

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Pedagogická fakulta – Katedra fyziky

**Rekonexe magnetického pole a její důsledky v
plazmové astrofyzice**

Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Petr Jelínek, Ph.D.

Autor: Jan Pokorný, DiS.

Anotace

Tématem předkládané bakalářské práce je popis jevu zvaného rekonexe magnetického pole. V první části je pozornost věnována teorii související s plazmatem a magnetickým polem. Další části jsou věnovány chování plazmatu v magnetických polích. Poté je pozornost zaměřena na samotný jev rekonexe magnetického pole a její modely. Dále jsou popsány vlivy tohoto jevu na procesy probíhající v astrofyzikálním plazmatu, a zejména pak na mechanismy rekonexe magnetického pole na Slunci a v naší Galaxii. Poslední část je věnována teoretickému výzkumu možnosti spuštění rekonexe magnetického pole pomocí oscilací a vln v plazmatu a procesu opačnému tj. rekonexi magnetického pole jako procesu generujícího vlny v plazmatu.

Abstract

The topic of presented bachelor thesis is the description of the effect called reconnection of magnetic field. The first part describes the theory of plasma and magnetic field generally. Second chapter shows plasma behavior in the magnetic fields. Then, the attention is paid to the effect of reconnection of magnetic field and its numerical modelling. Further the influence of this effect on processes in astrophysical plasmas is described, especially the mechanism of reconnection of magnetic field on Sun and in our Galaxy. The last part shows a theoretical research of the possibility of triggering of magnetic reconnection by MHD oscillations and plasma waves and the inverse process of reconnection of magnetic field as a process which generate the plasma waves.

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu literatury.

Prohlašuji dále, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v úpravě vzniklé vypuštěním vyznačených částí archivovaných Pedagogickou fakultou JU elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách.

V Č. Budějovicích 12. ledna 2011

.....

Jan Pokorný

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval svému vedoucímu bakalářské práce RNDr. Petru Jelínkovi, Ph.D., za cenné rady a připomínky při zpracování této práce.

Dále bych chtěl poděkovat zaměstnankyním Akademické knihovny JU za ochotu při vyhledávání potřebné literatury.

Obsah

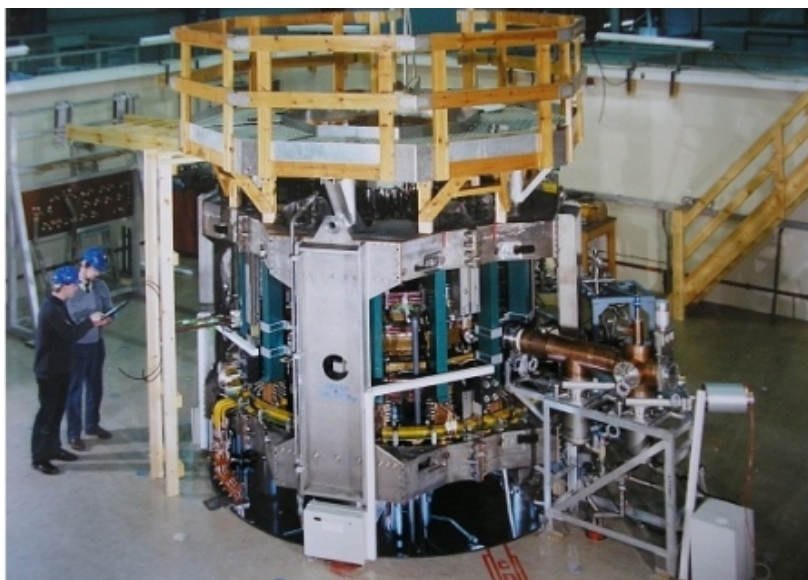
Prohlášení	3
Poděkování	4
1 Úvod	7
2 Plazma	9
2.1 Definice plazmatu	10
2.2 Druhy a vlastnosti plazmatu	11
2.3 Debyeovo stínění	12
2.4 Srážky v plazmatu	13
3 Magnetické pole	14
3.1 Magnetické pole v plazmatu	16
3.1.1 Zamrzání magnetického pole do plazmatu	16
3.2 Magnetické pole ve vesmíru	18
3.2.1 Magnetické pole Země	18
3.2.2 Magnetické pole Slunce	19
3.2.3 Magnetické pole v galaxii	23
4 Rekonexe magnetického pole	26
4.1 Modely magnetické rekonexe	28
4.1.1 Samovolná 2D rekonexe	29
4.1.2 2D řízená magnetická rekonexe (Sweet-Parkerův model)	30
4.1.3 Petschekův model 2D rekonexe	32
4.1.4 3D rekonexe	33
5 Rekonexe ve slunečním plazmatu	35
5.1 Sluneční erupce a výrony koronální hmoty jako důsledek rekonexe	35
5.2 Ohřev sluneční koróny pomocí rekonexe	38
5.2.1 Možnosti ohřevu sluneční koróny	39
5.3 Numerické modelování rekonexe ve slunečním plazmatu	40
5.3.1 Výsledky modelování rekonexe ve slunečním plazmatu	42

6	Rekonexe při procesu interakce molekulárních mračen s galaktickým diskem	44
6.1	Vysokorychlostní molekulární mračna	44
6.2	Rekonexe magnetického pole při interakci HVC s galaktickým halo . . .	45
6.3	Numerické modelování interakce magnetických polí při srážce HVC s galaktickým diskem	47
6.3.1	Výsledky numerického modelování	48
7	Oscilace a vlny v plazmatu	52
8	Závěr	54
	Literatura	55
	Seznam obrázků	57
	Seznam tabulek	59

1 Úvod

Všechny druhy vysoce vodivého plazmatu, ať už jde o laboratorní, sluneční, nebo plazma ve vzdáleném vesmíru, generují magnetická pole. Existence těchto polí v přítomnosti plazmatu vede nevyhnutelně k procesu magnetické rekonexe. V češtině se dá tento jev pojmenovat jako „přepojení magnetických silokřivek“.

Výskyt magnetické rekonexe v širokém spektru plazmových prostředí ji řadí mezi důležitá témata přispívající k vysvětlení zásadních procesů probíhajících v plazmatu, které se do nedávné doby vysvětlit nedařilo. Mezi takové procesy patří například náhlá vzplanutí ve sluneční koróně a její ohřev, jevy v atmosférách planet a hvězd, jevy v meziplanetárním prostoru i při pokusech s termojadernou fúzí. Důkazy přítomnosti rekonexe v laboratorních přístrojích jako je tokamak (obr. 1) jsou tak silné, že nemůže být diskuze o tom, zda rekonexe nastává, ale pouze o tom jakou cestou.



Obrázek 1: Tokamak Compass-D během instalace v Culhamu

Představa o rekonexi se vyvíjela a stále vyvíjí skrze nedávné pokroky v pozorování magnetosféry Slunce a Země i díky počítačovým simulacím. V plazmatu nastává i mnoho jiných procesů mimo rekonexe, ale rekonexe je pravděpodobně ten nejdůležitější jev pro vysvětlení přeměny energie magnetického pole na energie jiných druhů [1].



Obrázek 2: Polární záře – důsledek vypouštění částic při slunečních erupcích, vlivem rekonexe magnetického pole na Slunci

Pochopení dějů spojených s magnetickou rekonexí je důležité například kvůli předpovídání velkých slunečních erupcí, při kterých se uvolňuje značné množství energie jejíž vliv se může projevit i na Zemi např. ve formě magnetických bouří nebo polárních září (obr. 2). S tím, jak se naše civilizace stává stále více závislou na složitých a tím často i citlivějších technických zařízeních včetně kosmické technologie, mohou mít předpovědi slunečních erupcí i značné hospodářské dopady.

2 Plazma

Plazma je zcela nebo částečně ionizovaný plyn, který splňuje jistá kritéria. Pojem plazma poprvé použil americký fyzik a chemik Irving Langmuir (1881 – 1957), viz obr. 3. V některých pramenech se uvádí, že až 99 % veškeré hmoty ve vesmíru je ve formě plazmatu. Ve vesmíru se plazma vyskytuje např. na Slunci, v nitrech i atmosférách hvězd, jádrech galaxií, mlhovinách, ale také v podobě slunečního nebo hvězdného větru [2, 3, 4].



Obrázek 3: *Irving Langmuir*

Na Zemi, ačkoli je součástí vesmíru, se s plazmatem setkáváme minimálně. Je to např. v kanálech blesků, v polárních zářích, nebo v zemské magnetosféře. Proč se na Zemi plazma v přirozeném stavu vyskytuje tak zřídka lze vypočítat ze Sahovy rovnice (1). Sahova rovnice udává stupeň ionizace plynu v tepelné rovnováze [3]:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT}. \quad (1)$$

Zde jsou n_i a n_n hustoty (počet částic v m^3) ionizovaných a neutrálních atomů, T je teplota plynu v K, K je Boltzmannova konstanta a U_i je ionizační energie plynu (počet jouleů potřebný na odtržení vnějšího elektronu od atomu). Pokud bychom například spočítali poměr ionizovaných a neutrálních částic pro obyčejný vzduch při pokojové teplotě můžeme vzít $n_n \approx 3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $T \approx 300 \text{ K}$ a $U_i = 14,5 \text{ eV}$ (pro dusík). Stupeň

ionizace n_i/n_n určený rovnicí (1) je nepatrný, viz rovnice (2). Není ho tedy možné nazývat plazmatem [3]:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 10^{-122}. \quad (2)$$

2.1 Definice plazmatu

Zvyšuje-li se teplota, poměr n_i/n_n příkře stoupá a plyn je v plazmatickém stavu. Pokud se teplota zvýší natolik, že se n_n stane menším než n_i , je plazma plně ionizované. Stupeň ionizace plazmatu však nemusí být příliš veliký, pokud je plazmový útvar dosti rozsáhlý.

Z výše uvedených důvodů se plazma hojně vyskytuje v přirozeném stavu hlavně v kosmických objektech s teplotami miliónů stupňů, ne však na Zemi. Z důvodu přirozeného výskytu plazmatu pouze při vysokých teplotách je plazma označováno jako čtvrté skupenství hmoty [3].

Existují další definice kterými lze plazma charakterizovat, např.:

„Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování“ [3].

Pojem *kvazineutralita* v definici, je požadavek na to, aby v makroskopických objemech plazmatu bylo vždy v průměru stejné množství kladných a záporných částic. To znamená, aby se koncentrace elektronů a iontů rovnala koncentraci neutrálních částic:

$$n_i \approx n_e = n_g. \quad (3)$$

Toto je umožněno díky vysoké vodivosti plazmatu, která může být v mnoha případech považována za blížící se nekonečnu. Navenek se tedy plazma jeví jako nenabitá kapalina či plyn [2, 4].

