Reconexao Magnetica

ElisaBete M. de Gouveia Dal Pino
IAG-USP

Escola CBPF, julho 2008

Liberacao de energia magnetica

Há vários exemplos em astrofísica nos quais a energia "aparece" sob formas observáveis como calor, partículas rápidas (raios cósmicos), etc. Em alguns casos, há boa evidência de que campos magnéticos estão presentes, e é razoável sugerir-se que energia magnética está sendo convertida em outras formas de energia. Neste capítulo, vamos estudar como isso ocorre.

Liberacao de energia magnetica

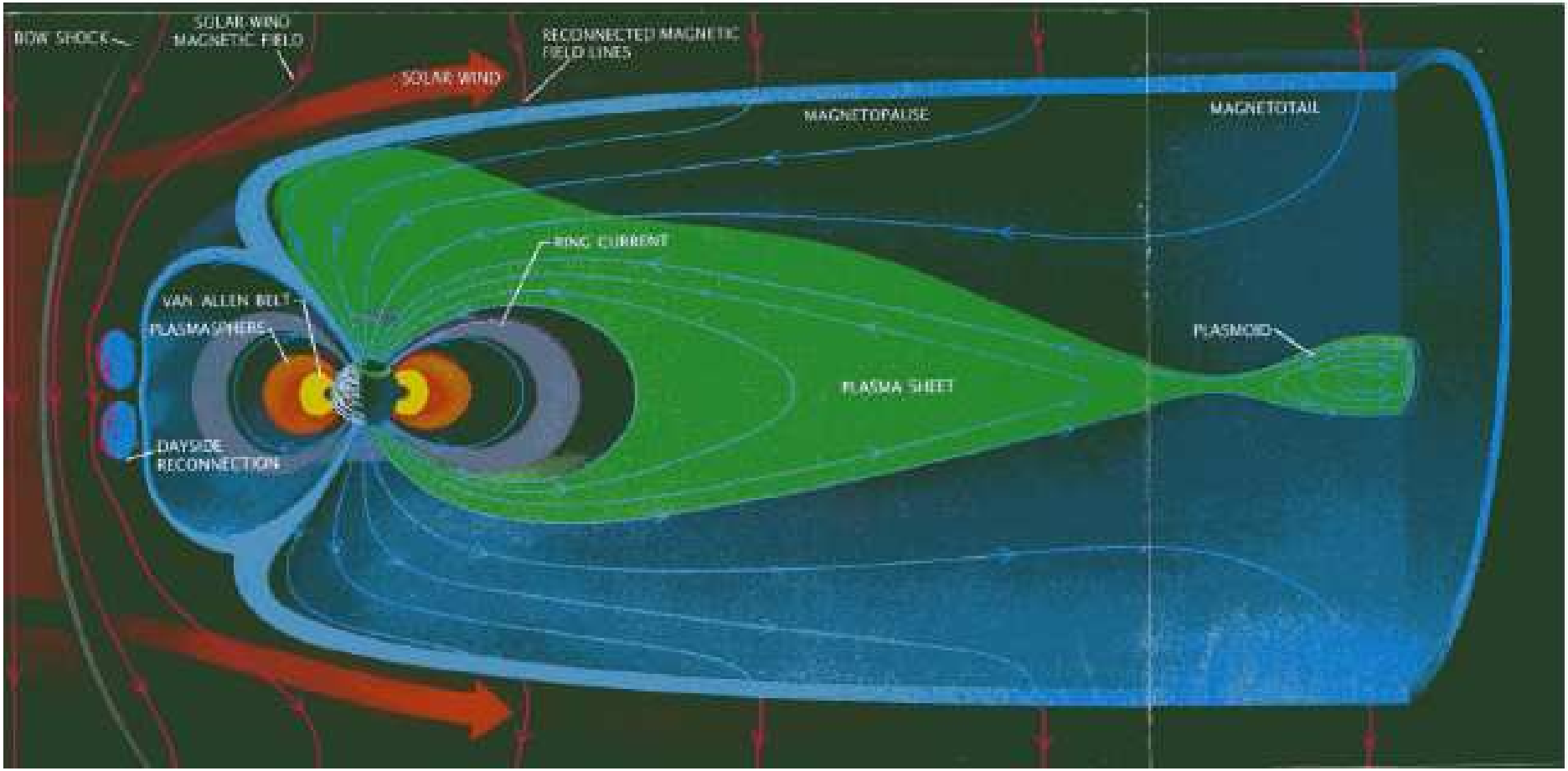
Exs.:

1. **cauda magnetica** (ou "magnetotail") da terra: onde "tempestades" ocorrem e onde as particulas sao rapidamente aceleradas para altas energias. O campo magnetico e' o reservatorio do qual as particulas dragam energia.

2. **coroa solar**: onde a constante renovacao da enorme energia termica e do vento solar e' provavelmente devido ao campo magnetico coronal.

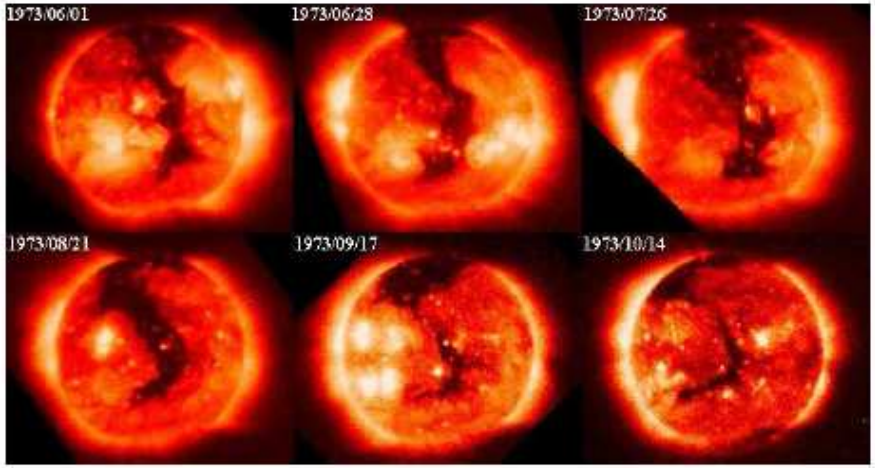
3. Discos de acrecao e **jatos de radio galaxias**, **microquasares e estrelas jovens**: cuja producao e colimacao estao possivelmente associados com campos magneticos dos quais retiram sua energia

Magneto-cauda da Terra

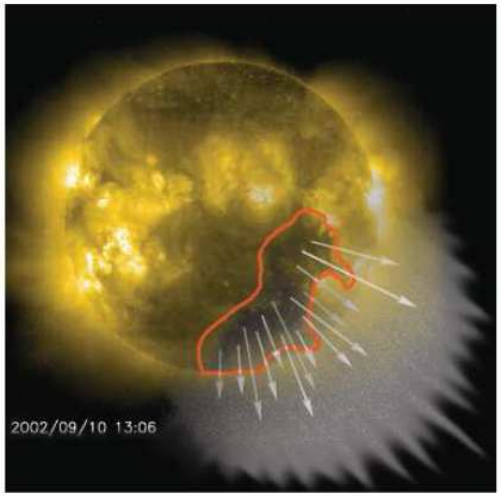


Coroa Solar

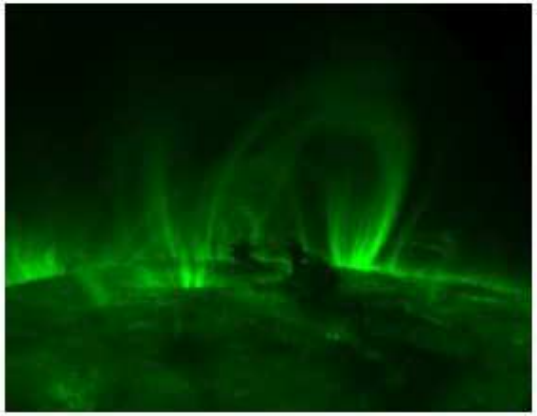
⇒ Applies to dynamics in coronal holes, where (fast) solar wind escapes freely:



- Actual case:



⇒ Applies to waves in solar coronal flux tubes, no back-reaction on photosphere:



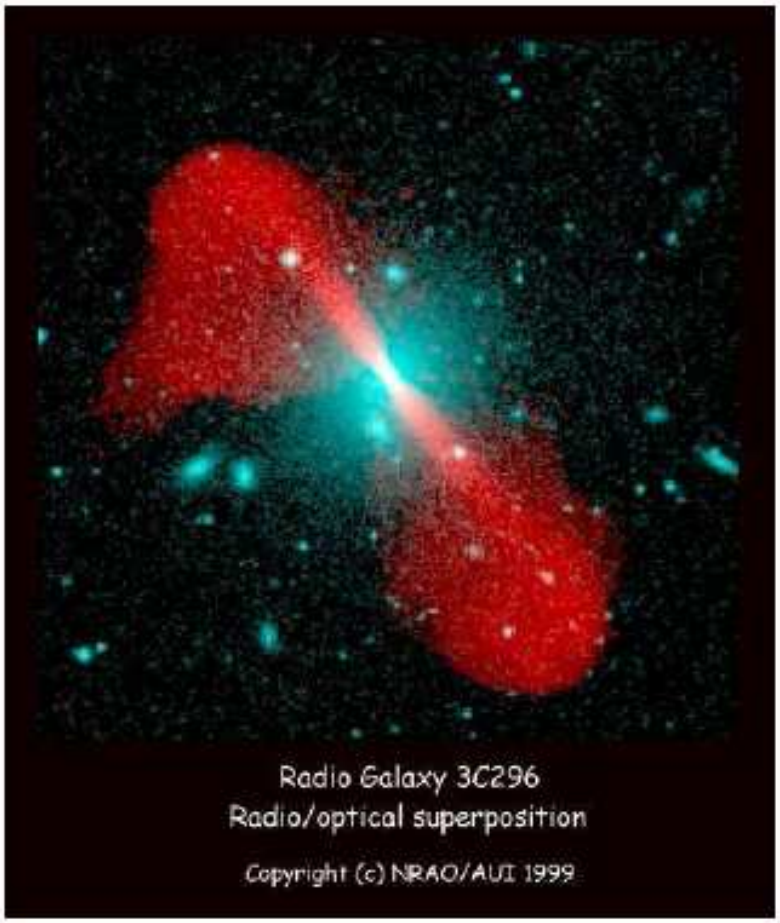


Example: Coronal loops (cont'd)



