Fizyka rozbłysków słonecznych

- wykład nr VIII

skrót wybranych slajdów

Krzysztof Radziszewski

Instytut Astronomiczny, Uniwersytet Wrocławski

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

Rekoneksja magnetyczna - równania „Ideal” MHD („doskonałe MHD”)

$$\frac{D}{Dt}\rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \,,$$

<= równanie ciągłości MHD

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p - \rho \mathbf{g} + (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \,,$$

<= równanie pędu

$$\frac{D}{Dt}(p\rho^{-\gamma}) = 0 \,,$$

<= równanie stanu (zachowania energii)

(np. nieściśliwe, izotermiczne, adiabatyczne)

$$\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j} \,,$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \,,$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \,,$$

<= równania Maxwella

(pr.Ampera, pr.Faradaya, pr.Gaussa dla magn.)

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \,.$$

<= prawo Ohma

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

Rekoneksja magnetyczna - równania „Ideal” MHD („doskonałe MHD”)

Ten przypadek („doskonałego” MHD) pociąga za sobą następujące przybliżenia:

1) plazma jest neutralna elektrycznie $\rho_E = 0$, co w równaniach Maxwella daje nam:

$\nabla \cdot \vec{E} = 0$ i $\nabla \cdot \vec{j} = 0$.

2) plazma ma bardzo dużą liczbę magnetyczną Reynoldsa, co daje (z prawa Ohma) pole elektryczne:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\left(\vec{v} \times \vec{B}\right)$$

3) przybliżenie nierelatywistyczne $v << c$ implikuje także fakt, że skala czasowa MHD jest znacznie dłuższa niż żyro-okres dla elektronów lub jonów;

4) mocno kolizyjna plazma implikuje również, że skala czasowa MHD jest znacznie dłuższa niż czas zderzeń dla elektronów lub jonów.

5) izotropowe ciśnienie

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

Rekoneksja magnetyczna - równania „Ideal” MHD („doskonałe MHD”)

Ten przypadek („doskonałego” MHD) pociąga za sobą następujące przybliżenia:

6) Całkowite ciśnienie jest sumą częściowych ciśnień : $p = \sum_{\alpha} p_{\alpha}$ co daje:

$$p = (n_e + n_i) k_B T \approx 2 n_e k_B T_e$$

[*dla całkowicie zjonizowanej plazmy w koronie możemy zapisać:* $n = n_p + n_e \approx 2n_e$]

7) równanie stanu energii dla adiabatycznego gazu $p\rho^{-\gamma} = const.$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

C_p , C_v - *ciepło właściwe (ciepło molowe)*
p - *ciśnienie*
v - *objętość*
γ - wykładnik adiab. (*polytropic index*)

Magnet. licz. Reynoldsa

Magnetyczna liczba Reynoldsa

Wygodnym parametrem, którego wartość określa, czy zachodzi dyfuzja linii pola względem plazmy, czy też linie pola są „wmrożone” w plazmę, jest **magnetyczna liczba Reynoldsa**.

$$R_M = \frac{V\tau}{L}$$

gdzie:

V – charakterystyczna prędkość
L – charakterystyczna długość dla zmian przestrzennych pola **B**
τ – czas dyfuzji

$$\tau = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}$$

przykłady:

$\tau \sim$ 1 sek	- dla miedzianej kuli o promieniu 1 cm
$\tau \sim 10^4$ lat	- dla płynnego jądra Ziemi
$\tau \sim 10^{10}$ lat	- dla typowego pola magnetycznego wewnątrz Słońca

Jackson, s.458 i 459

Magnet. licz. Reynoldsa

Magnetyczna liczba Reynoldsa

Jeśli $R_M >> 1$ to transport linii pola wraz z plazmą dominuje nad dyfuzją.