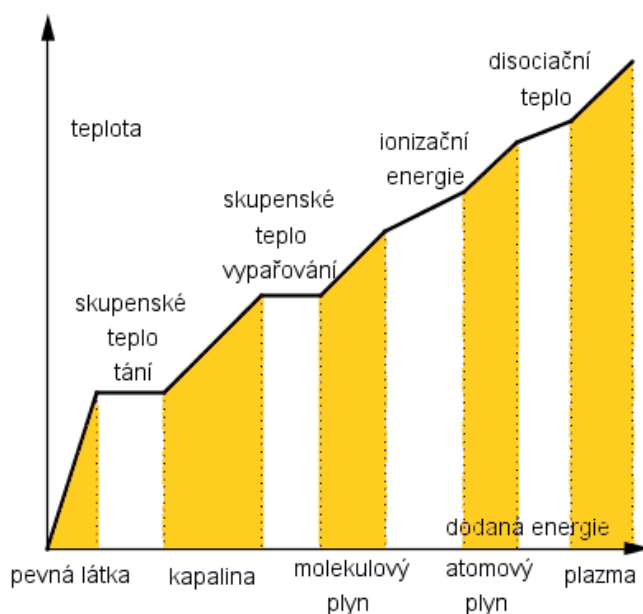
Dalším pojmem zmíněným v definici plazmatu výše je *kolektivní chování*. Nabité částice v plazmatu mohou při svém pohybu vytvářet lokální koncentrace pozitivního nebo negativního náboje. Tyto koncentrace nábojů vedou ke vzniku elektrických polí, která ovlivňují pohyb jiných nabitých částic i na vzdálených místech. Kolektivním chováním tedy rozumíme pohyby, které nezávisí pouze na lokálních podmínkách, ale také na stavu plazmatu ve vzdálených oblastech [3, 4].

Z toho vyplývá, že i když se plazma jeví navenek jako nenabitá tekutina (kapalina či plyn), je schopné jako celek svými projevy generovat globální elektrická a magnetická pole a na takováto globální pole reagovat.

Do pojmu plazma, o kterém je zde řeč, většinou nezahrnujeme různé svazky nabitých částic (nesplňují kvazineutralitu) a velmi slabě ionizované plyny – např. plamen svíčky (nesplňují kolektivní chování) [2].

2.2 Druhy a vlastnosti plazmatu

Ze Sahovy rovnice, zmíněné v předchozí kapitole, vypývá stupeň ionizace plazmatu v závislosti na teplotě. Podle kritéria teploty rozlišujeme plazma na *izotermické* a *neizotermické*. Pro izotermické plazma, které je tvořeno směsí elektronového a iontového plynu platí, že všechny typy částic mají stejnou teplotu ($T_e = T_i = T_g$). U druhého typu – neizotermického, které můžeme považovat za směs elektronů a neutrálního plynu, je teplota elektronů mnohem vyšší než teplota ostatních typů částic [4, 6]. S izotermickým (horkým či vysokoteplotním) plazmatem, se na Zemi v přirozeném stavu téměř neseťkáme. Uměle je možné toto plazma vytvořit na několik okamžiků v laboratořích pro nukleární fúzi [4]. Neizotermické (nízkoteplotní, studené) plazma se na Zemi vyskytuje častěji např. v zářivkách a výbojkách, nebo v elektrickém oblouku.



Obrázek 4: Graf závislosti skupenství na teplotě [6].

Ve fyzice plazmatu je zvykem udávat teplotu v jednotkách energie (elektronvoltech). Převodní vztah je: $1 \text{ eV} = 11\,600 \text{ K}$ [3, 4, 6]. Vysokoteplotní plazma má teplotu větší než 100 eV , což odpovídá řádově 10^6 K . Naopak v neizotermickém (laboratorním) pla-

zmatu se setkáváme s teplotami elektronů kolem jednotek eV oproti teplotám iontů a neutrálních částic, které se pohybují kolem teploty 300 K, tedy zhruba několik setin elektronvoltu [3, 4].

Při ohřívání vzniká plazma z pevné látky způsobem naznačeným na obrázku 4. Kapalina i plyn vzniká skokem, kdežto plazma vzniká postupným ohříváním plynu v závislosti na stupni ionizace [6].

Plazma se od plynného skupenství liší také tím, že na částice působí nejen síly gravitační, ale i elektromagnetické. Důsledkem je elektrická vodivost plazmatu, značná tepelná kapacita a podléhání účinkům elektrických a magnetických polí.

2.3 Debyeovo stínění

Dalším důležitým charakteristickým parametrem plazmatu je *Debyeova vzdálenost*. Její zavedení je důležité k pochopení kvazineutrality plazmatu (viz výše) a k posouzení vzájemného působení nabitých částic v plazmatu. Plazma má schopnost odstínit elektrické potenciály, které se do něho vloží. Pokud je do plazmatu vložen nějaký zdroj potenciálu, např. předmět s určitým nábojem, vytvoří se okolo tohoto předmětu stínící vrstva náboje (oblak). Debyeova vzdálenost α_{De} (viz rovnice (4)) je mírou tloušťky této vrstvy. Za touto vrstvou je plazma nenarušené (kvazineutrální) [5]:

$$\alpha_{De} = \Delta = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Plazma je tedy kvazineutrální na vzdálenosti, které jsou větší než Debyeova stínící vzdálenost. To znamená, že podmínkou kvazineutrality je, aby charakteristický rozměr plazmatu L byl mnohonásobně větší než α_{De} [5]. Je-li rozměr systému L mnohonásobně větší než α_{De} , pak ať kdykoliv vznikne koncentrace náboje, nebo je do systému zaveden vnější potenciál, jsou náboje odstíněny ve vzdálenosti krátké ve srovnání s L a ponechají převážnou část plazmatu bez velkých elektrických potenciálů či polí [3]. Pokud by ovšem byl v nábojovém oblaku malý počet částic, pojem Debyeova stínění by postrádal smysl, proto musí pro počet částic N_{De} v tzv. Debyeovské sféře platit vztah (5):

$$N_{De} = n \frac{4}{3} \pi \alpha_{De}^3 \gg 1. \quad (5)$$

Debyeovo stínění bylo pojmenováno po holandském fyzikálním chemikovi Peteru Debyeovi (1884 – 1966) (obr. 5), který jej poprvé odvodil v teorii elektrolytů [5].



Obrázek 5: *Peter Debye*

2.4 Srážky v plazmatu

Poslední podmínka pro plazma se týká srážek částic. „Charakter srážek i jejich mechanismus je odlišný od srážek neutrálních částic. Při srážce neutrálních částic dochází k prudkým změnám směru pohybu“ [2].

V plazmatu jsou změny směru, způsobené většinou elektrickým polem, méně náhlé. Jako plazma nemůžeme označit například slabě ionizovaný plyn proudící z tryskových motorů, protože nabitě částice se s neutrálními atomy srážejí tak často, že jejich pohyb je převážně řízen obyčejnými hydrodynamickými silami a nikoliv silami elektromagnetickými. „Je-li ω frekvence oscilací plazmatu a π střední doba mezi srážkami s neutrálními atomy, pak musí být $\omega\pi > 1$, má-li se plyn chovat spíše jako plazma než jako neutrální plyn“ [3].

Vztah $\omega\pi > 1$ tedy vyjadřuje, že plazma musí být více ovlivňováno elektromagnetickými silami než srážkami [4].

3 Magnetické pole

Magnetické pole je prostor, ve kterém působí magnetické síly. Popisuje se vektorovou veličinou \mathbf{B} , která se nazývá magnetická indukce. Magnetické pole může vytvářet cívka, kterou prochází elektrický proud. Čím větší je proud v cívce, tím silnější je magnetické pole. Dalším zdrojem magnetického pole mohou být permanentní magnety (vytvářejí magnetické pole, aniž k tomu potřebují elektrický proud). Pohybující se elektricky nabitě částice, jako jsou nosiče náboje ve vodičích, vytvářejí ve svém okolí magnetické pole.

Některé elementární částice (např. elektrony) mají kolem sebe také magnetické pole; toto pole je jejich základní charakteristikou stejně jako hmotnost či náboj. V určitých látkách se magnetická pole elektronů skládají a vytvářejí navenek výrazné magnetické pole (permanentní magnety). V ostatních látkách se magnetická pole elektronů vyruší a žádné výraznější pole navenek nevznikne. Na nabitou částici pohybující se v magnetickém poli působí pole Lorentzovou silou \mathbf{F}_B (obr. 6). Tato síla působící na nabitou částici je rovna součinu jejího náboje q a vektorového součinu její rychlosti \mathbf{v} a magnetické indukce \mathbf{B} (viz rovnice (6)) [7]:

$$\mathbf{F}_B = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (6)$$

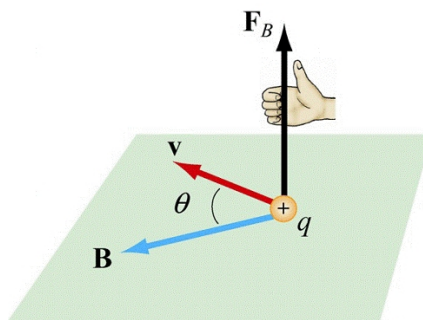
Magnetická indukce \mathbf{B} je definovaná jako vektor, který má směr $\mathbf{v}_F = 0$. Pro rychlost \mathbf{v} kolmou k $\mathbf{v}_F = 0$ je $\varphi = 90^\circ$ a síla působící na částici má maximální velikost $\mathbf{F}_{B_{\max}}$. Velikost magnetické indukce \mathbf{B} definujeme pomocí velikosti této síly vztahem:

$$\mathbf{B} = \mathbf{F}_{B_{\max}} \frac{1}{|q| \mathbf{v}}, \quad (7)$$

kde q je náboj částice a \mathbf{v} je její rychlost. Lorentzova síla \mathbf{F}_B , která působí na nabitou částici pohybující se rychlostí \mathbf{v} v magnetickém poli \mathbf{B} , je vždy kolmá na oba vektory \mathbf{v} a \mathbf{B} . Síla \mathbf{F}_B tedy nemá nikdy nenulovou složku do směru vektoru \mathbf{v} a nemůže tedy měnit velikost rychlosti částice a tedy ani její kinetickou energii. Může měnit pouze směr rychlosti \mathbf{v} , to znamená pouze směr pohybu. Jen takto urychluje síla \mathbf{F}_B nabitou částici [7].

Z rovnice (7) vyplývá jednotka magnetické indukce nazývaná Tesla:

$$1 \text{ Tesla} = 1 \text{ T} = \text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{C}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}.$$



Obrázek 6: Lorentzova síla [7].

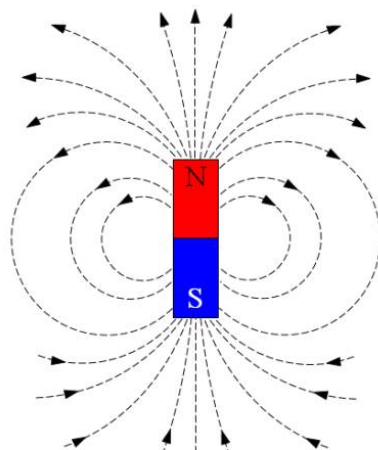
Tabulka 1: Stručný přehled velikostí magnetických polí.

Lidský mozek	10^{-14} T
Mezegalaktický prostor	$10^{-15} - 10^{-9}$ T
Mezihvězdný prostor	$10^{-9} - 10^{-6}$ T
Zemské pole na povrchu u pólů	10^{-4} T
Slunce	$5 \cdot 10^{-3}$ T
Povrch levných magnetů	0,1 T
Povrch silných permanentních magnetů	0,5 T
Elektromagnet	2 T
Stacionární pole v laboratoři	10 T
Pulzní laserové plazma	105 T
Radiový pulzar	$10^8 - 10^9$ T
Magnetar	$10^{10} - 10^{14}$ T

V tabulce 1 jsou uvedeny velikosti indukce \mathbf{B} některých magnetických polí.