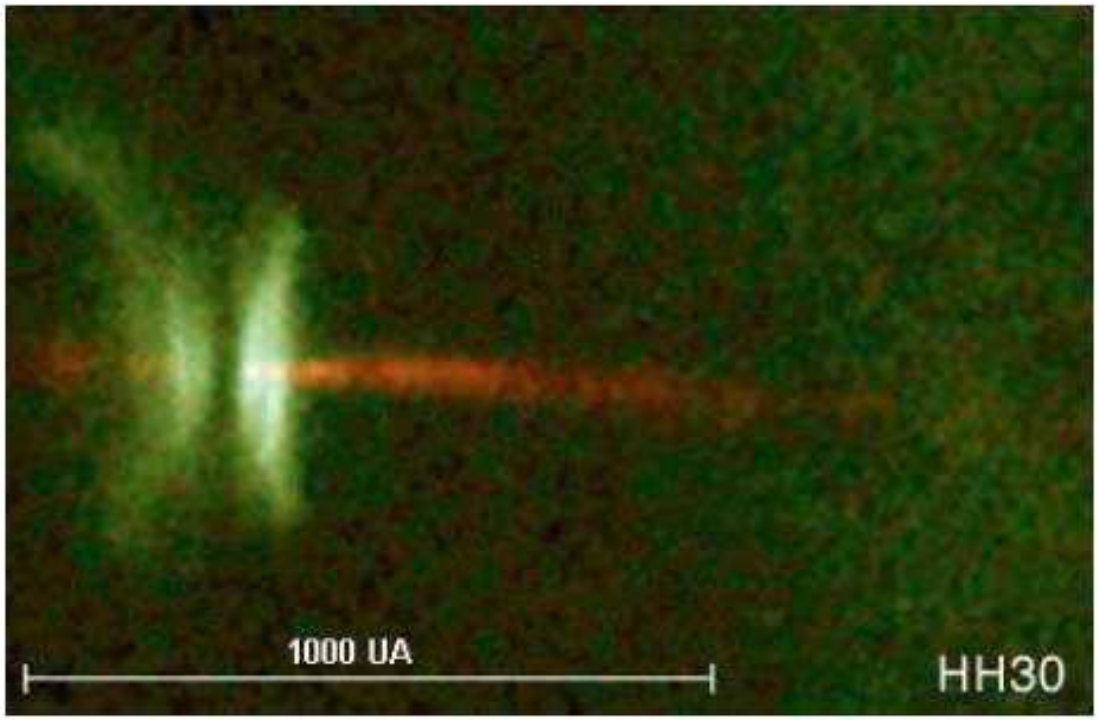
[from recent observations with TRACE spacecraft]

Ex. de um jato emergindo de uma galaxia ativa



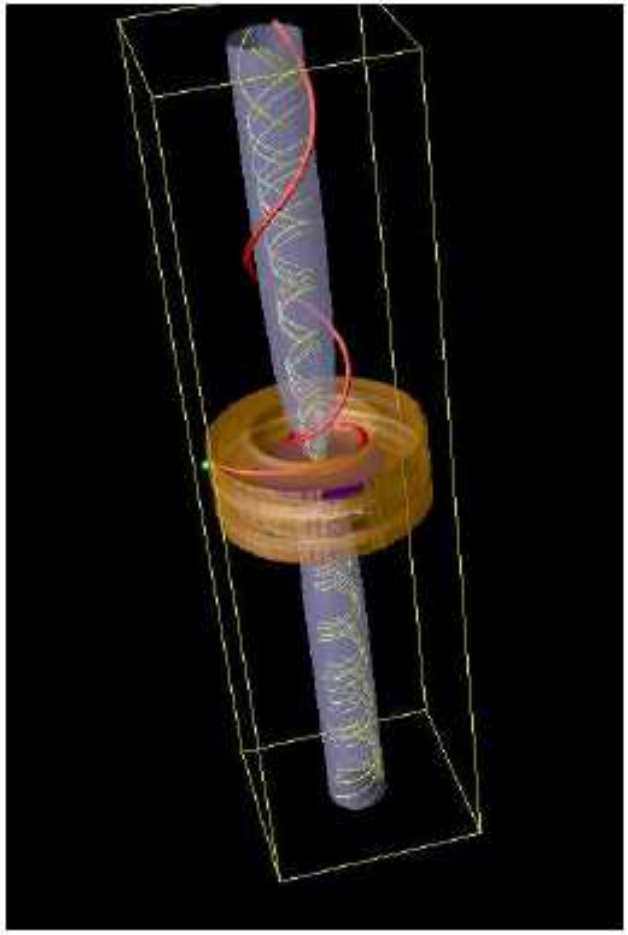
Active galactic nucleus ($M_* \sim 10^8 M_\odot$): optical emission (blue) centered on disk, radio emission (red) shows the jets.

Example: Accretion disk and jets (YSO)



Young stellar object ($M_* \sim 1 M_\odot$): accretion disk 'seen' edge-on as dark strip, jets colored red.

Example: Accretion disk and jets (simulation)



Stationary end state from the simulation of a Magnetized Accretion Ejection Structure: disk density surfaces (brown), jet magnetic surface (grey), helical field lines (yellow), accretion-ejection particle trajectory (red).
[Casse & Keppens, Ap. J. **601**, 90 (2004)]

Liberacao de energia magnetica em ondas de choque

Vimos que particulas podem ser **aceleradas em ondas de choque** se um campo magnetico esta presente (aceleracao de Fermi de 1a. ordem), e ondas de choque tambem depositam calor.

Ex.:

ondas de choque de supernovas aquecem o meio interestelar e aceleram raios cosmicos. Mas, nesse caso o reservatorio de energia e' a **explosao** propriamente, a qual nao envolve campos magneticos diretamente.

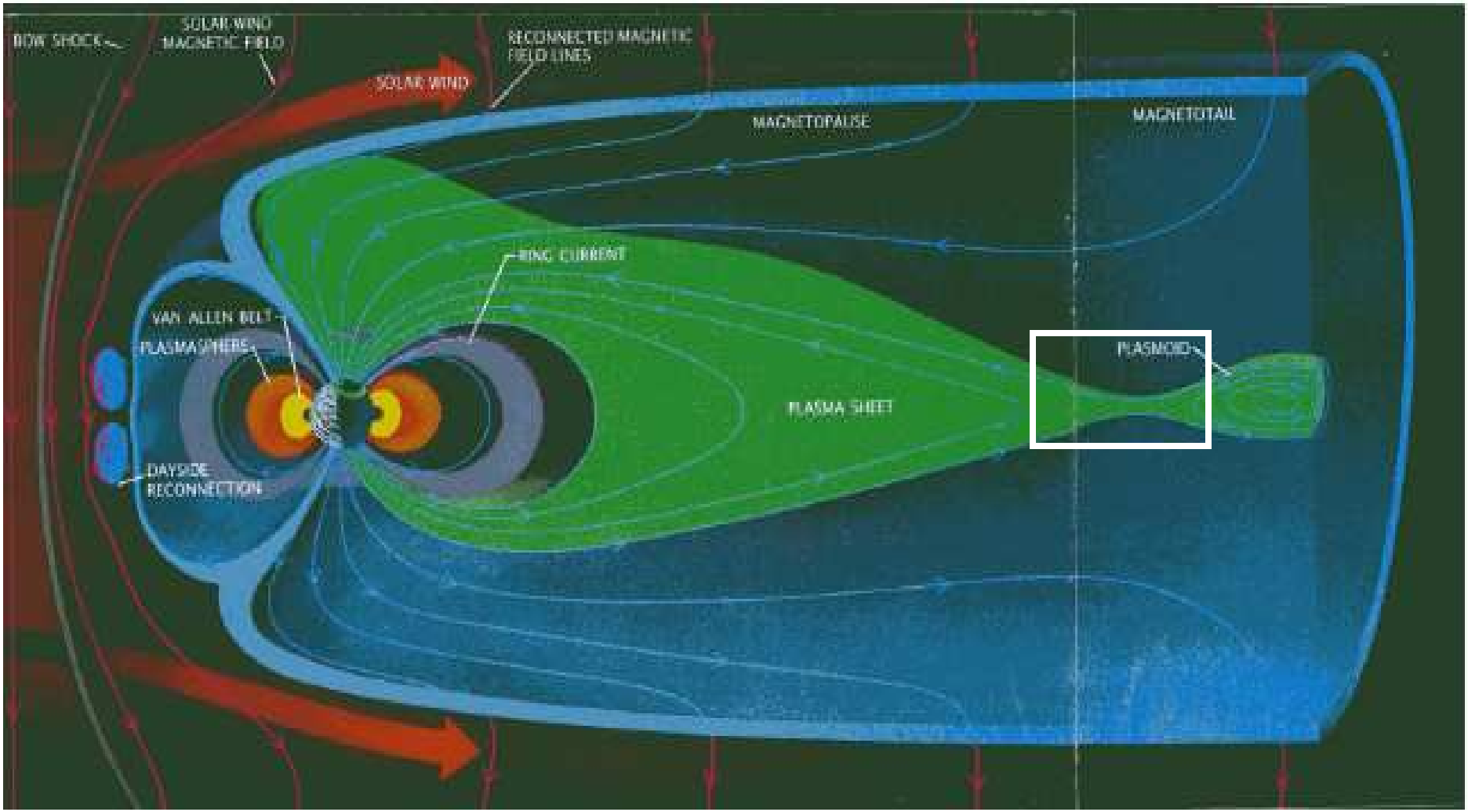
Por outro lado, podem haver "**explosoes magneticas**": nas quais energia magnetica armazenada em um campo magnetico "force-free" e' liberada pela torcao do mesmo tao rapidamente que **ondas de choque** sao geradas e, portanto, calor e aceleracao de particulas, ocorrem.

Liberacao de energia magnetica por reconexao

Na magnetocauda da terra e nos loops da coroa solar e possivelmente discos de acrecao outro processo pode liberar energia: a **uniao de linhas de campos magneticos de polaridade oposta**.

Para essa uniao ocorrer, as linhas de campo de polaridade oposta devem "**reconectar-se**".