Magnetyczną liczbę Reynoldsa można zapisać również jako:

$$R_M = \frac{\boldsymbol{H}_I}{\boldsymbol{H}_Z}$$

$\boldsymbol{H}_I$ $-$ *Natężenie pola magnetycznego wzbudzonego w przemieszczającej się plazmie*

$\boldsymbol{H}_Z$ $-$ *Natężenie zewnętrznego pola magnetycznego*

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

Rekoneksja magnetyczna - równania „Resistive” MHD

$$\frac{D}{Dt}\rho = -\rho\nabla \cdot \mathbf{v} \ ,$$

<= równanie ciągłości MHD

$$\rho\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p - \rho\mathbf{g} + (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \ ,$$

<= równanie pędu

$$\frac{1}{(\gamma-1)}\frac{Dp}{Dt} + \frac{\gamma}{(\gamma-1)}p\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{c}{(4\pi)^2\sigma}(\nabla \times \mathbf{B})^2 = E_H - E_R - \nabla F_C \ .$$

<= równanie stanu (zach. energii)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{c}{4\pi\sigma}(\nabla \cdot \nabla)\mathbf{B} \ ,$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \ ,$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \ ,$$

<= równania Maxw.

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\sigma}(\nabla \times \mathbf{B}) - \frac{1}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \ ,$$

<= prawo Ohma

Rozkład Maxwella

Rozkład Maxwella - określa rozkład prędkości cząstek gazu doskonałego.

Cząstki, w takim gazie poruszają się swobodnie i nie oddziałują ze sobą, za wyjątkiem trwających bardzo krótko zderzeń sprężystych, w których mogą wymieniać pęd i energię kinetyczną.

Podczas zderzeń cząstki nie zmieniają swoich stanów wewnątrzcząsteczkowych.

$$\boxed{\frac{dN}{dv} = N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\left(\frac{mv^2}{2kT}\right)} 4\pi v^2}$$

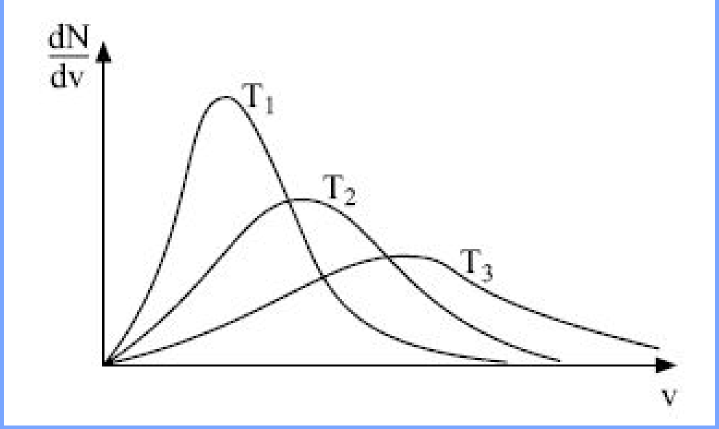
N – całkowita liczba cząsteczek gazu
v – prędkość cząsteczki
m – masa cząsteczki
T – temperatura bezwzględna
k – stała Boltzmanna

Rozkład Maxwella

$$\frac{dN}{dv} = N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\left(\frac{mv^2}{2kT}\right)} 4\pi v^2$$

Równanie to określa, jaka liczba *dN* cząstek gazu z ogólnej liczby *N* jego cząstek w jednostce objętości ma w danej temperaturze prędkości zawarte w przedziale od *v* do *v+dv*.

$\frac{dN}{dv}$ - możemy również nazwać gęstością prawdopodobieństwa wystąpienia cząsteczki o prędkości *v*.



T1 < T2 < T3

Rozkład Maxwella

Z rozkładu Maxwella można wyliczyć następujące wielkości:

- prędkość najbardziej prawdopodobna (położenie maksimum rozkładu):

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

- prędkość średnia kwadratowa:

$$v_{kw} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$$

- prędkość średnia (arytmetyczna):

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}$$

R - stała gazowa,
μ - masa molowa

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

Rekoneksja magnetyczna - równania „ Resistive” MHD

Powtarzając:

W poprzednim przypadku („Ideal” MHD) mieliśmy założenie, że skala czasowa procesów MHD jest znacznie dłuższa niż skala czasowa procesów zderzeniowych, co gwarantowało, że cały czas jesteśmy blisko rozkładu Maxwella.

Plazma z zachowanym lokalnym rozkładem Maxwella ma zerową lepkość i zerowe przewodnictwo cieplne, i z tego powodu człony określające lepkość (F_{cvisc}) oraz przewodnictwo cieplne (∇F_c) nie występują w przybliżeniu doskonałym („Ideal” MHD).

Z tego powodu opór elektryczny pozostaje jedynym mechanizmem dyssypacji (rozpraszania). Doskonałe przewodnictwo elektryczne ($\sigma \to \infty$) sprawia, że człon odpowiedzialny za elektryczną dyssypację znika ($c/\sigma(\nabla\times\mathbf{B})^2 \to 0$).