Magnetické pole se znázorňuje pomocí *indukčních čar* nazývaných též *magnetické siločáry*. V každém bodě pole platí, že směr magnetické indukce \mathbf{B} je určen tečnou k indukční čáře. Velikost vektoru \mathbf{B} vystihuje hustota indukčních čar v dané oblasti.

Indukční čáry procházející magnetem vytvářejí uzavřené křivky (a to i ty čáry, které na obrázku nejsou zakresleny jako uzavřené). Vnější magnetické pole tyčového magnetu je nejsilnější poblíž jeho konců, kde jsou indukční čáry nejhustší (viz obrázek 7) [7].



Obrázek 7: Magnetické siločáry [7].

3.1 Magnetické pole v plazmatu

3.1.1 Zamrzání magnetického pole do plazmatu

Magnetická pole a plazma spolu úzce souvisejí. Magnetická pole jsou, jak již bylo zmíněno, tvořena magnety nebo elektrickými proudy. Obecně lze říci, že pro plazma platí Ohmův zákon stejně jako v teorii elektrických obvodů. U plazmatu se ale v tomto zákoně vyskytují ještě některé další pojmy. Popíšeme zde jen některé podstatné vlastnosti.

$$\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \eta \mathbf{j}. \quad (8)$$

Ze vztahu (8) je patrné, že hustota proudu \mathbf{j} je závislá na elektrickém poli \mathbf{E} , rychlosti plazmatu a na magnetickém poli plazmatu. Měnicí nebo pohybující se magnetické pole generuje elektrické pole. Zde je η elektrický odpor plazmatu. Je zřejmé, že když je plazma vysoce vodivé, hodnota odporu je velmi malá a výraz v rovnici na pravé straně je zanedbatelný a může být považován za nulový [8]:

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

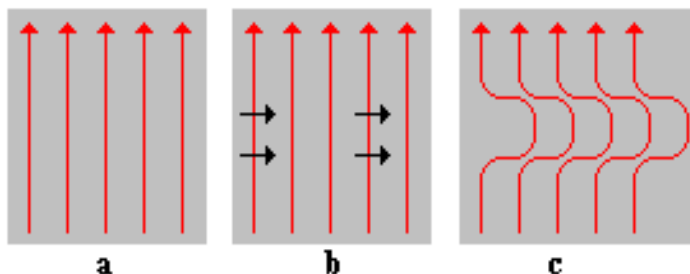
V rovnici (9) je vyjádřena *podmínka zamrzání*, kterou vyjádřil švédský fyzik a astrofyzik Hannes Alfvén (1908 – 1995) (obr. 8).

Zamrzání magnetického pole do plazmatu je znázorněno na obrázku 9a – 9c. Na obr. 9a je vidět oblast homogenního magnetického pole v plazmatu, které je v klidu. Pokud se nyní posune jedna horizontální vrstva plazmatu ve směru šipky (viz obr. 9b), začne téci plazmatem elektrický proud, který bude kolem sebe vytvářet další magnetické pole.



Obrázek 8: *Hannes Alfvén*

To se složí s původním magnetickým polem a výsledkem bude pole znázorněné na obr. 9c. Magnetické siločáry se tedy pohybují společně s tokem plazmatu a tak se dá říci, že magnetické pole je v něm zamrzlé. Pokud by bylo plazma do magnetického pole vsunováno, magnetické siločáry by se bránily proti vsunutí plazmatu a odhýbaly by se. V případě, že by bylo plazma vytahováno z magnetického pole, magnetické siločáry by se vyťahovaly spolu s ním [9].



Obrázek 9: *Zamrzání magnetického pole do plazmatu.*

Ačkoli je odpor plazmatu velmi malý, nikdy nebude rovný nule, tudíž podmínka vmrznutí neplatí neomezeně. Je zde ještě difúzní časové měřítko, v jehož rozsahu se může magnetické pole šířit vodičem, což závisí na η . Menší η tedy znamená delší difúzní čas. Můžeme tedy předpokládat že zamrznutí polí bude časově kratší než doba difúze.

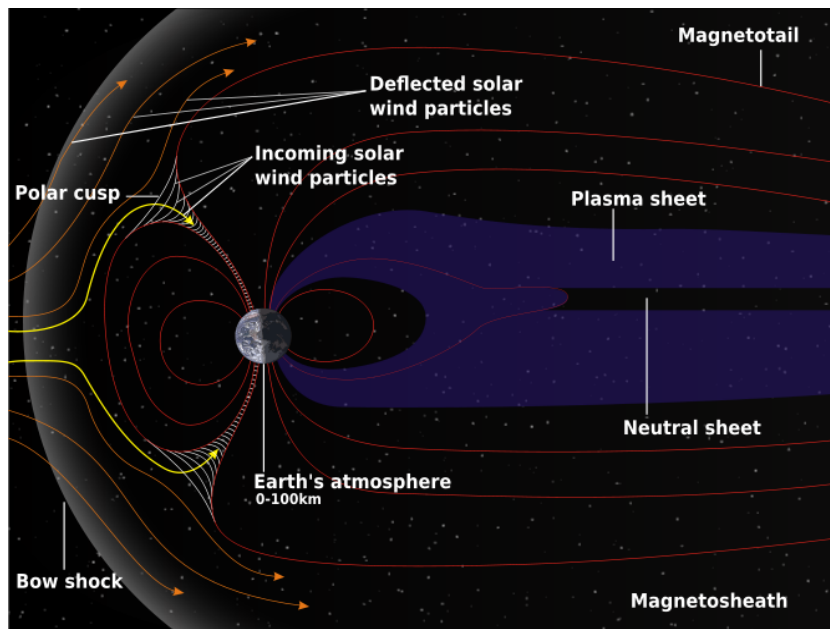
Šíření plazmatu podél magnetických siločar, kde se částice volně pohybují, je odlišné od chování plazmatu při pohybu napříč magnetickým polem, kde se částice šíří obtížně. Tato rozdílnost v chování plazmatu v různých směrech vzhledem k magnetickému poli způsobuje že magnetické smyčky sledují magnetické siločáry.

3.2 Magnetické pole ve vesmíru

Dříve sloužily magnetické siločáry jen k zobrazení magnetického pole. Avšak ve vesmíru tvoří siločáry magnetického pole základní cesty pro volné elektrony a ionty. Tyto nabitě částice bývají vázány k magnetickým siločarám, kolem kterých se spirálovitě pohybují. Díky tomu je chování plazmatu v kosmu určováno strukturou magnetických siločar – např. elektrické proudy tečou nejnázne podél magnetických siločar, stejně jako teplo nebo některé typy plazmových vln.

3.2.1 Magnetické pole Země

Země generuje přibližně dipólové magnetické pole sahající do vzdálenosti několika zemských poloměrů. Magnetické pole na rovníku má hodnotu $31 \mu\text{T}$. Elektrický proud, který musí téci v nitru Země, aby takové pole vytvořil, má celkovou hodnotu 10^9 A . Magnetické pole Země výrazně ovlivňuje tzv. *sluneční vítr*. Sluneční vítr je proud částic (zejména protony, elektrony a α částice), které opouštějí Slunce vysokou rychlostí, zaplavují celou sluneční soustavu a deformují magnetické pole Země do tvaru *magnetosféry* (viz obr. 10) [2].



Obrázek 10: Magnetické pole Země

Magnetosféra chrání povrch Země před slunečním větrem, případně před magnetickými oblaky (viz kapitola 5), které se magnetickým polem Země nemohou pohybovat,

jelikož se plazma špatně pohybuje napříč magnetickými siločarami. Průměr magnetosféry je 20 až 30 zemských poloměrů. Na denní straně Země vzniká oblouková rázová vlna, na noční straně dlouhý *magnetický ohon*. Částice slunečního větru obtékají rázovou vlnu a celou Zemi směrem k magnetickému ohonu. Magnetický ohon je oblast protažených silokřivek magnetického pole Země vyplněná plazmatem, která se táhne do vzdálenosti 100 zemských poloměrů. Magnetické silokřivky Země vytvářejí v polárních oblastech tzv. *polární kasy*, což jsou vlastně obří trychtýře (viz obr. 10). Při interakci slunečního větru s magnetickým polem Země se mohou některé částice pronikat těmito kasy do horních vrstev atmosféry a vytvářet polární záře.

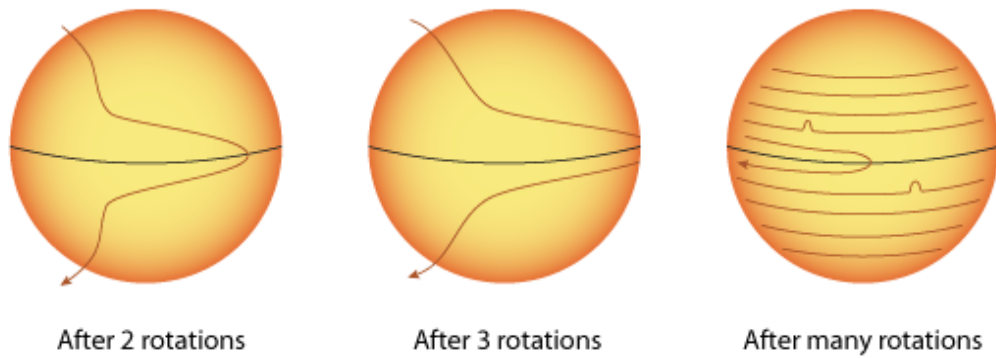
Poloha magnetických pólů není stálá, což je způsobeno interakcí rotující Země a slunečním větrem. V průběhu dne se poloha pólu na povrchu Země pohybuje po elipse s poloosou přes 40 km. Střední poloha pólu se přesunuje k severu rychlostí 15 km za rok. Částice interagují s magnetosférou v časové škále minut po erupci na Slunci, plazmový oblak se však šíří pomaleji (cca 1000 až 2000 km/s), to znamená, že dorazí k Zemi během 2 až 4 dnů a pokud doletí do prostoru magnetosféry, ovlivní její procesy, a ty postupně ovlivňují nižší vrstvy zemské atmosféry (to znamená počasí atd.) [10].