Magneto-cauda da Terra



Liberacao de energia magnetica por reconexao

Esse processo de reconexao: e' proibido em MHD ideal, mas permitido se a resistividade eletrica e' finita e se a camada na qual a polarizacao do campo se inverte e' bem estreita. Nesse caso

$$R_{eM} = Lv/\nu_M \simeq 1, \text{ onde } \nu_M = \eta c^2/4\pi,$$

A Reconexao pode liberar energia sob forma de calor e tambem acelerar particulas rapidas (na magnetocauda: algumas delas precipitam na atmosfera terrestre causando a formacao da aurora).

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \nu_M \nabla^2 \vec{B}$$



O fenomeno da Aurora

Example: Polar lights





Beauty of the polar lights (a1smallweb.mov)

Solar wind powering auroral displays (fuvmovie.mpeg)

Liberacao de energia por reconexao magnetica X choque

Conceitualmente, os processos sao bem diferentes:

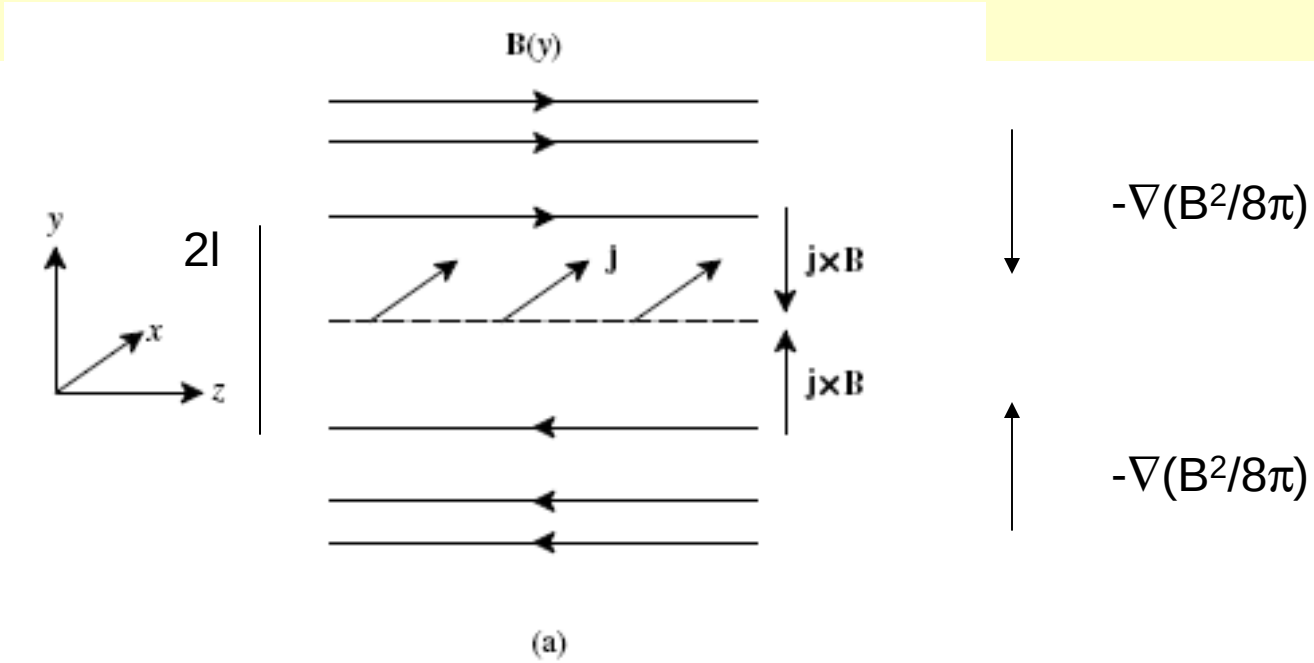
uma onda de choque forma-se pela descontinuidade em velocidade no plasma

reconexao envolve descontinuidade em B

Lencois de Corrente

Hipotese:
2 fluxos de campo com polaridade oposta com $B_2 = -B_1$.
Entao:
havera uma quase-descontinuidade chamada **"lencol de corrente"** separando-os onde B=0

Gradiente de pressao magnetica empurrando ambos os fluxos um para o outro nessa interface



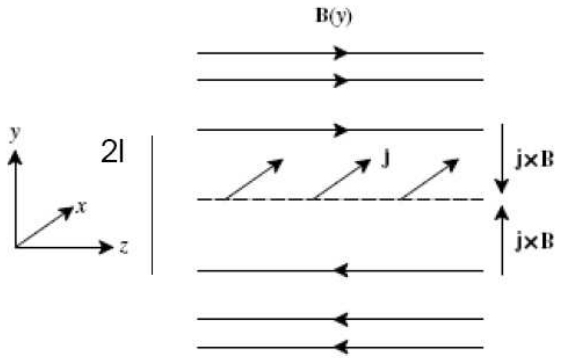
Conservacao de momentum em ambos os lados implica (Cap. anterior):

$$\left[\frac{B^2}{8\pi} + P\right] = 0 \qquad (6.5)$$

Usualmente, nos casos em que a reconexao magnetica e' importante, P << Pm, de modo que $B_2 = -B_1$ justificando nossa hipotese.

Da lei de Ampère há uma corrente por unidade de comprimento, k, perpendicular a B no lençol:

$$K = \frac{c}{2\pi} B$$



A densidade de corrente $J = \frac{k}{2l} = \frac{cB}{4\pi l}$ aproxima-se de ∞ quando $l \to 0$, dai o nome "lençol de corrente". Se a resistividade elétrica é exatamente 0, o lençol de corrente pode permanecer em equilíbrio indefinidamente, mas na presença de resistividade η, a corrente dissipa uma energia por volume por unidade de tempo:

$$\dot{U} = \eta J^2 = \frac{\eta c^2}{16\pi^2} \frac{B^2}{l^2} = \nu_M \frac{B^2}{4\pi l^2}$$

Onde $\nu_M = \eta c^2 / 4\pi$ é a viscosidade magnética definida em (1.34).

Como a energia por volume e': $U = B^2/8\pi,$

Resulta que o tempo de dissipacao de energia no lencol de corrente e':

$$\tau = \frac{U}{\dot{U}} = \frac{l^2}{2\nu_M} \tag{6.8}$$

então a velocidade na qual o novo campo tem que ser introduzido para substituir o velho a fim de manter a situação estacionária é

$$v_D = \frac{l}{\tau} = \frac{2\nu_M}{l} \tag{6.9}$$

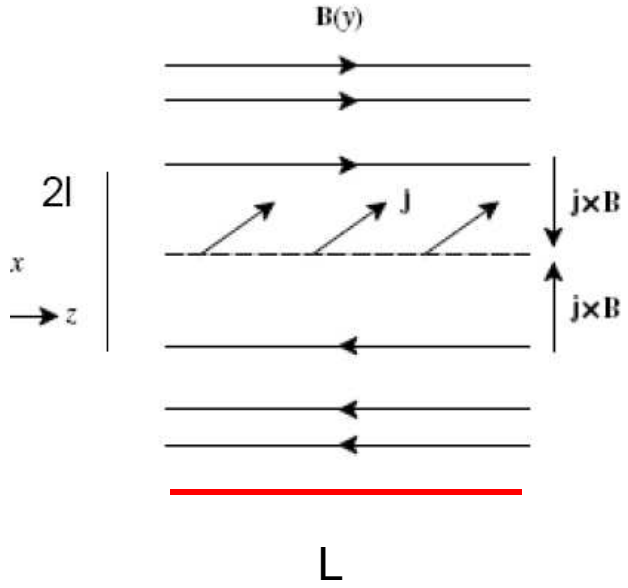
Nota:

O resultado acima nao real:

Quando um novo campo e' trazido para o sistema para ser dissipado, plasma deve vir com ele (congelamento).
Se o lencol de corrente infinito em ambas as direcoes *x* e *z* havera acumulo de plasma ate P igualar Pm: problema complexo

Caso + real: dimensao do lencol e finita: 2l x L: e o plasma que entra no lencol deve fluir novamente ao longo de campo.

Suponhamos que um fluido de grande escala pôde se estabelecer com uma velocidade (ingressante) de fusão magnética v_M que se iguala a v_D no estado estacionário. Então, de



$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{v_D}{v_A} = \frac{2\nu_M}{v_A l} \qquad (6.10)$$

Se durante $\tau = l^2/2\nu_M$ o plasma externo move-se uma distancia

$$L \sim v_A \tau = v_A l^2/2\nu_M$$

Entao:

$$\left(\frac{l}{L}\right)^2 = \frac{2\nu_M}{v_A L} = \frac{1}{R(L)} \tag{6.11}$$

Onde aqui:

$$R(L) = \frac{1}{2} R_{eM}(L) = \frac{v_A L}{2\nu_M} \tag{6.12}$$

é metade do número de Reynolds magnético em (1.37), definido por $v = v_A$. Portanto, $l = LR^{-1/2}(L)$ e de (6.10):

