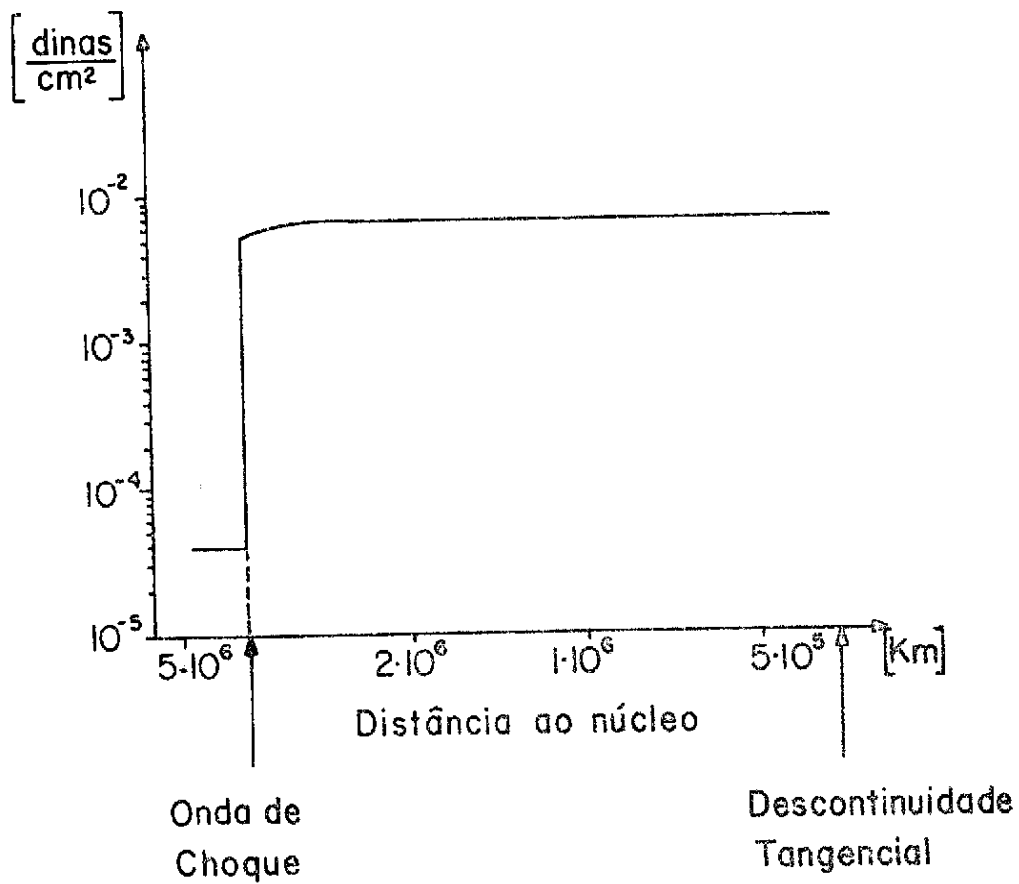


Fig. 1 - Solução hidrodinâmica da pressão correspondente a uma taxa de produção de 10^{30} molec/seg no núcleo do cometa (Biermann et al., 1967).