Tak więc, tylko skończony opór ($\sigma << \infty$) umożliwia (dyssypację) rozpraszanie energii elektrycznej.

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

Rekoneksja magnetyczna - równania „ Resistive” MHD

Zestaw równań MHD (*zachowanie energii, masy, pędu*) ze skończoną opornością elektryczną σ jest nazywany „opornościowym” MHD - „resistive” MHD (równania są funkcjami: ρ, **v**, **p** i **B**).

„Ideal” MHD

$$\frac{D}{Dt}\rho = -\rho\,\nabla\cdot\mathbf{v}\,,$$

$$\rho\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p - \rho\mathbf{g} + (\mathbf{j}\times\mathbf{B})\,,$$

$$\frac{D}{Dt}(p\rho^{-\gamma}) = 0\,,$$

$$\nabla\times\mathbf{B} = 4\pi\mathbf{j}\,,$$

$$\nabla\times\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}\,,$$

$$\nabla\cdot\mathbf{B} = 0\,,$$

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}(\mathbf{v}\times\mathbf{B})\,.$$

Aschwanden, § 6.1.3

„Resistive” MHD

$$\frac{D}{Dt}\rho = -\rho\nabla\cdot\mathbf{v}\,,$$

$$\rho\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p - \rho\mathbf{g} + (\mathbf{j}\times\mathbf{B})\,,$$

$$\frac{1}{(\gamma-1)}\frac{Dp}{Dt} + \frac{\gamma}{(\gamma-1)}p\nabla\cdot\mathbf{v} + \frac{c}{(4\pi)^2\sigma}(\nabla\times\mathbf{B})^2 = E_H - E_R - \nabla F_C\,.$$

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \nabla\times(\mathbf{v}\times\mathbf{B}) - \frac{c}{4\pi\sigma}(\nabla\cdot\nabla)\mathbf{B}\,,$$

$$\nabla\cdot\mathbf{B} = 0\,,$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi}(\nabla\times\mathbf{B})\,,$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\sigma}(\nabla\times\mathbf{B}) - \frac{1}{c}(\mathbf{v}\times\mathbf{B})\,,$$

Aschwanden, § 6.1.5

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

Rozpatrując pionową rurę magnetyczną (pętlę), możemy zapisać, że przy równowadze ciśnienia horyzontalnego, całkowite ciśnienie jest stałe:

$$-\nabla\left(p+\frac{\vec{B}^2}{8\pi}\right)=0$$

=> wyprowadzenie tej zależności pojawi się przy zagadnieniu MHD pętli koronalnej (*magneto-statyka w pionowej rurze magnetycznej*).

Wartość pola magnetycznego spada do ZERA na linii neutralnej, przechodząc w sposób ciągły do przeciwnej biegunowości.

Zatem równowaga pomiędzy magnetycznym i termicznym ciśnieniem (rozpatrywana w poprzek linii neutralnej) daje wyższe ciśnienie termiczne (p_{nl}) w miejscu występowania linii neutralnej (gdzie $\boldsymbol{B}$ = 0), niż po obu stronach linii:

$$\boxed{\frac{\vec{B}_1^2}{8\pi}+p_1=p_{nl}=\frac{\vec{B}_2^2}{8\pi}+p_2}$$

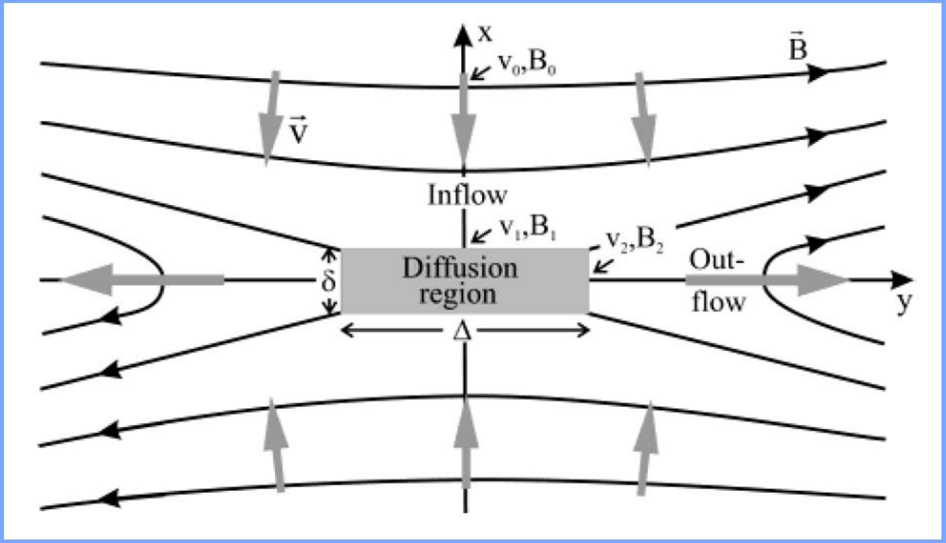
$\boldsymbol{B_1}$ i $\boldsymbol{B_2}$ – pole magnetyczne po obu stronach linii neutralnej