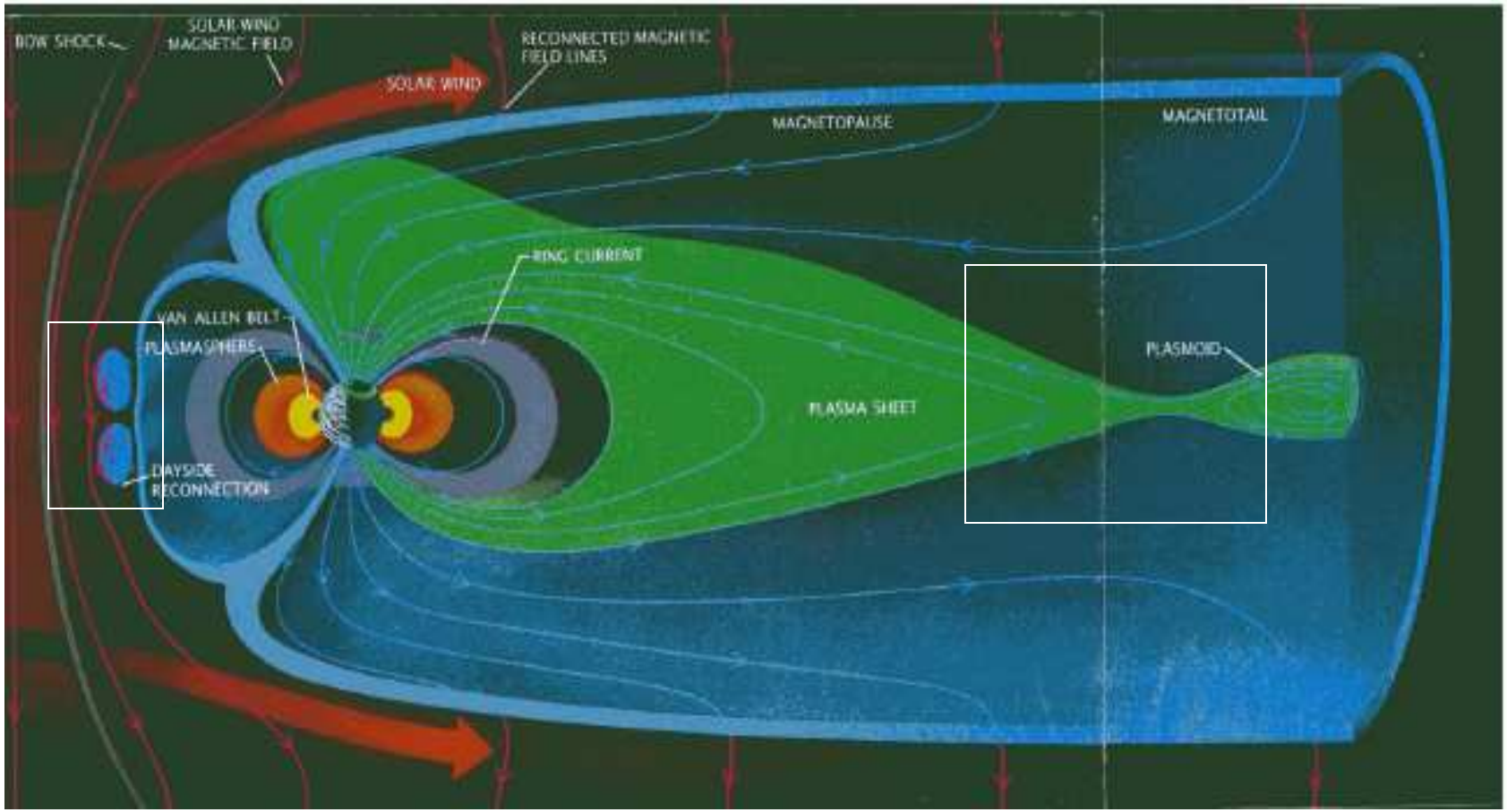
$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{2\nu_M}{v_A L} R^{1/2}(L) = R^{-1/2}(L) \tag{6.13}$$

Uma vez que $R >> 1$ em astrofísica, parece que $v_M << v_A$ e de (6.11), $l << L$. Veremos que relaxando a condição de fluido uni-dimensional, essa estimativa muda drasticamente.

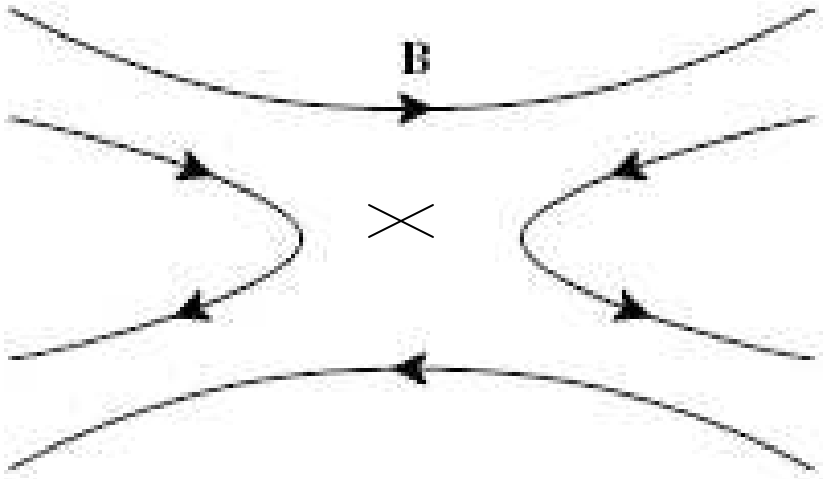
Reconexao uni-dimensional muito lenta

Reconexao Rapida

Na realidade, dois sistemas de fluxo magnético, ordinariamente se encontram não em uma superfície, mas em uma linha, como indicado na Fig. 6.2 que representa a magnetosfera da Terra.

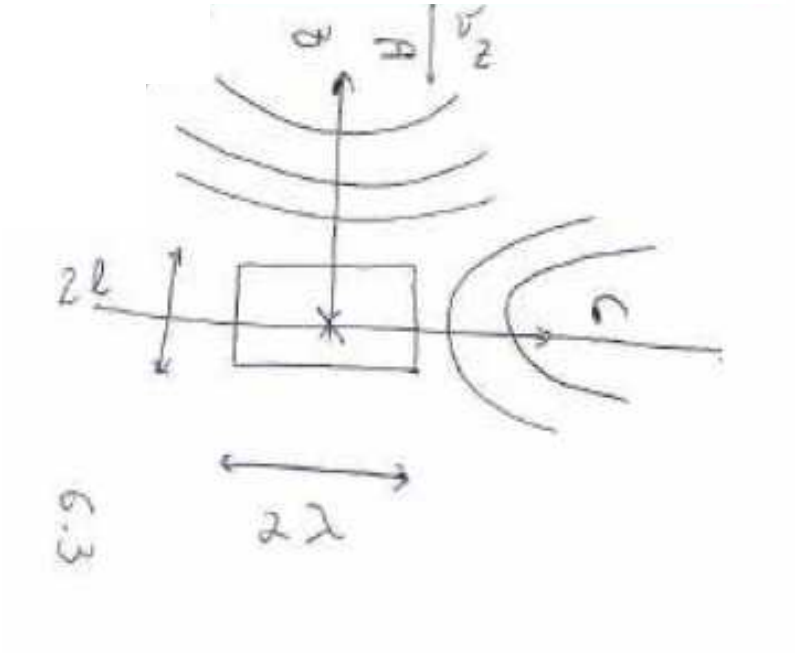


Um "zoom" na regiao marcada mostra que a
Reconexao e' de fato bi-dimensional



Reconexao Rapida

Há evidências direta de que reconexão ocorre rapidamente neste sistema. Fluxo de topologia A é varrido para a linha neutra onde $\vec{B} = 0$ (mostrada em projeção no ponto x), onde ele reconecta com fluxo oposto para formar fluxos do tipo C .



Seguindo Parker (1979), modelamos a regiao de reconexao como na figura.

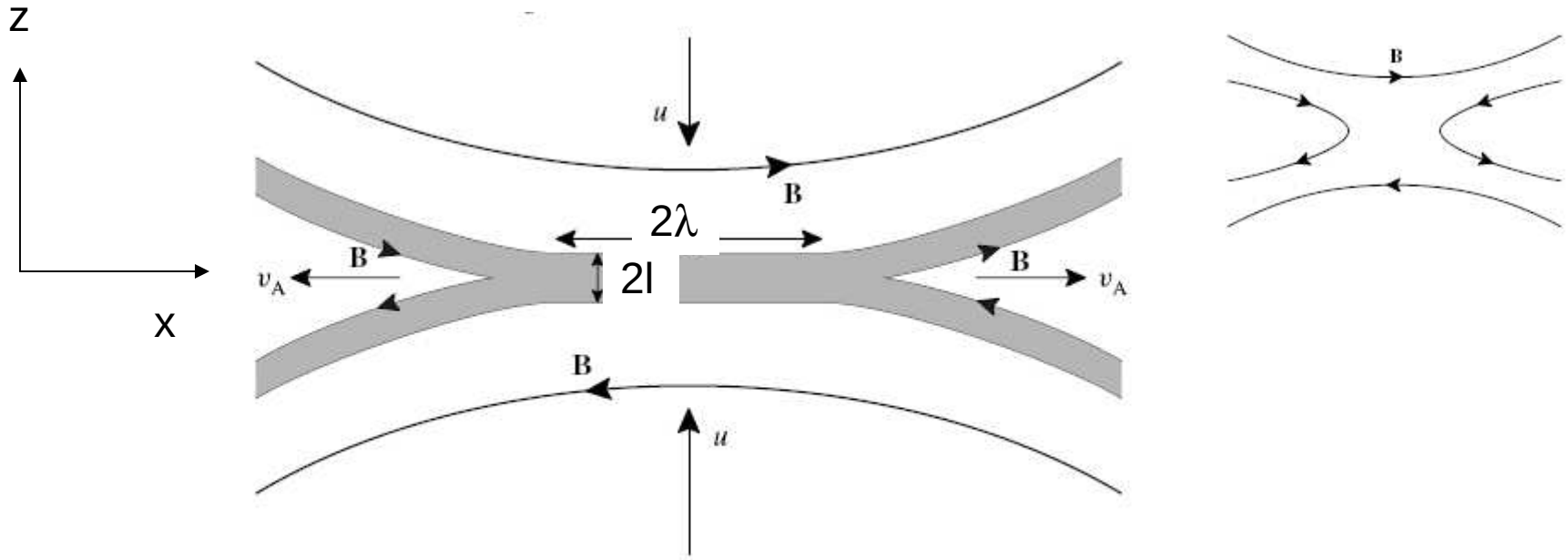
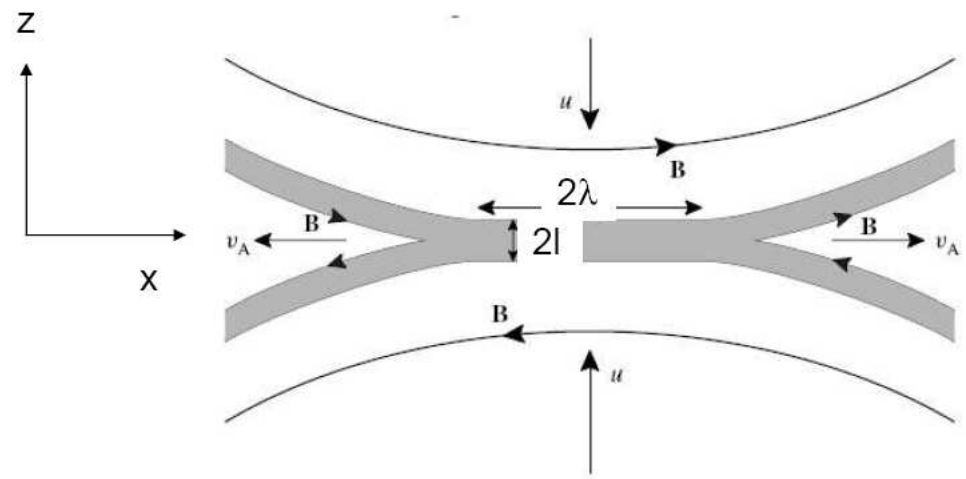


Fig. 5.4. Driven reconnection at X-type neutral point.