3.2.2 Magnetické pole Slunce

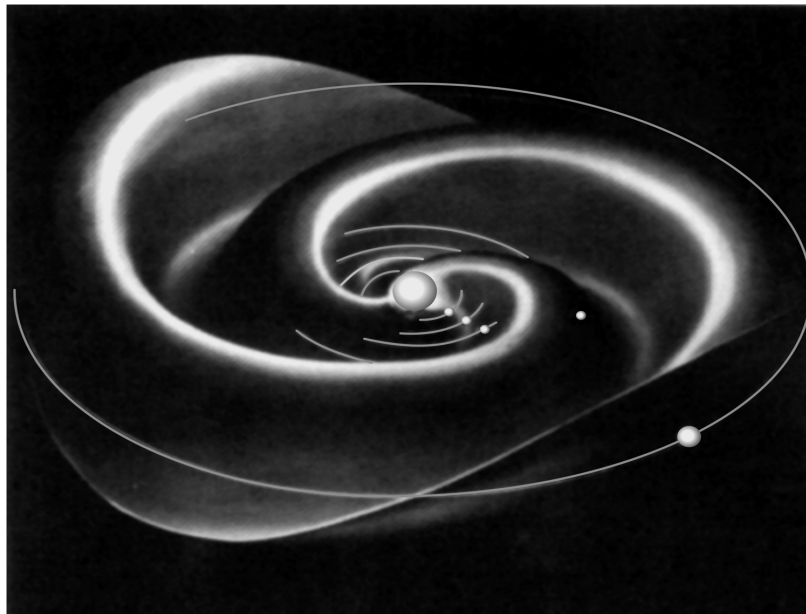
Magnetické pole Slunce vzniká v konvektivní sluneční vrstvě a je vytvářeno jevem tzv. *tekutinového dynama*. Princip tekutinového dynama předpokládá počáteční slabé dipólové magnetické pole podobné tomu na Zemi. Nerovnoměrná rotace jednotlivých vrstev Slunce toto pole natahuje a zakrucuje. Vzniká silné prstencové magnetické pole se siločarami ve směru rovnoběžek (viz obr. 11). Vzestupné proudy v konvektivní zóně vynášejí část prstencového magnetického pole a vytvářejí smyčky, které se stáčí v důsledku rotace Slunce. Výsledkem může být úplné oddělení smyček. Jednotlivé smyčky se začnou slévat a postupně vytvoří pole podobné jako na počátku, jen s opačnou orientací [6, 10].

Globální pole Slunce má tvar Archimédových spirál vytvořených rotací Slunce. V úrovni rovníku se nachází takzvaná *Parkerova plocha* (obr. 12), což je oblast nulového magnetického pole.

Plocha nulového pole je díky rotaci výrazně rozvlněna. Nad Parkerovou plochou míří silokřivky směrem od Slunce a pod ní míří směrem ke Slunci. Trajektorie planet procházejí v některých okamžicích pod a některé nad touto plochou. Proto silokřivky



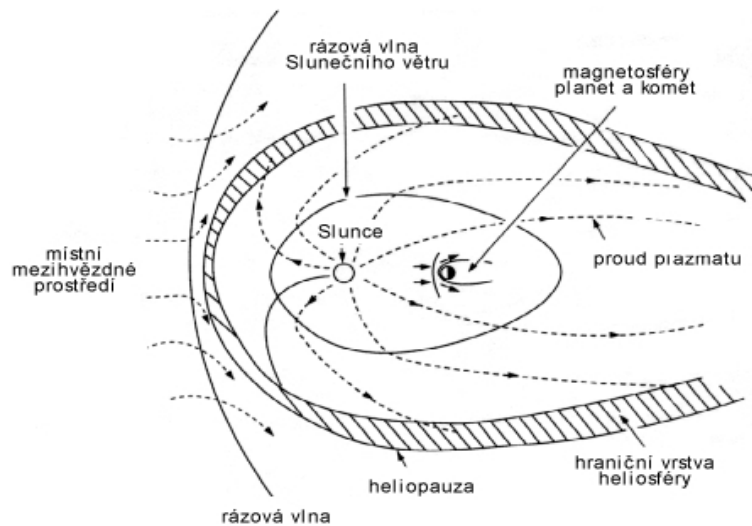
Obrázek 11: *Vznik magnetického pole Slunce [11].*



Obrázek 12: *Parkerova plocha [2].*

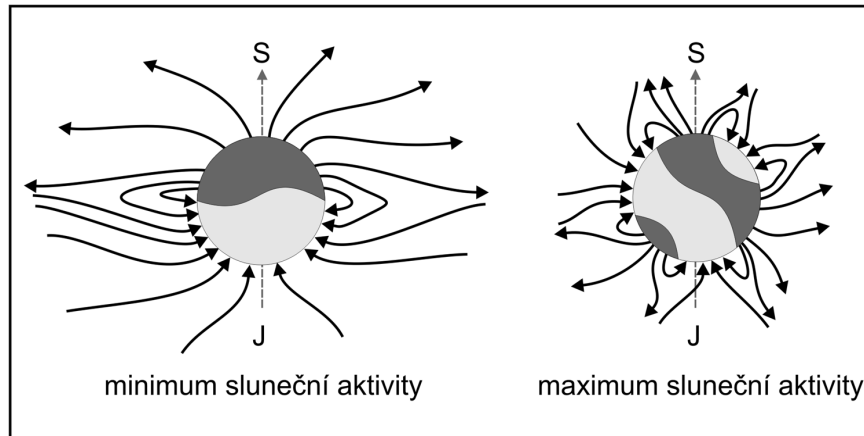
Slunce, které nalétávají na Zemi, v některých obdobích míří směrem souhlasným s mag. polem Země a v jiných obdobích směrem opačným, záleží, zda se Země nachází nad nebo pod Parkerovou plochou. Oblast ovlivňovaná magnetickým polem Slunce se nazývá *heliosféra*, viz obr. 13.

Tvar magnetických siločar se mění podle fáze jedenáctiletého cyklu minima a maxima sluneční aktivity (obr. 14). V minimu je nejvíce zastoupen dipólový moment, v maximu je pole výrazně složitější. Na obrázku 14 je na levé straně znázorněna fáze minima aktivity, kdy má magnetické pole zhruba dipólový charakter tzn. na jedné



Obrázek 13: Sluneční Heliosféra [2].

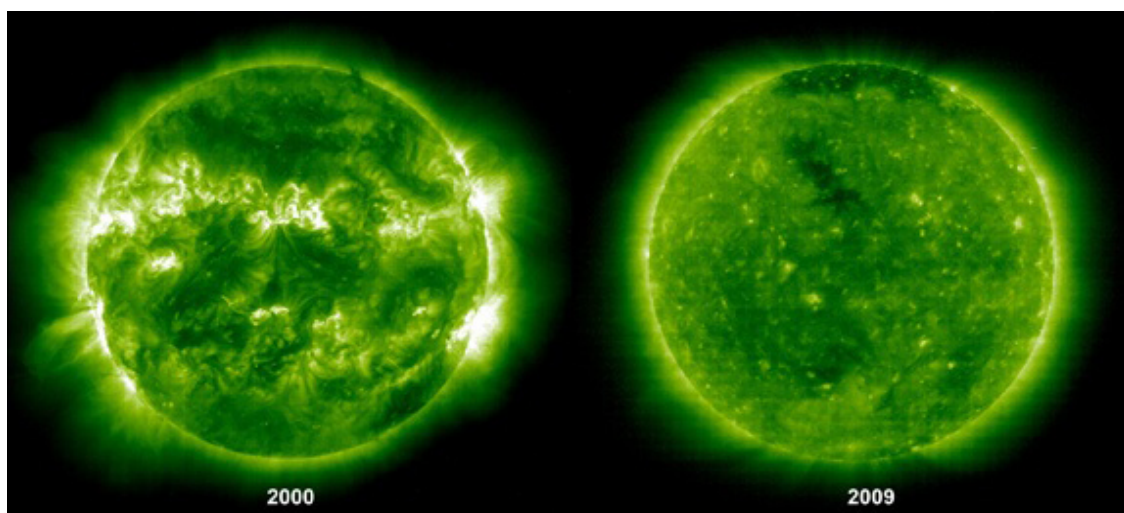
polokouli magnetické silokřivky ze Slunce vystupují, na druhé do něj opět vstupují. Dipól však není ideální. Některé silokřivky jsou otevřené a do Slunce se nevracejí. Tyto silokřivky se napojují na silokřivky z jiných zdrojů magnetického pole ve vesmíru (např. na mag. pole Země).



Obrázek 14: Období sluneční aktivity [2].

V době maxima slunečního cyklu (obr. 14 vpravo), kdy dochází k přepólování magnetického pole, se v okolí Slunce střídají oblasti otevřených a uzavřených silokřivek a Slunce vypadá jako „vlasatá koule“. Po maximu si severní a jižní magnetický pól vymění své místo a v následujícím minimu budou silokřivky vycházet ze Slunce na opačné polokouli než v předcházejícím minimu [10].

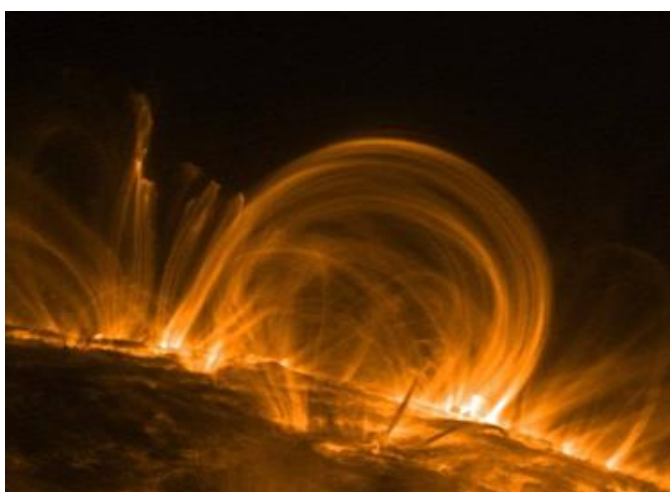
Na obrázku 15 jsou snímky aktivity Slunce pořízené v rentgenové oblasti spektra



Obrázek 15: *Období aktivity v RTG oboru (vlevo maximum, vpravo minimum).*

elektromagnetického záření.

Lokální magnetická pole při povrchu Slunce jsou mnohem intenzivnější a často značně komplikované. Nacházejí se ve vyšších vrstvách atmosféry Slunce a jejich hodnoty se pohybují okolo 0,3 T. Lokální pole se projevují jako trubice magnetických toků v konvektivní zóně. Tyto trubice vyvěrají ve formě hustých provazců magnetických silokřivek z tzv. *slunečních skvrn* a opět se někde noří do skvrn opačných polarit.



Obrázek 16: *UV snímek magnetického pole ze sondy TRACE [2].*

Magnetické pole tedy vytlačí atmosférické plazma a nahradí je plazmatem vlastním, vneseným z hlubších vrstev Slunce. Maximální životnost slunečních skvrn je několik měsíců, většinou však trvá jen pár dní. Nejvíce skvrn se objevuje v době maxima sluneční činnosti. Díky vyššímu magnetickému tlaku ve skvrnách je teplota skvrn zhruba o

1500 K nižší než teplota okolí. Sluneční skvrny se proto na pohled jeví v kontinuu jako tmavé, jelikož ve viditelném spektru září méně intenzivně. V ultrafialovém a rentgenovém oboru naopak září více a jeví jako se jako nejjasnější útvary na Slunci. Je to díky zářícím elektronům, které obletují okolo magnetických silokřivek. Díky záření elektronů se silokřivky zviditelní a lze je pozorovat (viz obr. 16). Magnetické pole skvrn zasahuje hluboko pod povrch Slunce a tyto skvrny mají někdy až 50 000 km v průměru [10].