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

„Stała/statyczna” 2D rekonsksja magnetyczna (*Steady 2D Magnetic Reconnection*)

Przedstawiony na rysunku układ jest najprostszym dwuwymiarowym modelem rekoneksji magnetycznej.

Boczne napływy plazmy (*inflow*), powodowane przez siły zewnętrzne, tworzą odpływy (*out-flow*) wzdłuż linii neutralnej (w stanie równowagi).



<u>W obszarze centralnym</u> parametr β staje się większy od jedności, ponieważ $\mathbf{B_1} \rightarrow 0$

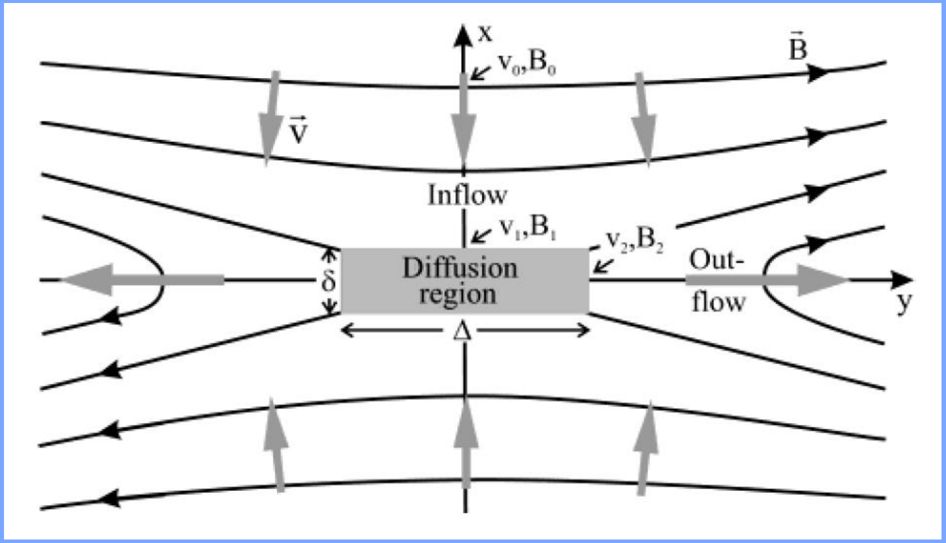
$$\beta = \frac{p_{th}}{\frac{\vec{B}_1^2}{8\pi}} \qquad \vec{B} \rightarrow 0 \qquad => \qquad \boxed{\beta > 1}$$

Zatem plazma może przepływać w tym obszarze <u>**w poprzek** linii pola magnetycznego</u>. Z tego powodu obszar ten jest nazywany **obszarem dyfuzyjnym**. Plazma następnie jest kierowana do obszarów odpływu (*out-flow*) wzdłuż linii neutralnej.

Przyczyny powstawania rozbłysków słonecznych

„Stała/statyczna” 2D rekonsksja magnetyczna (*Steady 2D Magnetic Reconnection*)

<u>Poza obszarem centralnym (poza obszarem dyfuzyjnym)</u> wartość parametru β spada poniżej jedności (a pole magnetyczne **B1** > 0).



$$\beta = \frac{p_{th}}{\frac{\vec{B}_1^2}{8\pi}} \qquad \vec{B} > 0 \qquad => \qquad \boxed{\beta < 1}$$

Zatem poza obszarem dyfuzyjnym pole magnetyczne staje się **wmrożone** w plazmę.