Para z grande o campo está na direção x. O plasma flui na direção $z = 0 (v_z < 0)$, levando campo para aquela posição, e do fato de que o fluido é bi-dimensional, ele pode fluir para fora ao longo da direção x próximo a $z = 0$. A direção y está entrando na página.



Se o fluido é estacionario:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \tag{6.14}$$

Se o fluido é realmente bi-dimensional, $\partial_y = 0$, e portanto as componente x e z de (6.14) implicam que

$$\partial_x E_y = \partial_z E_y = 0 \tag{6.15}$$

Desde que E_y é independente de y também, ele é constante. A lei de Ohm é:(eq. 1.20, desprezando-se $\vec{\nabla}_p, \vec{\nabla}\Psi$):

$$-\left(\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}\right)_y + \eta J_y = E_y = constante \tag{6.16}$$

Ambos os termos no lado esquerdo são positivos; o primeiro domina na região externa, e o segundo na região de difusão. Assumindo que a dissipação toda ocorre em um retângulo de altura $2l$ e de comprimento 2λ, podemos usar a lei de Ampère na forma:

$$\oint \vec{B}.d\vec{s} = \frac{4\pi}{c} I \tag{6.17}$$

onde a integral de contorno é em torno das extremidades do retângulo e I é a corrente total. Se, como veremos, $l << \lambda$, podemos ignorar a contribuição dos lados pequenos no ca'lculo da integral, e

$$\oint \vec{B}.d\vec{s} \simeq 4B\lambda \tag{6.18}$$

Onde $B = B_x$ em $z = l$. Por outro lado: I= J A, ou :

$$I \simeq 4\lambda l J_y = \frac{4\lambda l E_y}{\eta} \tag{6.19}$$

e desde que

$$E_y = \frac{(-v_z)B_x}{c} = \frac{v_M B}{c} \tag{6.20}$$

da aplicação de (6.16) à região externa (onde $\vec{J}$ é muito menor), combinando (6.17), (6.18), (6.19), e (6.20) resulta

$$\boxed{l = \frac{\eta c^2}{4\pi v_M} = \frac{\nu_M}{v_M}} \tag{6.21}$$

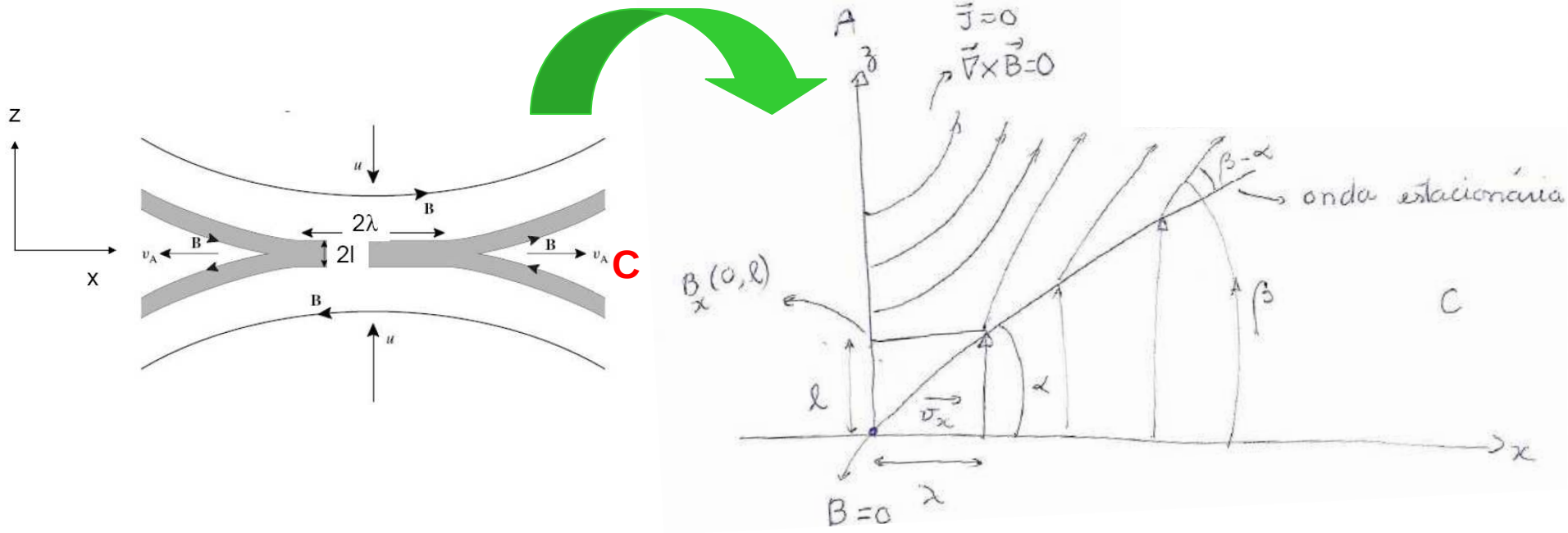
a qual concorda com a eq. (6.9) dentro de um fator 2. Por consistência com Parker, usamos o anterior que resulta:

$$\boxed{v_M = \frac{2\nu_M}{l}} \tag{6.22}$$

Essa relação nos diz que temos que conhecer l para calcular a taxa de fusão v_M. Este é o tema da próxima sessão.

Modelo de Petschek

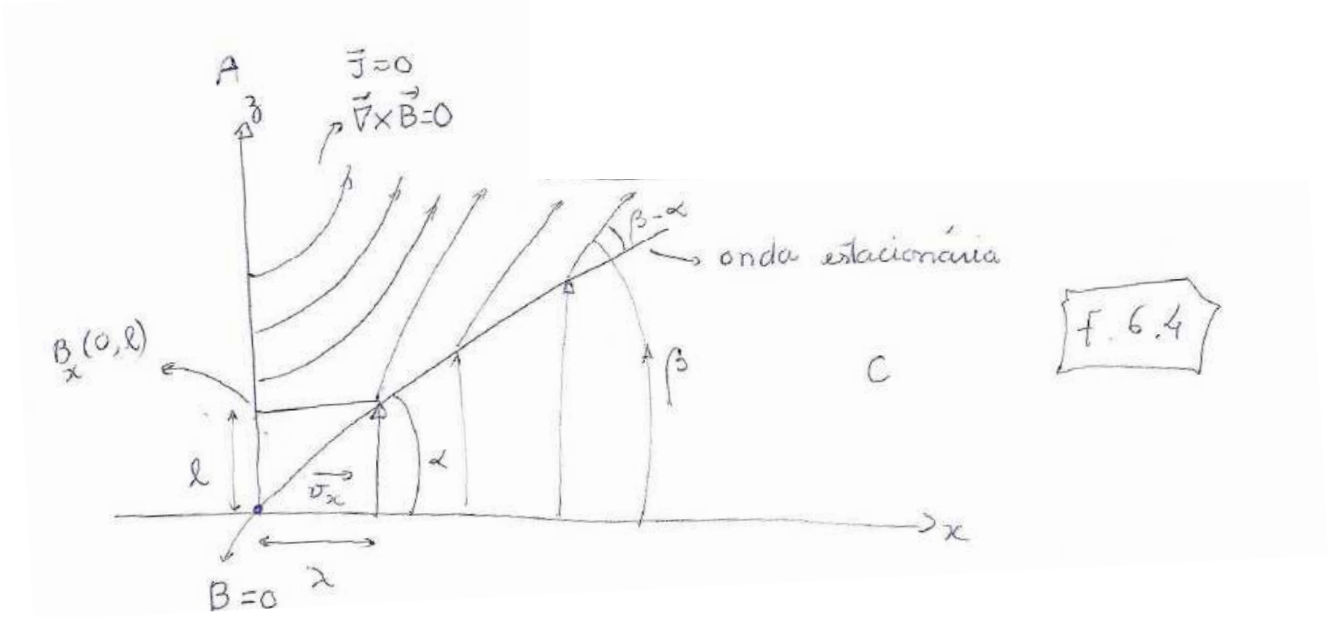
Petschek (1964) destacou que o fluxo ao longo de x (dentro da região de reconexão) pode ser entendido como algo devido à tensão exercida pelas linhas do campo após as mesmas reconectaram (região C na Fig. 6.2), porque elas "descobrem" que estão penetrando em um canto e "desejam" se esticar. Para levar a cabo isso, ele propôs que uma onda MHD de modo-lento e amplitude finita se extende na região de difusão (de comprimento λ) até a escala macroscópica L do sistema (Fig. 6.4).



` A medida que o plasma flui atraves desta onda, o campo e' invertido por um lencol de corrente na frente de onda, e as novas linhas reconectadas de topologia do tipo C fluem para fora ao longo do eixo *x*.

A onda estacionaria faz um angulo α com o eixo *x*.

α deve ser pequeno (Parker): do contrario o campo teria que sofrer muita curvatura para penetrar a regiao de difusao: e uma grande forca de curvatura para fora surgiria impedindo-o de penetrar essa regiao: nao haveria reconexao.