3.2.3 Magnetické pole v galaxiích

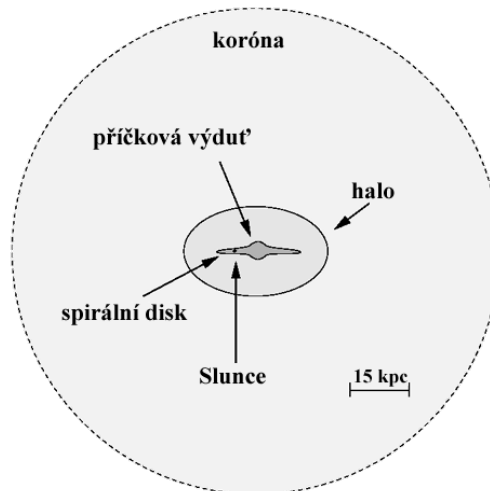
Základním zdrojem magnetických polí v planetách a hvězdách, jak již bylo zmíněno v předchozích kapitolách, jsou proudy vodivé tekutiny v nitru objektu. U magnetických polí galaxií nebo kup galaxií mechanismus tekutinového dynama uplatnit nelze, protože tyto objekty od doby svého vzniku mohly dokončit jen několik otoček, a to k zesílení pole tímto mechanismem nestačí. O vzniku galaktických polí existuje řada nepotvrzených hypotéz. Jednou z nejnadějnějších je vznik prvotních polí ze zárodečných fluktuací v období před tvorbou atomárních obalů. K této tvorbě došlo přibližně 380 000 let po Velkém třesku. Většina elektronů byla tehdy zachycena do atomárních obalů a úbytek volných elektronů znamenal výrazné snížení interakce elektromagnetického záření s látkou. Záření se oddělilo od látky a postupně chladlo. Dnes mu říkáme reliktní záření. Reliktní záření má teplotu pouhých 2,73 K a nese v sobě dávný otisk stavu látky v tehdejší vesmíru [10].

Nepatrně různá teplota tohoto záření v různých směrech svědčí o tom, že v době před jeho oddělením od látky se ve vesmíru nacházely výrazné fluktuace hustoty tehdejší látky. Podle některých výpočtů by tyto fluktuace ionizované látky mohly vytvořit zárodky prvotních magnetických polí v galaxiích a dokonce výrazně ovlivnit vznik prvních hvězd. Až do tvorby atomárních obalů existovaly ve vesmíru jen volné elektrony a protony, tj. volné nosiče náboje. Tlak elektromagnetického záření na protony a elektrony v zárodečných fluktuacích byl různý, a to vedlo ke vzniku cirkulujících elektrických proudů, které jsou zdrojem magnetického pole. Toto zárodečné pole bylo miliónkrát slabší, než jsou současná pole v galaxiích [10].

Důkazy existence magnetických polí za hranicemi sluneční soustavy se provádí v podstatě třemi různými metodami. Jedna je založena na nalezení polarizovaného synchrotronního záření, které vzniká při pohybu relativistických elektronů kolem magnetických silokřivek. Druhou možností je Zeemanův jev (rozštěpení spektrálních čar, ke

kterému dochází v přítomnosti magnetického pole). Poslední přímou metodou je využití Faradayovy rotace, při které polarizované světlo, šířící se podél magnetického pole, stáčí svou rovinu polarizace. Úhel stočení je úměrný indukci magnetického pole a vzdálenosti, na kterou bylo světlo magnetickému poli vystaveno [10].

Naše Galaxie je obří hvězdný ostrov který má tvar plochého disku o průměru přibližně 28 000 pc (1 parsek [pc] = $3,08 \cdot 10^{16}$ m). Tento disk má výraznou spirální strukturu a je tvořen rameny ve tvaru spirál. Spirální ramena vycházejí z galaktické příčky, která vystupuje ze středu Galaxie – galaktického jádra. Spirální disk a střed obklopuje tzv. galaktické halo ve tvaru elipsoidu (viz obr. 17). Halo je jakási obálka horkého plynu kolem naší Galaxie. Je to pozůstatek prvotního vývojového období vesmíru, kdy se z rotujícího kulového oblaku začaly vytvářet první hvězdy. Nacházejí se v něm nejstarší objekty naší Galaxie [10].



Obrázek 17: Hlavní stavební součásti naší Galaxie. Samotná Galaxie je uprostřed tohoto obrázku při pohledu z boku. Obklopuje ji galaktické halo elipsoidního tvaru. Okolo galaktického hala se nachází galaktická koróna [2].

Magnetická pole jsou samozřejmou součástí života všech hvězd, planet a většiny mlhovin. Dále se však v naší Galaxii vyskytují rozsáhlé oblasti neutrálního vodíku, tzv. HI oblasti. Jejich ionizace je velmi nízká. Odhaduje se, že stupeň ionizace je 10^{-4} , tj. na 10 000 neutrálních atomů je jeden ionizovaný. Díky svým velkým rozměrům se ale i tyto oblasti chovají jako plazma a reagují na magnetická pole, proto se v nich vytvářejí vláknité struktury typické pro přítomnost magnetických polí. V centru Galaxie lze pozorovat několik plazmových vláken o délce asi 250 světelných let, které připomínají

pokroucená lana a mají tedy helikální strukturu. Vlákna jsou přímým svědectvím existence magnetického pole v této oblasti. Nezávisle je magnetické pole v Galaxii zjišťováno z polarizace světla hvězd do vzdálenosti 4000 světelných let a z Faradayovy rotace polarizovaných zdrojů. Ukazuje se že silokřivky pole jsou orientovány v galaktické rovině a sledují spirální ramena Galaxie. Toto globální pole má hodnotu v blízkosti galaktického jádra 10^{-8} T a v galaktickém halo 10^{-10} T [10].

V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [10].

4 Rekonexe magnetického pole

V přírodě je častým jevem, že se magnetická pole různých zdrojů vzájemně propojují. Kupříkladu pole střelky kompasu má jak uzavřené silokřivky, které vycházejí z jednoho pólu střelky a vracejí se do druhého pólu, tak i otevřené silokřivky, které se nevracejí zpět do pólů střelky, ale napojují se na silokřivky magnetického pole Země. V plazmatu také dochází k *přepojování magnetických silokřivek neboli rekonexi*. Při rekonexi magnetické pole změní topologii svých silokřivek a ty se uspořádají do energeticky výhodnější konfigurace. Tento jev lze připodobnit k elektrickému zkratu, při němž si proud nalezne výhodnější cestu a zajiskřením se uvolní energie v podobě tepla.

K něčemu podobnému dojde i v magnetickém poli plazmatu, kde uvolněná energie zahřívá okolní plazma. K rekonexi dochází nejčastěji v oblastech, kde se střetávají magnetické silokřivky jdoucí vzhledem k sobě opačnými směry. Rekonexe magnetického pole je jedním z nejdůležitějších procesů, které v plazmatu mohou nastat. Pro popis většiny dějů v plazmatu spojených s projevy magnetického pole se využívá zákonů magnetohydrodynamiky. Magnetohydrodynamika (MHD) je nauka o chování vodivých tekutin v magnetickém poli [13].

V MHD teorii plazmatu mohou být rozeznávány dva procesy, které přeměňují magnetickou na jiné formy energie. Jsou to ideální nebo neideální (rezistivní) procesy. Ideální procesy přeměňují magnetickou energii na kinetickou bez disipace (převodu na teplo) magnetické energie. Neideální procesy jako je rekonexe magnetického pole může převádět magnetickou energii na kinetickou energii a teplo [10].

Dostatečně horké plazma se chová jako ideální tekutina v tom smyslu, že jeho odpor je nulový a pro jeho výpočty se používá ideální MHD. Následkem nulového odporu plazmatu je magnetické pole zamrznuté do plazmatu a topologie magnetických silokřivek je zachována v původním stavu. To limituje možnosti dynamických procesů v plazmatu. U magnetických plazmových vláken, která jsou silně natažená vlivem tlaku plazmatu, např. v planetárních magnetosférách a v koronách hvězd, by nebylo možné uvolnit velké množství jejich energie a vrátit zpět do uvolněného stavu, pokud je plazma zamrznuté v proudových trubicích. To tedy znamená, že účinná přeměna magnetické energie na kinetickou by byla v ideálním plazmatu vyloučená [12]. Aby však byl splněn zákon zachování energie, musí se energie nahromaděná v magnetickém poli při přechodu silokřivek do jiné topologie uvolnit, a to je možné pouze v plazmatu s konečnou vodivostí.

Pro popis rekonexe magnetických silokřivek se tedy používá rezistivní MHD.

Časová konstanta magnetické difúze při nenulovém odporu plazmatu se nazývá *rezistivní čas* τ_R .

„Většina pohybů v plazmatu s magnetickým polem je charakterizována Alfvénovou rychlostí v_A . Doba za kterou rozruch projde touto rychlostí plazmatem, se nazývá Alfvénův čas τ_A “ [12]. Oba charakteristické časy jsou dány vztahy:

$$\tau_R \approx L^2 \sigma \mu_0, \quad \tau_A \approx \frac{L}{v_A} = \frac{L \sqrt{\mu_0 \rho}}{B_0}. \quad (10)$$

Různými experimenty je potvrzeno, že typická doba rekonexe leží mezi oběma časy a je rovna přibližně geometrickému průměru těchto časů:

$$\tau_{REC} = \sqrt{\tau_R \tau_A}. \quad (11)$$

Důležitou charakteristikou plazmatu je Lundquistovo číslo S , které je poměrem rezistivního a Alfvénova času:

$$\#_{Lu} S \frac{\tau_R}{\tau_A} = L \sigma B_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} = L \sigma \mu_0 v_A. \quad (12)$$

„Lundquistovo číslo je shodné s Reynoldsovým magnetickým číslem, pokud za rychlost plazmatu dosadíme Alfvénovu rychlost“ [13].

V rezistivní MHD je Lundquistovým číslem určena důležitost rezistivity (viz S v tabulce 2). L zde představuje globální rozměr [12].

Tabulka 2: Přehled hodnot souvisejících s rekonexí magnetického pole.

Plazma	L (m)	τ_R (s)	τ_A (s)	S
oblouk	10^{-1}	10^{-3}	10^{-3}	1
tokamak	1	1	10^{-8}	10^8
jádro Země	10^6	10^{12}	10^5	10^7
sluneční skvrna	10^7	10^{14}	10^5	10^9
sluneční koróna	10^9	10^{18}	10^6	10^{12}

Vysoké hodnoty Lundquistova nebo Reynoldsova čísla, které jsou typické pro astrofyzikální plazma, odpovídají malému odporu plazmatu. Člen zamrznání $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ v rovnici (15) dominuje, z toho tedy vyplývá, že ve většině plazmatu lze použít ideální MHD (více viz [13]).

V oblastech přepojení silokřivek, které se nacházejí v místech slabého nebo nulového magnetického pole, jsou podstatné difúzní procesy. Tyto oblasti jsou prostorově omezené a nazývají se *difúzní regiony*. V těchto oblastech je nutné použít rezistivní MHD a na jejich okrajích navázat na rovnice ideální MHD. Rovnice ideální MHD mohou mít tento tvar:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}), \quad (13)$$

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \varrho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (15)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \mathbf{S}, \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (17)$$

Sada pro rezistivní magnetohydrodynamiku se liší v indukční rovnici, kde se vyskytuje rezistivní člen $\nabla \times \eta \mathbf{j}$:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \eta \mathbf{j}. \quad (18)$$

V astrofyzikálním kontextu nastává magnetická rekonexe, když se dva protisměrně orientované magnetické silokřivky přepojí, například když se přepojí dvě silokřivky sluneční erupce (viz kapitola 5), nebo když je samostatná smyčka magnetického toku zkroucena, nebo nějakým způsobem zdeformována. Na rozhraní protisměrných polí se vytvářejí tzv. *proudové vrstvy*, které přeměňují magnetickou energii na teplo a aktivní částice.