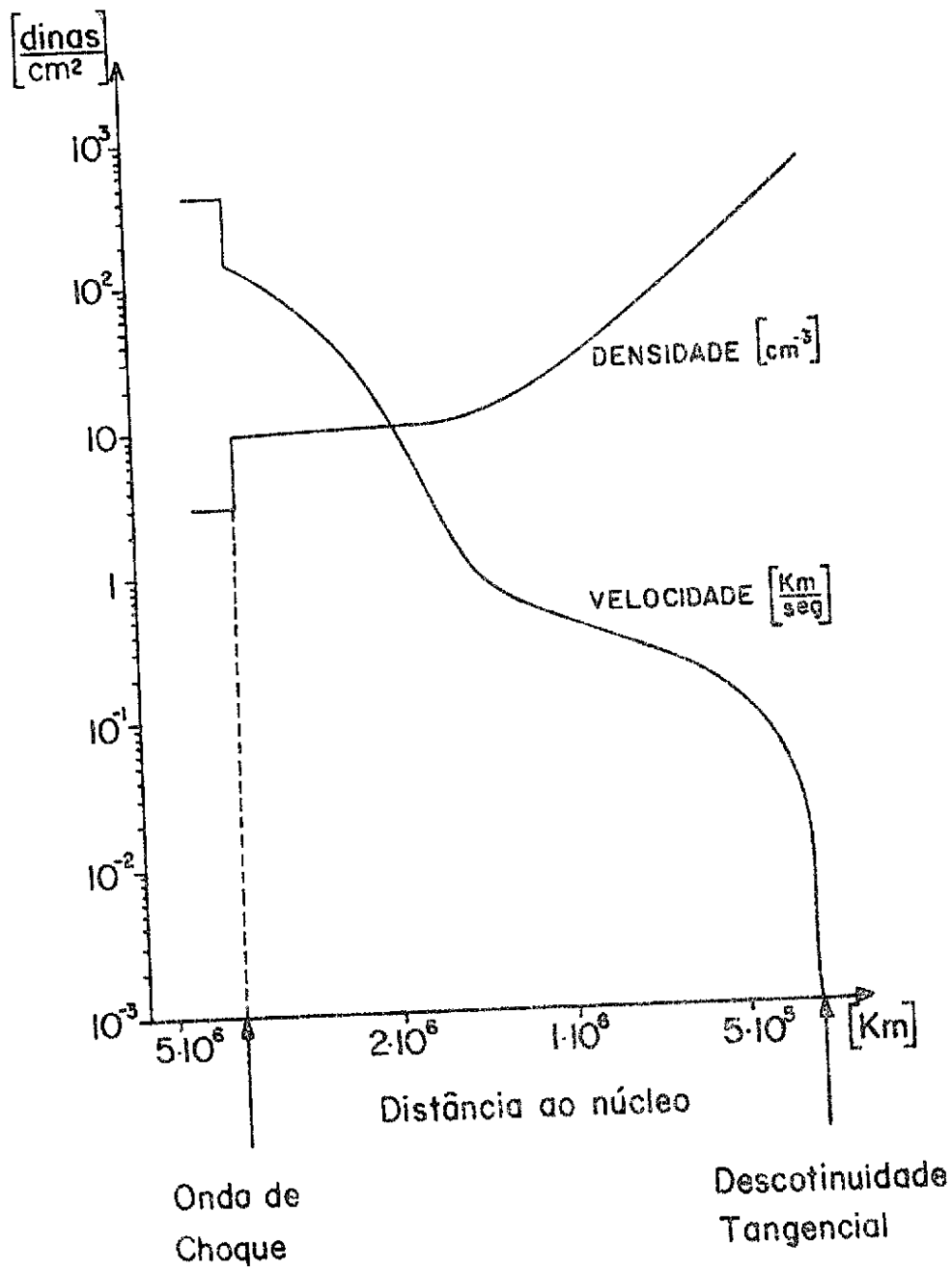


Fig. 2 - Solução hidrodinâmica da densidade e velocidade para uma taxa de produção de 10^{30} molec/seg (Biermann et al., 1967).

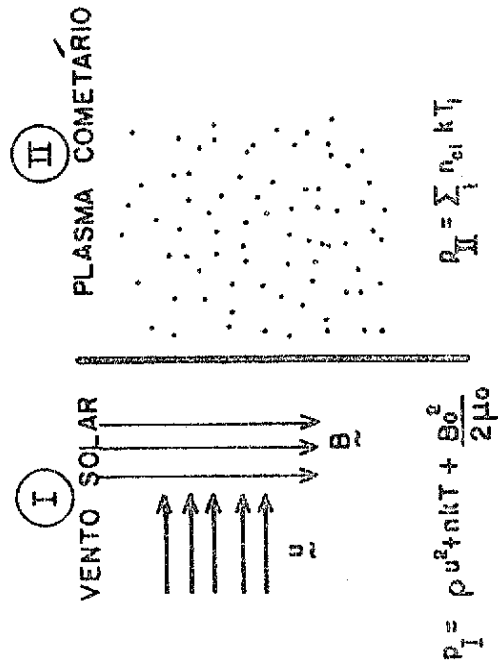


Fig. 3 - Balanço de pressão no sistema de referência da onda de choque (I) na vertical grossa).

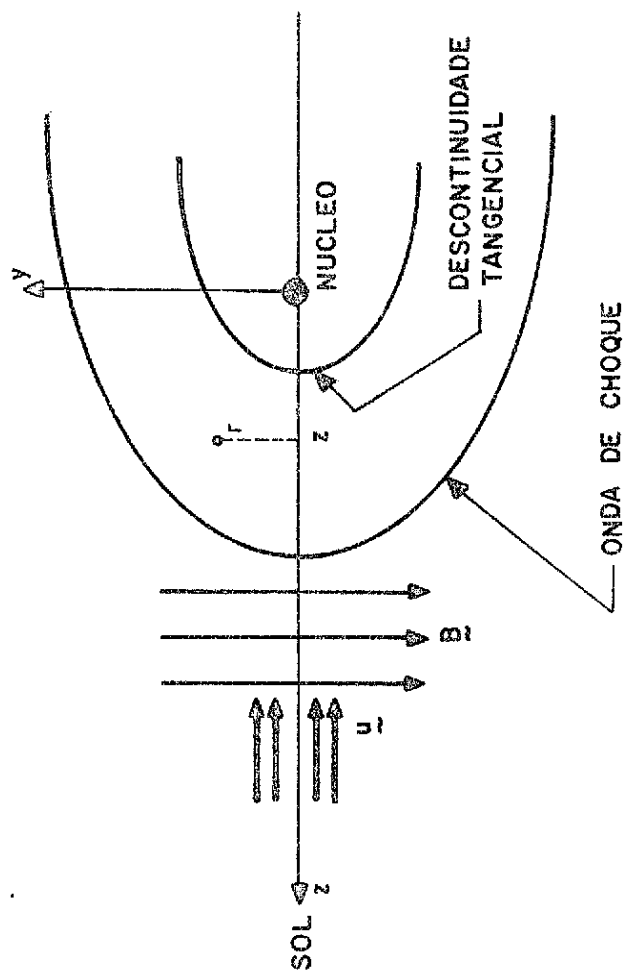


Fig. 4 - Orientação do sistema de coordenadas cilíndricas. Supõe-se uma simetria azimutal.