Parker verifica que em coordenadas polares (r, ϕ) o campo potencial, o qual é puramente radial ao longo do raio em $\phi = \beta$ quando $r \to \infty$, é dado por

$$B_r = B\left(\frac{r}{L}\right)^{\gamma} cos\left(\frac{\phi - \beta}{1 - \frac{2\beta}{\pi}}\right) \tag{6.23a}$$

$$B_\phi = B\left(\frac{r}{L}\right)^{\gamma} sen\left(\frac{\phi - \beta}{1 - \frac{2\beta}{\pi}}\right) \tag{6.23b}$$

Onde L é um comprimento de grande escala do sistema $(L >> \lambda)$, B é a magnitude do campo quando $r = L$, e

$$\gamma = \frac{2\beta}{\pi - 2\beta} \tag{6.24}$$

é um parâmetro. Conforme mostrado na Fig. 6.4, a inclinação assintótica das linhas é β. De (6.23b), o campo na extremidade do topo da região de difusão é

$$B_x(0, l) = B_\phi(l, \pi/2) = B\left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma} \tag{6.25}$$

Parker argumenta que é a pressão de B_x que expele o plasma ao longo do eixo x, então

$$\frac{1}{2}\rho v_x^2 \sim \frac{B_x^2(0,l)}{8\pi} \tag{6.26}$$

a qual leva a:

$$v_x = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}\left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma} = v_A\left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma} \tag{6.27}$$

onde v_A é a velocidade Alfvén baseada em B; ρ é assumido constante. Uma vez que o plasma é assumido incompressível, a conservação de massa implica que

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}\rho + \rho\vec{\nabla}.\vec{v} = 0 \longrightarrow v_M\lambda = v_x l \tag{6.28}$$

Então

$$v_M = \frac{l}{\lambda} v_x = \frac{l}{\lambda} v_A \left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma} \tag{6.29}$$

e

$$\boxed{\frac{v_M}{v_A} = \frac{l}{\lambda}\left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma}} \tag{6.30}$$

Nós também notamos que ao longo da onda estacionária:

$$\boxed{\frac{v_M}{v_x} = tan\alpha} \tag{6.31}$$

Então de (6.29):

$$\boxed{\frac{l}{\lambda} = tan\alpha} \tag{6.32}$$

Parker estabelece que a onda propaga-se para cima a uma velocidade $B_n/(4\pi\rho)^{1/2}$, onde $B_n = B(r,\phi)sen(\beta-\alpha)$ é a componente de B normal à onda; logo se um estado estacionário deve ser alcançado, esta deve igualar a componente normal da velocidade do plasma para baixo, $v_M cos\alpha$. No canto da região de difusão (λ, l):

$$B(r,\phi) \simeq B_r = B\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} cos\left(\frac{\phi-\beta}{1-\frac{2\beta}{\pi}}\right)^{\gamma} \simeq \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} B \tag{6.33}$$

uma vez, como veremos, que $\phi = tan^{-1}\frac{l}{\lambda} << 1$, e $\beta = 0(\alpha) = 0(l/\lambda) << 1$. Desde que $cos\alpha \simeq 1$ para $\alpha << 1$, temos:

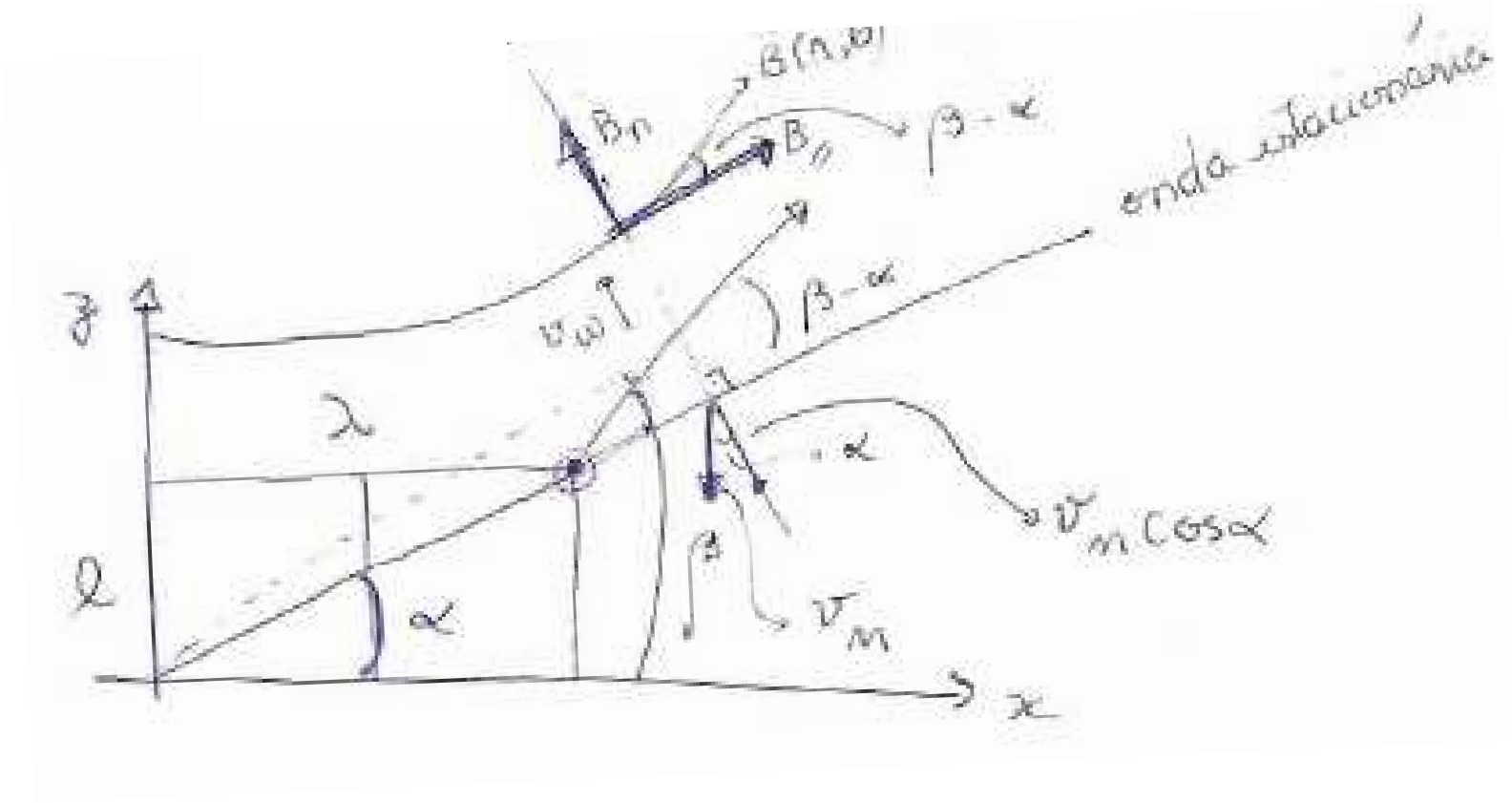
$v_M = v_w / \cos\alpha \longrightarrow$

$$v_M \simeq \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} sen(\beta-\alpha)$$

$$\sim v_A\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma}(\beta-\alpha) \tag{6.34}$$

Escrevendo (6.29) como

$$v_M = v_A\alpha\left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma} \tag{6.35}$$


B(x,y)
B_n
$B_{//}$
$\beta - \alpha$
onda estacionária
y
v_ω
$\beta - \alpha$
λ
α
$v_m \cos\alpha$
v_m
α
x

nós podemos dividir (6.35) por (6.34) para obter

$$(\beta - \alpha)\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} = \left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma}\alpha \tag{6.36}$$

Então

$$\beta = \alpha\left[1 + \left(\frac{l}{\lambda}\right)^{\gamma}\right] \tag{6.37}$$

Ou, usando (6.24) e (6.32) para $\alpha << 1$:

$$\beta = \alpha\left(1 + \alpha^{\frac{2\beta}{\pi - 2\beta}}\right) \tag{6.38}$$

a qual resulta uma relação entre β e α. Quando $\beta \to 0$, o segundo termo nos parênteses aproxima-se de 1, logo $\beta \to 2\alpha$ quando ambos aproximam-se de 0.

Reunindo as fórmulas acima, nós temos informação suficiente para encontrar v_M/v_A como uma função de α. Nós começamos com (6.22), e escrevemos:

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{2\nu_M}{l v_A} \tag{6.39}$$

Nós usamos (6.32) para escrever a equação acima como:

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{1}{\alpha}\frac{2\nu_M}{\lambda v_A} = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{2\nu_M}{L v_A}\right)\frac{L}{\lambda} \tag{6.40}$$

Usando (6.12), podemos escrever isto em termos do número de Reynolds magnético /2

$$R(L) = \frac{v_A L}{2\nu_M} \tag{6.41}$$

como

$$\boxed{\frac{v_M}{v_A} = \frac{1}{\alpha R}\left(\frac{L}{\lambda}\right)} \tag{6.42}$$

Nós podemos também escrever v_M/v_A em termos de L/λ usando (6.34) e $\beta = 2\alpha$:

$$\boxed{\frac{v_M}{v_A} = \alpha\left(\frac{L}{\lambda}\right)^{-\gamma}} \tag{6.43}$$

Igualando as duas expressões para v_M/v_A podemos determinar (λ/l) como uma função de α, e então, de (6.43), v_M/v_A como uma função de α. Vimos que

$$\left(\frac{L}{\lambda}\right)^{\gamma+1} = \alpha^2 R \tag{6.44}$$

Então de (6.43):

$$\frac{v_M}{v_A} = \alpha\left(\frac{L}{\lambda}\right)^{-\gamma} = \alpha(\alpha^2 R)^{-\frac{\gamma}{\gamma+1}} \tag{6.45}$$

Agora, de (6.24):

$$\frac{\gamma}{\gamma+1} = \frac{2\beta}{\pi} = \frac{4\alpha}{\pi} \tag{6.46}$$

E então

$$\boxed{\frac{v_M}{v_A} = \alpha\left(\alpha^2 R\right)^{-\frac{4\alpha}{\pi}} = \alpha^{\frac{\pi-8\alpha}{\pi}}(R)^{-\frac{4\alpha}{\pi}}} \tag{6.47}$$

Em (6.47):

como $R = L\, v_A/2\, \nu_M \gg 1$,

se $\alpha \gg 1 \longrightarrow v_M/v_A \ll 1$ (pois bico na regiao de difusao e linhas de B impedidas de penetrar essa regiao devido a tensao das linhas, resultando v_M pequeno).

Mas se $\alpha \ll 1$: v_M tambem e' pequeno pois $l/\lambda \longrightarrow 0$ (de 6.31)

Logo: ha um α **onde v_M/v_A deve ser maximo**. Derivando (6.47) e fazendo $d(v_M/v_A/d\alpha=0$, obtemos α maximo:

$$\alpha = \frac{\pi/4}{ln(R) + 2 + 2ln\alpha} \qquad (6.48)$$

Para R>>1 e α<<1: $\alpha \sim \pi/[4ln(R)]$:

e então de (6.47), o máximo valor de v_M/v_A é dado por

$$\left(\frac{v_M}{v_A}\right)_{max} = \left(\frac{\pi}{4lnR}\right)^{1-\frac{2}{lnR}} (R)^{-\frac{1}{lnR}}$$

$$\simeq \frac{\pi}{4lnR} e^{-\frac{lnR}{lnR}} = \frac{\pi}{4eln(R)} \qquad (6.49)$$

Onde R é compreendido como argumento dos logaritmos. R pode assumir valores entre 10^8 e $10^(17)$, então $(v_M)_{max}$ fica entre 0.005 e 0.01 vezes v_A. Parker (1979) estabelece que esta estimativa "deve ser boa dentro de um fator 2".