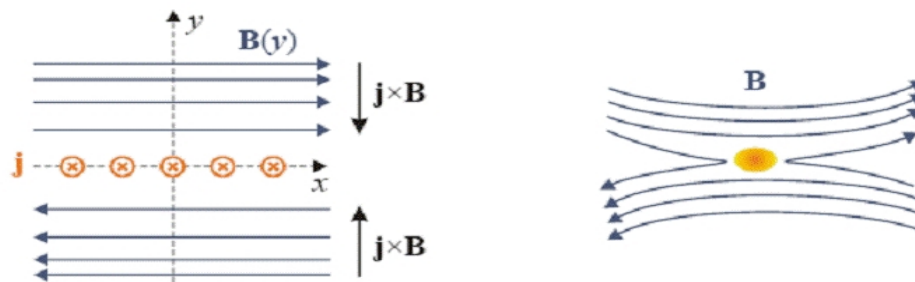
V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [13]

4.1 Modely magnetické rekonexe

Začátkem padesátých dvacátého století let několik autorů jako P. A. Sweet, E. N. Parker, H. E. Petschek a další představili magnetickou rekonexi jako centrální proces, umožňující převod magnetické energie na kinetickou ve slunečních erupcích, při interakci mezi zmagnetovanou meziplanetární hmotou a magnetosférou Země. Parametry rekonexe magnetického pole závisí na modelu, který je použit.

4.1.1 Samovolná 2D rekonexe

Nejjednodušší teoretický model, kterým může být rekonexe popsána, má dvě prostorové dimenze. Plazma je zde vysoce ideální, tudíž nemá žádný odpor, takže Lunquistovo číslo je mnohem větší než 1. Magnetické pole na obr. 18 ve směru osy y slábne a na hranici mezi jednotlivými poli je nulové. Poté pole obrací směr a opět narůstá. V oblasti nulového pole (neutrální vrstvy nebo také proudové vrstvy) teče elektrický proud. Plazma je Lorentzovou silou stlačováno směrem k neutrální vrstvě. Časem dojde k vytvoření rovnováhy mezi Lorentzovou silou a tlakem plazmatu a makroskopický pohyb ustane.



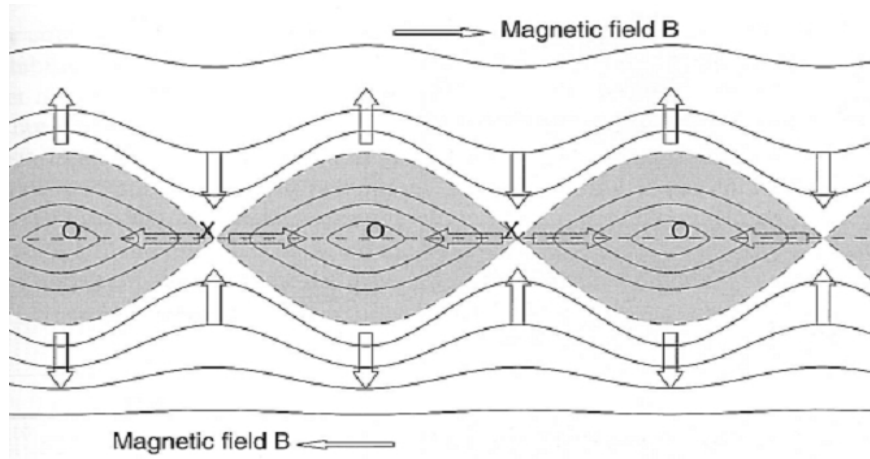
Obrázek 18: Proudová vrstva (vlevo) a probíhající rekonexe (vpravo) [13].

V proudové vrstvě ale mohou nastat rezistivní nestability. Díky nenulovému odporu plazmatu nejsou již magnetické siločáry vmrznuté do plazmatu, a to se může pohybovat (driftovat) napříč siločárami. Směr toku plazmatu je vyznačen černými šipkami na obrázku 18 a tlustými šipkami na obr. 19. Tento pohyb způsobuje přetrhávání magnetických siločárek a ty se poté napojují na jiné siločáry. „Uvolněná magnetická energie Jouleovskými zahřeje plazma“ [13].

V oblastech magnetické rekonexe s velkým magnetickým Reynoldsovým číslem, kde je difúze větší než Alfvénův tranzitní čas, mohou nastat rezistivní nestability jako např. ostrůvková nestabilita, která vede ke vzniku magnetických ostrůvků.

V zásadě mohou Alfvénovy vzruchy spustit nestability v plazmatu předtím, než může být plazma stabilizováno magnetickou difúzí, a to když difúzní čas $\tau_d \gg \tau_A$ (např. pro velké Reynoldsovo číslo $S = \tau_d/\tau_A$). Místa ve kterých došlo k přepojení jsou na obrázku 19 vyznačena jako X, mezi těmito body vznikají magnetické ostrovy (plazmoidy) v jejichž středu jsou tzv. O body [13, 14].

„Pro posouzení rychlosti rekonexe se používá tzv. index rekonexe (Alfvénovo Machovo



Obrázek 19: Ostrůvkové nestability [14].

číslo). Index rekonexe je definován jako poměr rychlosti plazmatu a Alfvénovy rychlosti“ [13]. Pro samovolnou (spontánní) rekonexi tedy máme:

$$\#_{sp} = \frac{u_d}{v_A} \approx \frac{1/L\sigma\mu_0}{L/\tau_A} = \frac{\tau_A}{\tau_R} = \frac{1}{S}. \quad (19)$$

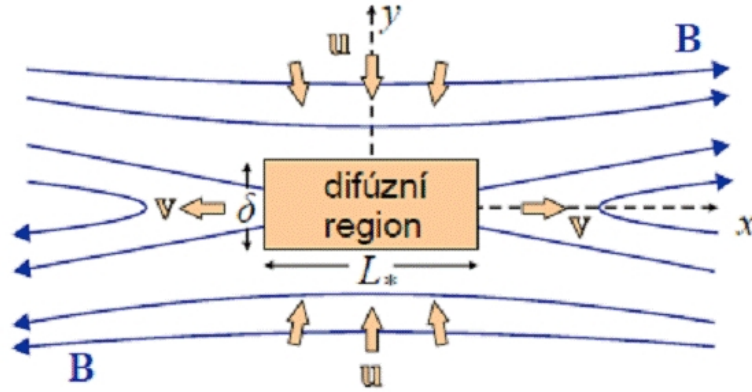
Z rovnice je patrné, že index spontánní 2D rekonexe je převrácenou hodnotou Lunquistova čísla. Tento index je pro astrofyzikální plazma malý, z čehož vyplývá, že spontánní rekonexe má pomalý průběh.

4.1.2 2D řízená magnetická rekonexe (Sweet-Parkerův model)

Pokud nastane taková situace, že se dvě oblasti plazmatu srazí (např. ve sluneční koróně) a jejich magnetická pole jsou stlačena k sobě, může se opět vytvořit oblast opačně orientovaných silokřivek s proudovou a nulovou vrstvou. V roce 1957 navrhl E. Parker a nezávisle na něm v roce 1958 také P. A. Sweet model řízené 2D rekonexe. Tento model je zaměřený na roli rezistivity při přechodu energie magnetického pole na tepelnou energii plazmatu. Uvažuje se zde se dvěma oblastmi MHD a to ideální a rezistivní – tzv. *difúzního regionu*. Difúzní region je malá oblast mezi dvěma oblastmi plazmatu s opačně orientovanými silokřivkami, ve které probíhá rekonexe. Vytváří se podél celé hranice mezi magnetickými poli. Silokřivky jsou vtlačovány k neutrální vrstvě rychlostí u a podle rovnice kontinuity musí být plazma na bocích vytlačováno z difúzního regionu rychlostí v [13]. Tuto závislost určuje vztah:

$$uL_* = v\delta, \quad (20)$$

kde L_* je délka a δ šířka difúzního regionu. Délka difúzního regionu je mnohem větší než jeho šířka $L_* \gg \delta$ viz obr. 20.



Obrázek 20: Sweet-Parkerův difúzní region [13].

Dále předpokládejme, že energie přinášená do difúzního regionu v podobě vtékajících magnetických silokřivek je nějak konvertována na kinetickou energii vytékajícího plazmatu:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} \approx \frac{1}{2}v^2. \quad (21)$$

Plazma tedy proniká do proudové vrstvy relativně malou rychlostí a poté podél vrstvy zrychlí a uniká z konce difúzního regionu s relativně velkou Alfvénovou rychlostí v_A :

$$v = v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0\rho}}. \quad (22)$$

„Podstatná je disipace, magnetické energie proudící do difúzního regionu se mění na Jouleovo teplo, časová změna magnetické energie způsobená prouděním magnetického pole z ideální oblasti do difúzního regionu tedy bude rovna Jouleovu výkonu[13]“:

$$\frac{d}{dt} \frac{B^2}{2\mu_0} \approx jE \Rightarrow (u \cdot \nabla) \frac{B^2}{2\mu_0} \approx \sigma E^2. \quad (23)$$

Z rozměrové analýzy rovnice je ($\nabla \approx 1/\delta$, $E \approx uB$) tloušťka difúzního regionu potom tedy:

$$\delta \approx \frac{1}{\mu_0\sigma u}. \quad (24)$$

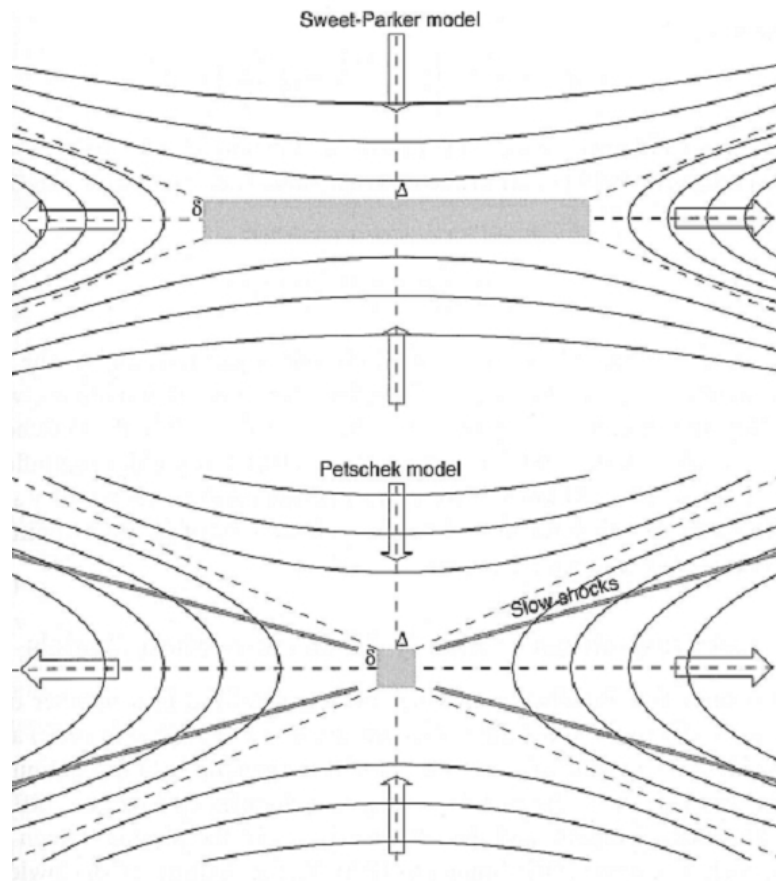
Po úpravách předchozích vztahů dostaneme rovnici pro index rekonexe (25), který vyjadřuje Machovo Alfvénovo číslo M_A :

$$\#_{dr} = M_A \equiv \frac{u}{v_A} \approx \frac{1}{\sqrt{S}}. \quad (25)$$

Sweet–Parkerův model byl první model, který ukázal jak mohou lokalizovaná přepojení magnetických siločar zapříčinit makroskopické změny v plazmatu. Jeho platnost byla potvrzena mnoha numerickými simulacemi. Byl však příliš pomalý, aby zdůvodnil rychlost rekonexe pozorovanou na Slunci. Například uvolňování energie ve slunečních erupcích nastává v řádech minut, což odporuje desítkám dnů, jak předpovídal model. Jeho relativní jednoduchost je však využívána při řešení složitějších modelů.

