Fizyka rozbłysków słonecznych

- wykład nr XIII

skrót wybranych slajdów

Krzysztof Radziszewski

Instytut Astronomiczny, Uniwersytet Wrocławski

Kinematyka cząstek – relatywistyczne prędkości

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\mathrm{v}^2/c^2}}$$

– relatywistyczny współczynnik Lorentz'a

Gdzie β jest bezwymiarową wartością określającą prędkość: $\beta = \frac{v}{c}$

Możemy zatem zapisać energię kinetyczną elektronu jako wyrażenie zależne od współczynnika Lorenz'a lub od prędkości elektronu:

$$\varepsilon = m_e c^2(\gamma - 1) = m_e c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-(\mathrm{v}/c)^2}} - 1\right) \approx \frac{1}{2} m_e \mathrm{v}^2 + \ldots$$

Kinematyka cząstek – relatywistyczne prędkości

Prędkość elektronów możemy przedstawić w zależności od ich energii kinetycznej:

$$\mathrm{v}(\varepsilon) = c\sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = c\sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^2}}$$

Przy założeniu, że przyśpieszanie odbywa się w stałym polu elektrycznym **E** mamy:

$$\mathrm{v}(t) = c\frac{1}{\sqrt{1 + (mc/qEt)^2}} \approx \frac{qE}{m}t$$

przybliżenie nierelatywistyczne

Kinematyka cząstek – relatywistyczne prędkości

Używając współczynnika Lorenz'a możemy zatem zapisać zależność na **czas przyśpieszania elektronów** (cząstek):

$$t_{acc}(\gamma) = \frac{mc}{qE}\sqrt{\gamma^2 - 1}$$

Magnetostatyka w pionowej rurze magnetycznej

Jednym z najprostszych zastosowań równań MHD jest przypadek pętli w statycznej równowadze. Zależność od czasu:

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0$$

znika, a przepływy są stałe:

$$v = const.$$

W ten sposób lewa strona równania pędu (w „ideal MHD”), znika. Otrzymujemy:

$$0 = -\nabla p - p\vec{g} + (\vec{j} \times \vec{B})$$

Zaniedbując grawitację [**g** = (0,0,$g_\odot$)], która jest dokładnie zerowa, gdy rozpatrujemy horyzontalną równowagę ciśnienia, oraz wstawiając wyrażenie na prąd (z równań Maxwella):

$$\vec{j} = \left(\frac{1}{4\pi}\right)\left(\nabla \times \vec{B}\right)$$

Magnetostatyka w pionowej rurze magnetycznej

Otrzymujemy **równanie magnetostatyki**:

$$\boxed{-\nabla p - \frac{1}{4\pi}\vec{B}\times\left(\nabla\times\vec{B}\right) = 0}$$

a po przekształceniach (wektorowych) mamy:

$$\boxed{-\nabla\left(p + \frac{\vec{B}^2}{8\pi}\right) + \frac{1}{4\pi}\left(\vec{B}\nabla\right)\vec{B} = 0}$$

gradient całkowitego ciśnienia
(czyli suma ciśnienia termicznego
i magnetycznego)

napięcie magnetyczne

Magnetostatyka w pionowej rurze magnetycznej

Dla pionowej rury, która nie jest wygięta, a zatem nie ma napięcia magnetycznego, drugi człon równania może być pominięty. Tak więc dla horyzontalnej równowagi ciśnienia, otrzymujemy prostą zależność mówiącą, że całkowite ciśnienie jest stałe:

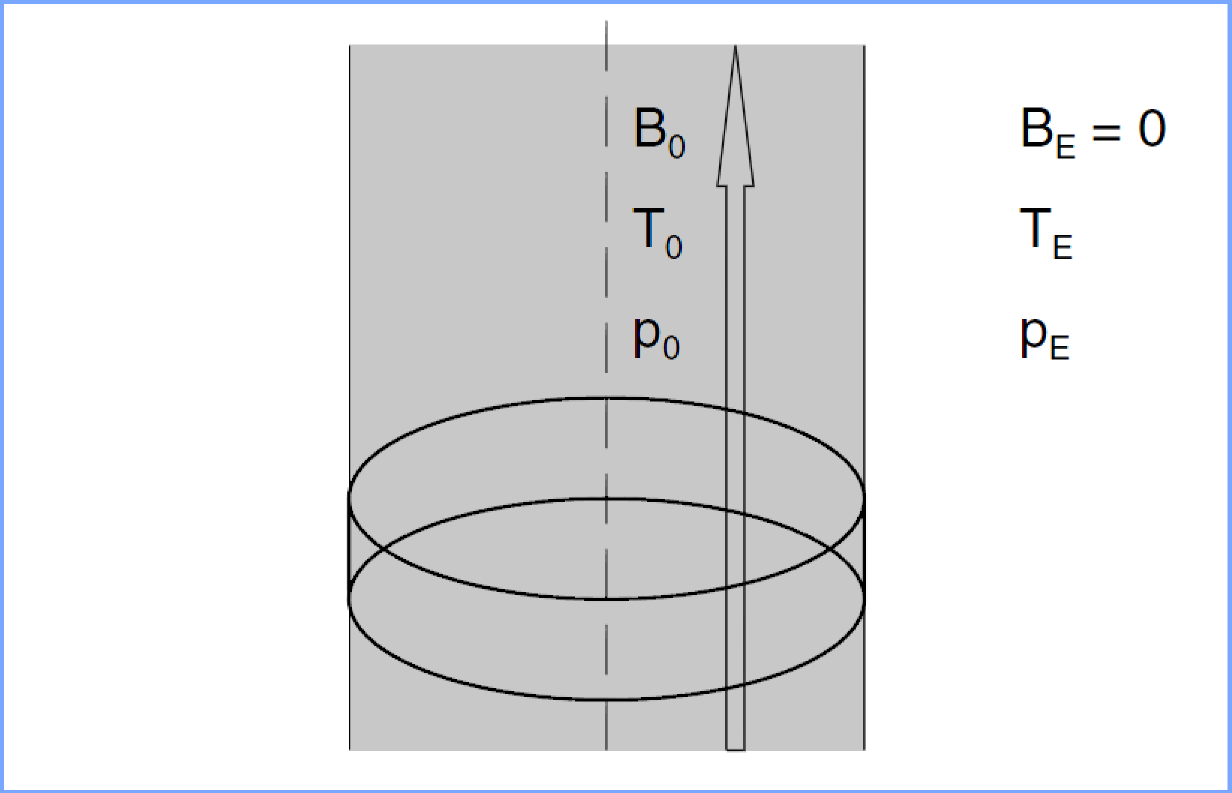
$$\boxed{-\nabla\left(p+\frac{\vec{B}^2}{8\pi}\right)=0}$$

Ta prosta reguła doskonale nadaje się do przedstawienia opisu horyzontalnej równowagi ciśnienia w plamach słonecznych, zawierających silne pole magnetyczne (B_0). Pole magnetyczne znajdujące się poza plamą jest znacznie słabsze, zatem możemy przyjąć (upraszczając), że: $B_E = 0$.

Magnetostatyka w pionowej rurze magnetycznej

Pionowa rura magnetyczna z wewnętrznymi parametrami: $B_0 > 0$, T_0 , p_0

oraz zewnętrznymi parametrami: $B_E = 0$, T_E , p_E



Magnetostatyka w pionowej rurze magnetycznej

Przyjmując oznaczenia jak na rysunku możemy zapisać, że całkowite ciśnienie wewnątrz rury jest równoważne ciśnieniu termicznemu na zewnątrz rury:

$$p_E = p_0 + \frac{\vec{B}_0^2}{8\pi}$$

Podstawiając:

$$p_0 = 2n_0 k_B T_0 \qquad \text{oraz} \qquad p_E = 2n_E k_B T_E$$

a także zakładając taką samą gęstość wewnątrz i na zewnątrz: $n = n_0 = n_E$, otrzymujemy zależność wiążącą siłę pola magnetycznego (B_0) i różnicę temperatur ($T_E - T_0$):

$$\boxed{B_0^2 = 16\pi n k_B (T_E - T_0)}$$