Essa velocidade de reconexao e' rapida comparada `a reconexao unidimensional, porem observacoes no Sol sugerem $\left(\frac{v_M}{v_A}\right)$ **~ 0.1-0.3**

Reconexao Turbulenta

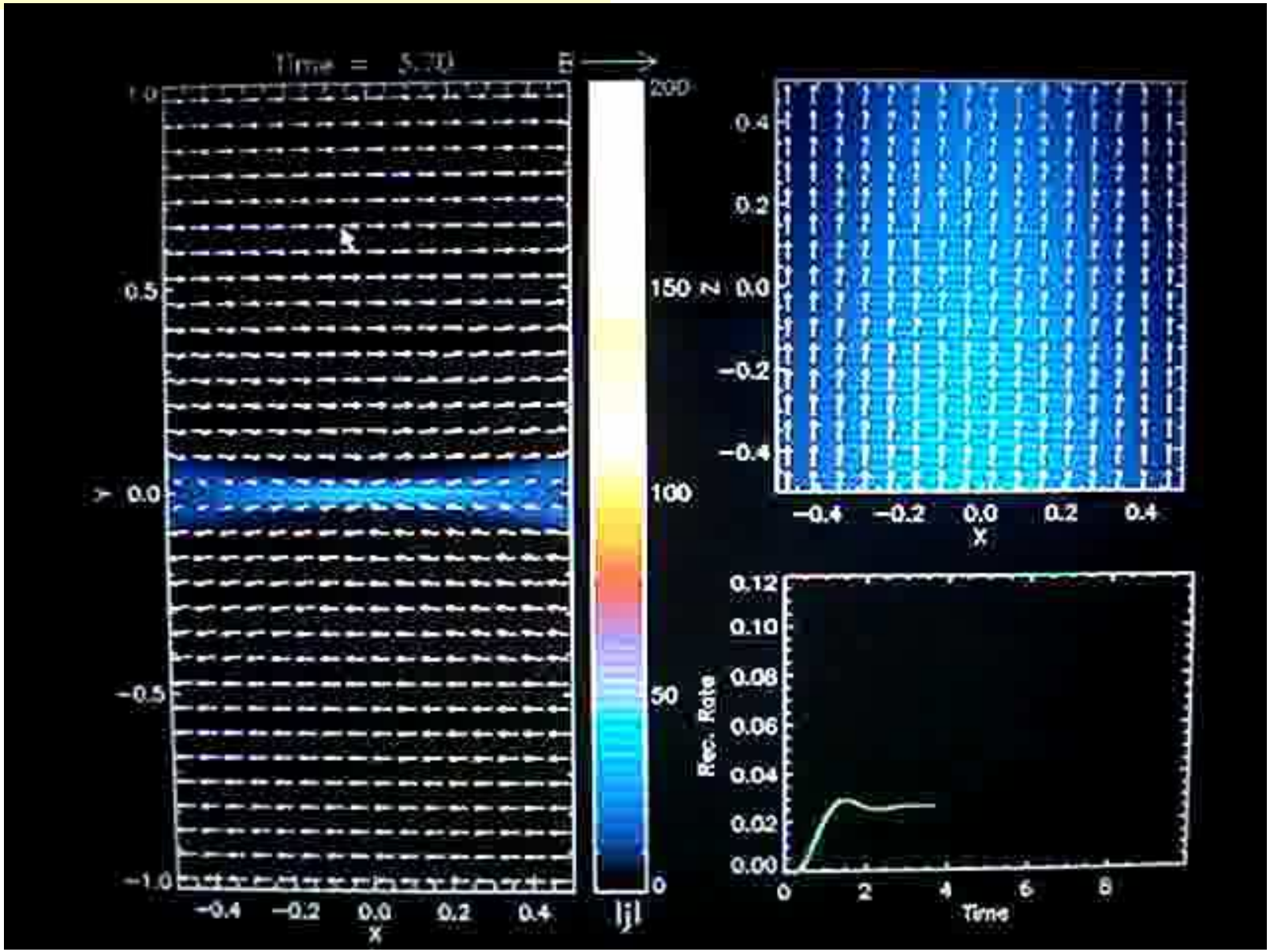
Recentemente, modelo para aumentar taxa de reconexao aos valores observaveis (Vishniac & Lazarian):

Turbulencia na zona de reconexao, faz com que o lencol de corrente seja turbulento e formados por pequeninos lencois de corrente e cada qual sofrera reconexao do tipo Peschek que acabamos de descrever. O resultado liquido e' o aumento da taxa de reconexao global.

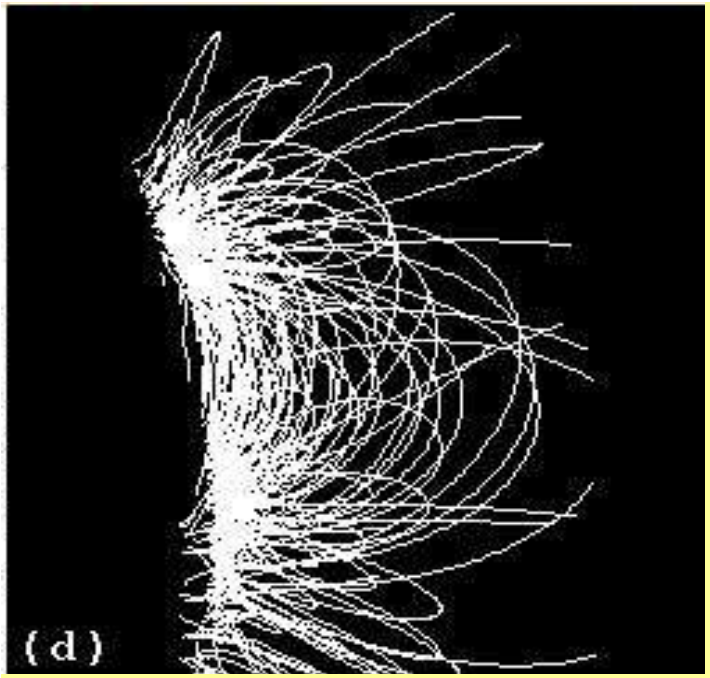
Simulacoes numericas por Kowal, Lazarian e Vishniac (2008) mostram que o modelo produz velocidades de reconexao proximas ao observado (veja a seguir)

Aplica-se tanto ao Sol, como a outros meios astrofisicos difusos ou objetos compactos, como discos de acrecao (de Gouveia Dal Pino, Kowal & Lazarian 2008).

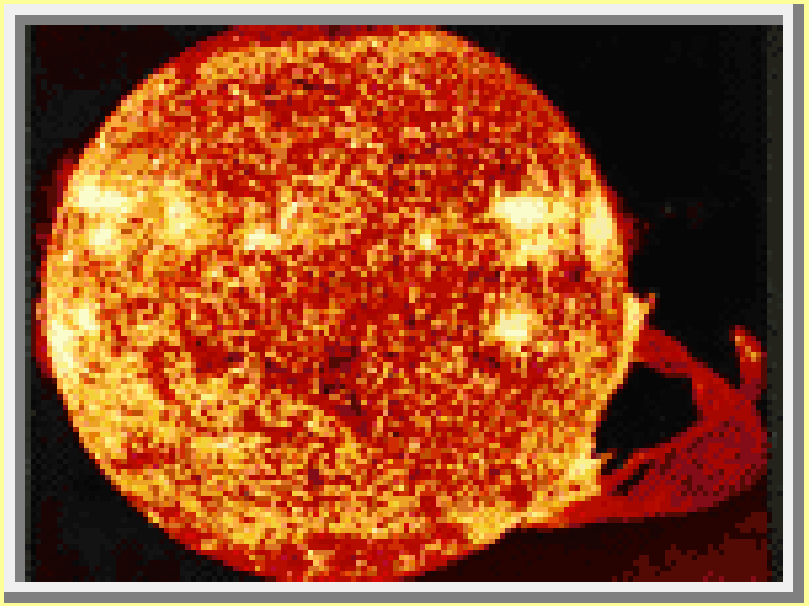
Reconexao Turbulenta

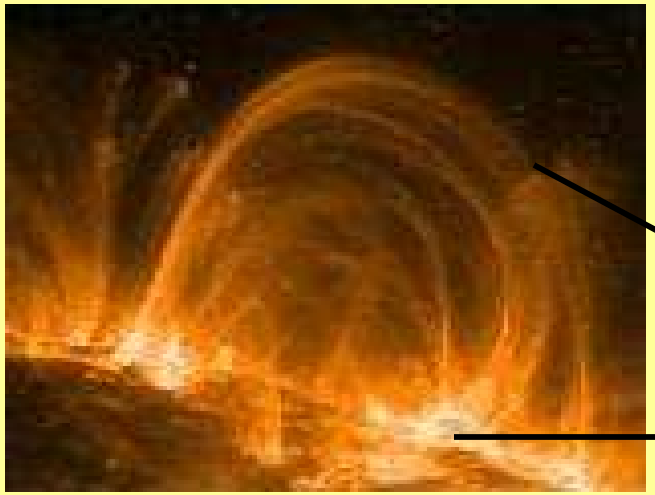


Kowal, Lazarian & Vishniac (2008)