4.1.3 Petschekův model 2D rekonexe

Petschekův model byl navržen H. E. Petschekem s cílem vyřešit pomalost Sweet–Parkerova modelu pomocí několika modifikací. Jde především o změnu velikosti difúzního regionu. Ten je zde mnohem menší než u Sweet–Parkerova modelu (viz obr. 21).



Obrázek 21: Porovnání velikostí Sweet–Parkerova a Petschekova difúzního regionu [14].

Index $\#_P$ (viz rovnice 26) této řízené rekonexe je větší než index samovolné rekonexe

[14]:

$$\#_P \approx \frac{1}{\ln S}. \quad (26)$$

Délka difúzního regionu zde dosahuje pouze části hranice mezi protisměrnými magnetickými poli. Podle vztahu:

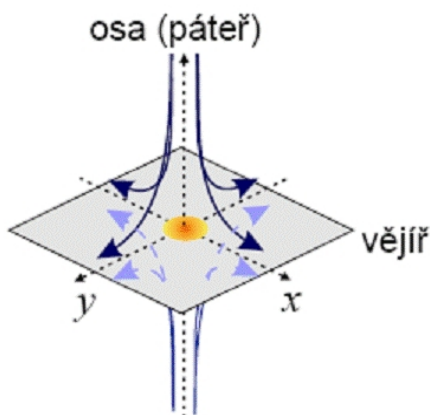
$$\delta = \frac{L}{M_0 S}. \quad (27)$$

bude zmenšení délky L difúzního regionu znamenat zmenšení šířky, díky tomu je proces rekonexe rychlejší. Rychlost vtékání (index rekonexe) bude přibližně rovna rychlosti vytékání plazmatu. Rychlost vytékání se ustálí na Alfvénově rychlosti. Rychlost vtékání plazmatu je limitována pouze geometrickými rozměry difúzního regionu [14].

Petschek také navrhl koncept dvou bezsrážkových pomalých rázových vln, které také převádějí magnetickou energii na tepelnou energii plazmatu. Tyto vlny se šíří směrem ven z difúzního regionu a přispívají k urychlení procesu rekonexe.

4.1.4 3D rekonexe

Pokud má magnetické pole i výraznou složku kolmou na neutrální vrstvu, hovoříme o 3D rekonexi. Situace může vypadat obdobně jako na obrázku 22 [13].



Obrázek 22: Model 3D rekonexe [13].

3D rekonexe se podstatně liší od rekonexe ve dvou dimenzích. U 2D rekonexe se vyskytují dva typy nulových bodů, X body a O body. Struktura 3D nulového bodu se skládá z dvou hlavních částí, a to páteře a vějířovité plochy.

Páteř je tvořena dvěma silokřivkami pole, které směřují do (nebo z) nulového bodu. Vějíř se skládá z plochy silokřivek pole, které směřují pryč (nebo do) nulového bodu.

Ostatní plochy toku v blízkosti nulového bodu se skládají ze silokřivek pole, které běží téměř paralelně k páteři před tím, než se rozprostřou pod plochou vějíře.

3D magnetická rekonexe je stále ve fázi zkoumání, zahrnující komplexní odlišnost matematických topologií, ačkoli pozorováními bylo identifikováno pouze několik těchto topologií [14].

5 Rekonexe ve slunečním plazmatu

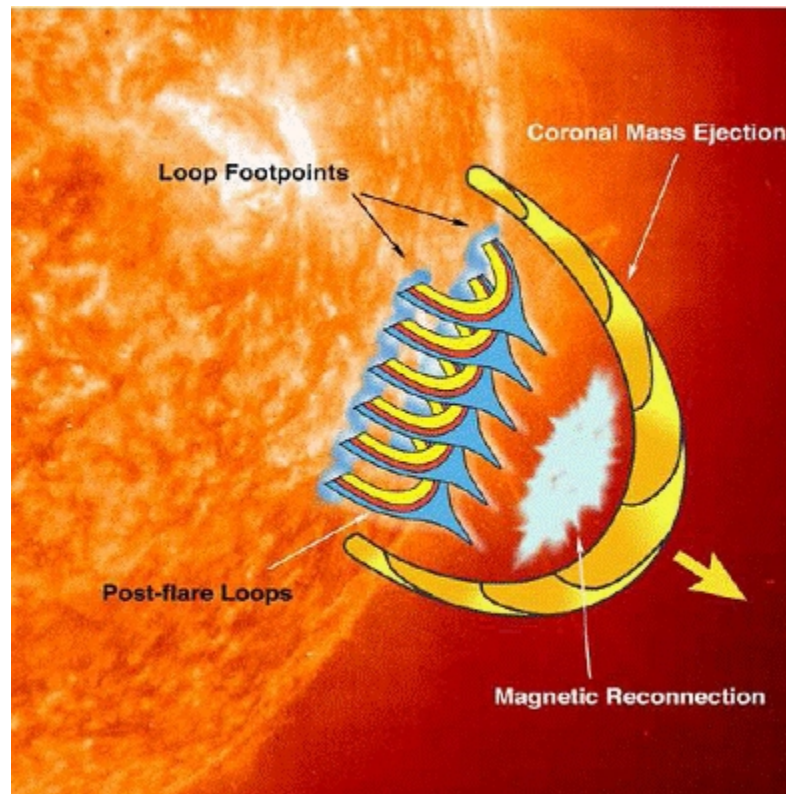
Nová pozorovací data získaná v posledních dvou desetiletích za pomoci specializovaných družic, jako je například SOHO, zásadně změnila pohled na projevy sluneční aktivity a především na sluneční erupce. Dříve byly erupce vnímány jako náhlé lokální zvýšení teploty v chromosféře. Dnes je tento jev většinou vnímán jako součást mnohem komplexnějšího procesu rozsáhlé přestavby topologie magnetických polí v aktivní oblasti. Tyto přestavby jsou spojené s přeměnou volné magnetické energie na kinetickou energii makroskopických pohybů plazmatu, jeho ohřev a urychlování částic pomocí rekonexe magnetického pole. Rekonexe ve slunečním plazmatu hraje mnoho důležitých rolí. K nejznámějším jevům souvisícím s přepojením magnetických silokřivek ve slunečním plazmatu patří výrony koronální hmoty (CME – Coronal Mass Ejections). Kromě toho je rekonexe zodpovědná za veškeré disipativní jevy v erupci jako je urychlování částic, formování výtrysků a ohřev plazmatu [2, 15].

5.1 Sluneční erupce a výrony koronální hmoty jako důsledek rekonexe

Sluneční erupce spojené s koronálními výrony hmoty (CME) představují nejenergetičtější dynamické procesy ve sluneční soustavě s dopadem na celou heliosféru včetně Země a jejího blízkého kosmického okolí. O slunečních erupcích jako o přírodním jevu se poprvé zmínil R. C. Carrington, který 1. září 1859 při studiu skupiny slunečních skvrn zaznamenal náhlé vynoření dvou oblastí intenzivního „bílého světla“, tzv. bílou erupci. S rozvojem spektroskopie a monochromatických pozorování s použitím filtrů se při sledování aktivních oblastí zjistilo, že tento jev není při observaci v čáře $H\alpha$ až tak vzácný a potvrdila se i souvislost s magnetosférickými poruchami a polárními zářemi. Přesto dlouhá léta byl tento jev v představách fyziků zabývajících se Sluncem vymezen do nízkých vrstev atmosféry a mluvílo se o chromosférických erupcích. První narušení tohoto schématu bylo zaznamenáno v padesátých letech v souvislosti s rozvojem sluneční radiové spektroskopie. Přímochará interpretace pozorovaných radiových spekter vedla k představě urychlených elektronových svazků a rázových vln šířících se sluneční korónou směrem od Slunce. Tyto objevy přinesly první známky o tom, že sluneční erupce je jev probíhající i ve vyšších vrstvách sluneční atmosféry, a také naznačily

mechanismus spojení mezi pozorovanými slunečními erupcemi a následnými efekty v atmosféře a magnetosféře Země.

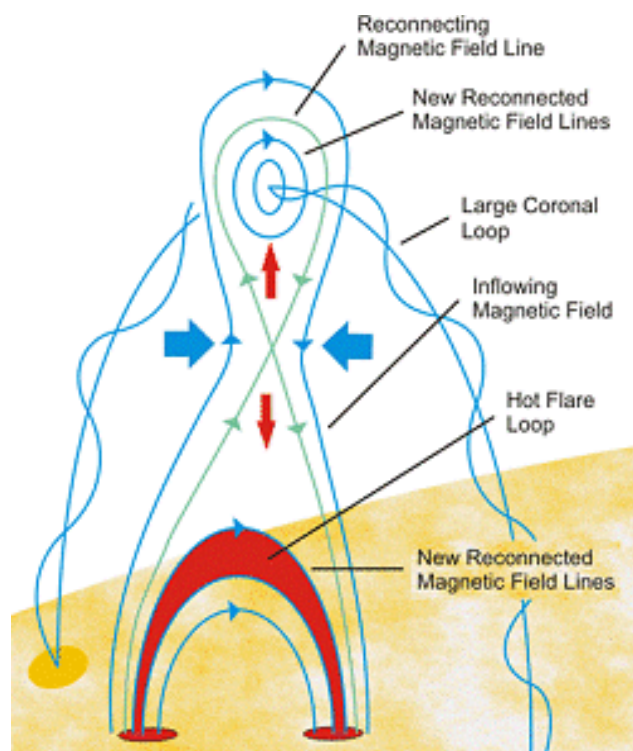
Opravdový průlom ovšem nastal s využitím družicových přístrojů pracujících v pásmech extrémního ultra fialového a rentgenového záření, která nejsou dostupná ze zemského povrchu. Tato pozorování ukázala, že zjasnění chromosférických vláken, považované do té doby za definující znak erupce, je pouze důsledkem rozsáhlých změn v aktivní oblasti, přičemž k nejpodstatnějším procesům dochází ve sluneční koróně [15, 16].



Obrázek 23: Schématický scénář mechanismu sluneční erupce [15].

Na základě různých pozorování byl vytvořen scénář „standardního modelu sluneční erupce“ [15], založený na představě uvolnění a přeměny magnetické energie, naakumulované v magnetickém poli v aktivní oblasti, na kinetickou energii makroskopických pohybů plazmatu, jeho ohřev, urychlování částic a emise záření v celém oboru spektra pomocí rekonexe magnetického pole.