Reconexao nos loops solares



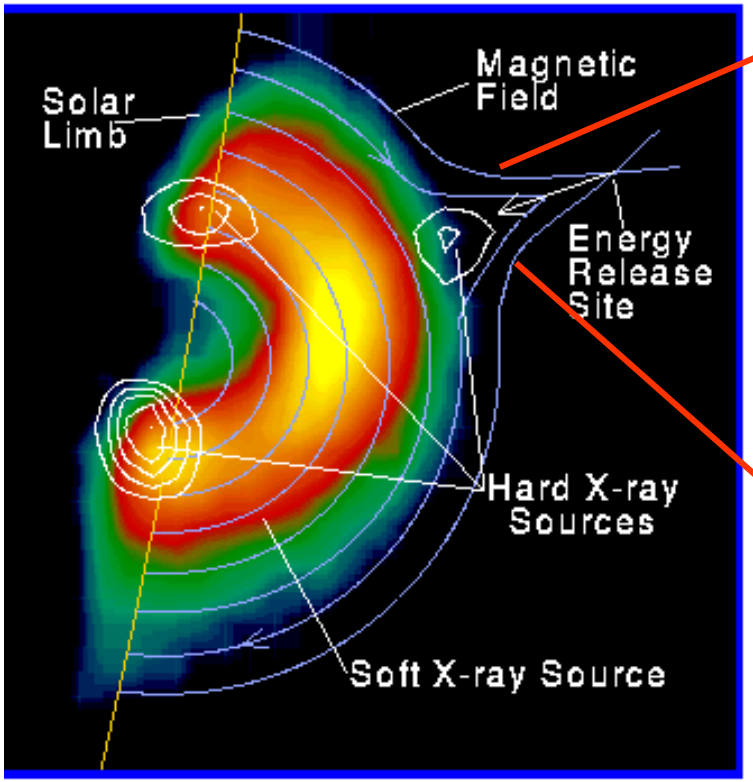


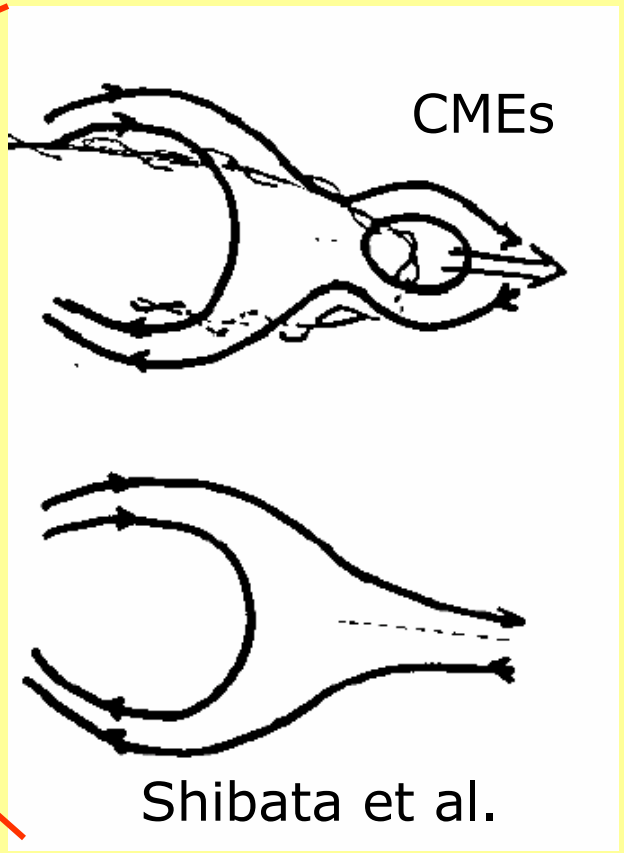
In corona (2×10^6 K):

Magnetic arcs **($30\text{-}100 \times 10^4$ km)**

Sunspots **(B = 100-2000 G)**

Solar Flares

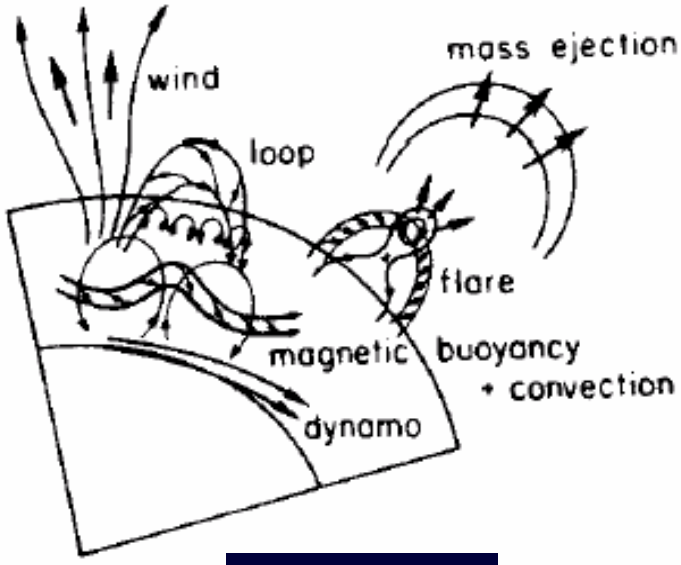




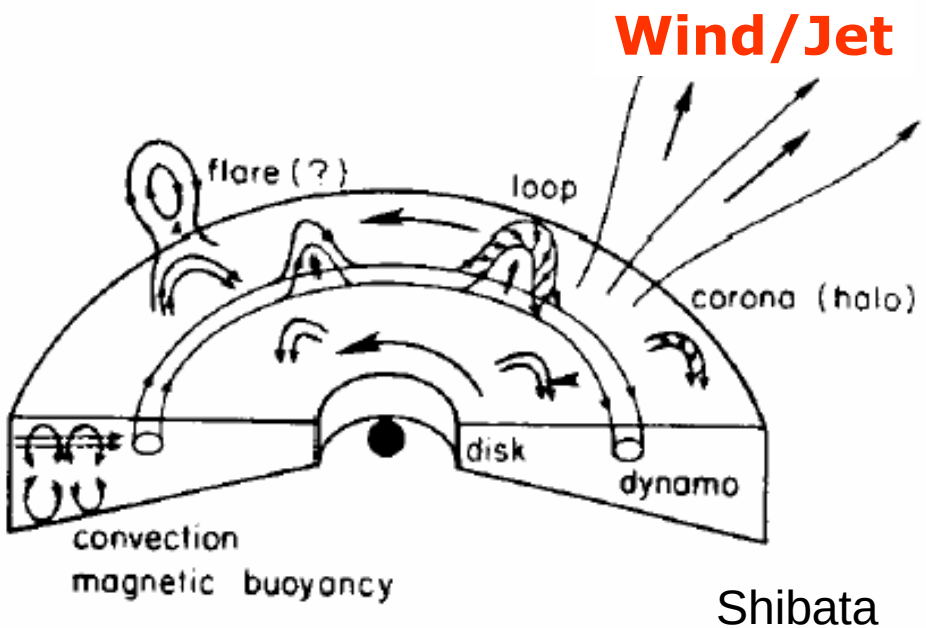
Flares energized by **magnetic reconnection**

➔ E_B released: heating, particle acceleration, coronal mass ejections (CMEs)

Similar magnetic processes in stars: also in **accretion disks, galactic disks**



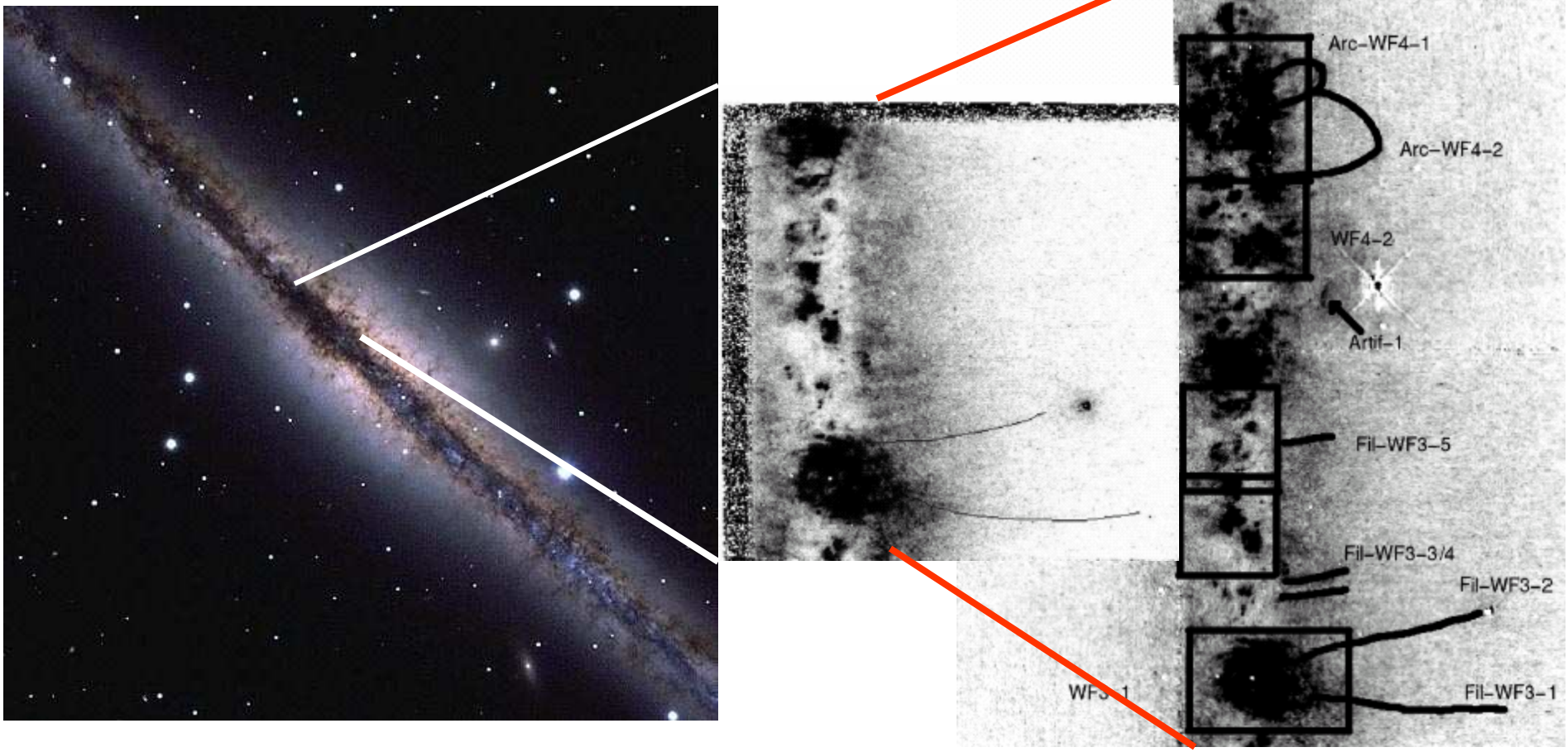
STARS



DISKS

Shibata 2005

Magnetic loops in Galaxy Halos



B filaments and loops coupled with charged dust in halo!

Reconexao em discos de acrecao

Ejections to ~ 500 AU (rise time < 1 day): relativistic plasma accelerated during violent **magnetic reconnection** in the magnetized corona above the accretion disk around black hole (de Gouveia Dal Pino & Lazarian 2005; de Gouveia Dal Pino 2006)