Proudový systém se akumuluje v konvektivní vrstvě několik dní a pak setrvává, až vnitřní nebo vnější nestabilita způsobí, že je struktura vyvržena vzhůru. Takováto vyvržená struktura se nazývá filament. Pod vyvrženým filamentem se díky podtlaku vytváří proudová vrstva, v níž dochází k magnetické rekonexi. Přepojené magnetické



Obrázek 24: Znárodnění mechanismu rekonexe na smyčce sluneční erupce [15].

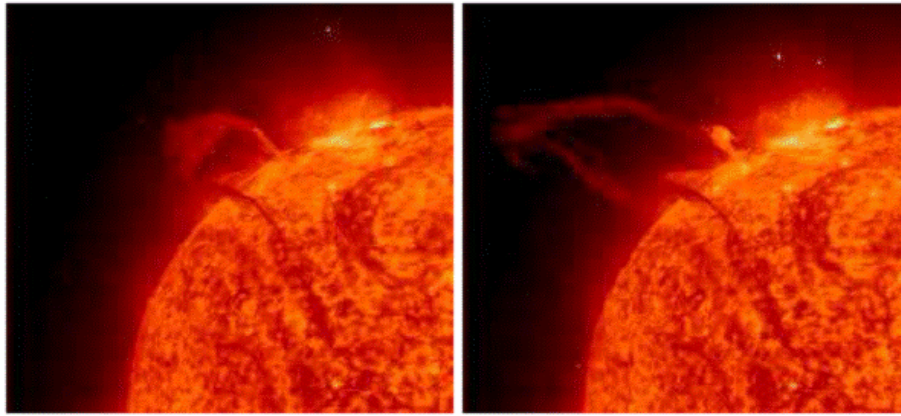
siločáry zde zformují arkádu horkých erupčních smyček viz obr. 23 a 24.

K destabilizaci vyvržení filamentu dochází podle současných představ bez disipace energie, jde tedy o tzv. ideální MHD nestabilitu způsobenou nadměrnou helicitou (torzí) magnetického pole filamentu. Proces rekonexe tedy hraje zásadní úlohu až v dalším vymrštění filamentu, které pak vnímáme jako horké erupční smyčky viz obr. 25 a CME viz obr. 26 [15].

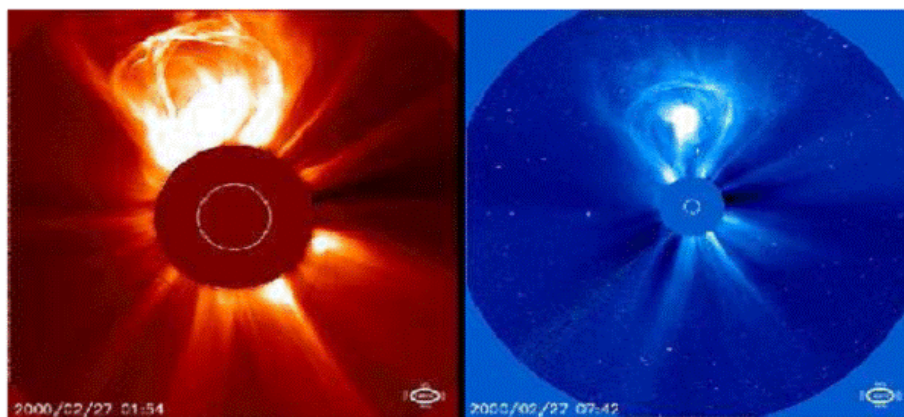
Tato odpoutaná hmota se nazývá plazmoid. Je to oblak plazmatu se zamrzlým magnetickým polem zářící většinou v RTG oboru, který putuje sluneční soustavou. Zachytí-li tento plazmoid magnetosféra Země, dojde k výrazným polárním zářím a magnetickým bouřím, při kterých může dojít k poškození rozvodné sítě elektrického proudu [2].

Ze Země lze světelné efekty z CME vidět za 8 minut, rychlé elektrony na Zemi doletí za 20 až 40 minut a samotný plazmoid za 1 až 4 dny. Četnost vyvržení závisí na fázi slunečního cyklu. V aktivním období je slunečních erupcí více a tím i CME. Velké erupce jsou méně časté než ty menší [15, 16].

Částice urychlené v rekonexi způsobují radiové a RTG záření. Některé z nich se pohybují podél magnetických siločar směrem do chromosféry, kde jsou pohlceny a jejich



Obrázek 25: Časový vývoj sluneční erupce [15].



Obrázek 26: Časový vývoj koronálního výronu hmoty [15].

energie je přeměněna na teplo. Zvýšený ohřev se projeví jako emisní chromosférická vlákna [15].

5.2 Ohřev sluneční koróny pomocí rekonexe

Problém ohřevu sluneční koróny ve sluneční fyzice se týká otázky, proč má tato horní vrstva sluneční atmosféry teplotu až několik milionů kelvinů, když povrch Slunce má teplotu pouze asi 5700 K. Vědci již mnoho desítek let hledají možné mechanismy ohřevu korony.

Vysoké teploty v koróně by vyžadovaly energie, které by musely být přeneseny z nitra Slunce do koróny netepelnými procesy. Druhý zákon termodynamiky brání přechodu tepla přímo ze sluneční fotosféry nebo povrchu, který má teplotu asi 5700 K, do mnohem teplejší koróny, která má 1 až 3 MK.

5.2.1 Možnosti ohřevu sluneční koróny

Teorií o tom, co by mohlo způsobovat vysokou teplotu sluneční koróny, se vynořila celá řada. V současnosti se uvažuje se třemi možnými mechanismy.

- Ohmický ohřev
- Sluneční mikroerupce
- Magnetoakustické vlny

Zdálo se, že na se ohřevu koróny podílejí všechny 3 mechanismy, protože žádný z nich neposkytoval samostatně dostatečný výkon k trvalému ohřevu koróny.

Ohmický ohřev

Pohybující se nabitě částice znamenají elektrické proudy tekoucí plazmatem. Vzhledem k tomu, že plazma má konečnou vodivost, bude v něm docházet k disipaci energie Jouleovým ohřevem. Odhady ale ukazují, že samotný Jouleův ohřev je v řídké koroně málo účinný a nemůže být samostatně zodpovědný za ohřev korony [2].

Sluneční mikroerupce

V předchozí části kapitoly se uvádí, že sluneční erupce jsou výrony plazmatu způsobené rekonexí magnetických siločar. Při tomto jevu dojde k uvolnění energie, která zahřeje okolní plazma. Někdy se plazma zahřeje natolik, že zazáří v RTG nebo v gama oboru. Při průměrné erupci se uvolní energie 10^{25} J, která zahřeje okolní plazma. Takových velkých erupcí je ale nesmírně málo na to, aby viditelně zahřály koronu.

Podle některých teorií by mělo docházet i k tzv. *mikroerupcím*, jejichž energetická bilance je sice o dva řády nižší, ale jejich počet by mohl být enormní.

Mikroerupce by poskytovaly individuálně velmi málo energie, ale dohromady by mohly tvořit energii potřebnou k dostatečnému ohřevu. Magnetické pole ve sluneční koroně by muselo podstoupit téměř konstantní opětovné rekonexi tak, aby skutečnost odpovídala tomuto návrhu. Pomocí družic SOHO/EIT lze pozorovat jednotlivé mikrozáblesky ze Slunce v extrémním ultrafialovém světle. Těchto záblesků se ale podle pozorování vyskytuje příliš málo na to, aby byly schopny ohřát koronu na potřebnou teplotu [2].

Magnetoakustické vlny

Různými dalšími pozorováními viz [2] se v posledních letech zjistilo, že Alfvénovy vlny mohou vynášet energii v podobě zvukových vln z povrchu podél silokřivek až vysoko do koróny. Podle prvních odhadů by ani tento mechanismus neměl být sám k ohřevu koróny dostatečný [2].

V roce 2007 sonda Hinode detekovala při povrchu intenzivní Alfvénovy vlny, podél nichž unikaly do vesmírného prostoru nabitě částice v podobě slunečního větru. Podle výpočtů, které byly provedeny v roce 2008, jsou Alfvénovy vlny natolik intenzivní, že samy o sobě postačí nejenom k vytváření slunečního větru, ale i k ohřevu korony na pozorované teploty.

Nezávisle na těchto výpočtech udělali američtí fyzikové J. Kasper, A. Lazarus a P. Gary rozbor dat pořízených za 14 let družicí WIND, která zkoumala sluneční vítr. Poměr iontů H^+ a He_2^+ ve slunečním větru přesně odpovídá tomu, že jsou tyto částice vynášeny Alfvénovými vlnami a v podstatě nepřipouští jiný mechanismus. Konečný ortel zřejmě vyřknul tým skotských fyziků na základě měření magnetického pole sondou Hinode. Tito fyzikové vyhledávaly nulové body magnetického pole, ve kterých může docházet k rekonexím. Zatímco v blízkosti fotosféry jich našli značné množství, v koróně jich bylo minimálně. Tím fakticky vyloučili mikrorekonexe a mikroerupce jako dominantní mechanismus ohřevu korony [2].

Rekonexe magnetických silokřivek tedy pravděpodobně není hlavním mechanismem ohřevu sluneční koróny, nicméně k němu výraznou mírou přispívá.

Mnoho otázek spojených s rekonexí, týkajících se slunečních erupcí a ohřevu sluneční koróny, zůstává stále otevřených a existují i alternativní modely založené na zcela jiné koncepci, než která zde byla uvedena.

5.3 Numerické modelování rekonexe ve slunečním plazmatu

Plazma je považováno za vodivou tekutinu, jejíž chování lze popsat pomocí MHD rovnic. MHD simulace jsou často využívány při modelování chování plazmatu. Tato metoda je vhodná zejména tam, kde hraje při procesech důležitou roli magnetické pole. Jsou tedy vhodné i pro simulaci rekonexe ve slunečním plazmatu.

Níže je uvedený příklad modelování rekonexe magnetického pole ve sluneční erupci rozsahu zhruba 10^4 km. K tomuto modelování můžeme tedy použít sadu MHD rovnic

(28) – (31). U indukční rovnice se zde uplatňuje rezistivní člen $\nabla \times \eta \mathbf{j}$. Tento člen způsobuje změny v plazmatu vedoucí k rekonexi magnetického pole:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}), \quad (28)$$

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \varrho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (29)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \eta \mathbf{j}, \quad (30)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \mathbf{S}. \quad (31)$$

Pro účely simulace je soustava rovnic transformována do tvaru tzv. „conservation form“:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\Psi)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\Psi)}{\partial y} = 0, \quad (32)$$

pro každou ze šesti integračních proměnných, $\Psi = (\rho, \rho u_x, \rho u_y, B_y, B_x, U)$, kde \mathbf{F} a \mathbf{G} jsou nelineární výrazy pro tok [22]. Jednotlivé MHD rovnice se tedy převedou na tvar zákonů zachování hmoty, hybnosti magnetického toku a celkové energie.

Tok energie S , proudová hustota \mathbf{j} a celková energie U jsou určeny těmito pomocnými vztahy:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (33)$$

$$U = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0}, \quad (34)$$

$$\mathbf{S} = \left(U + p + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{v} - \frac{v \cdot \mathbf{B}}{\mu_0} \mathbf{B} + \frac{\eta}{\mu_0} \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (35)$$

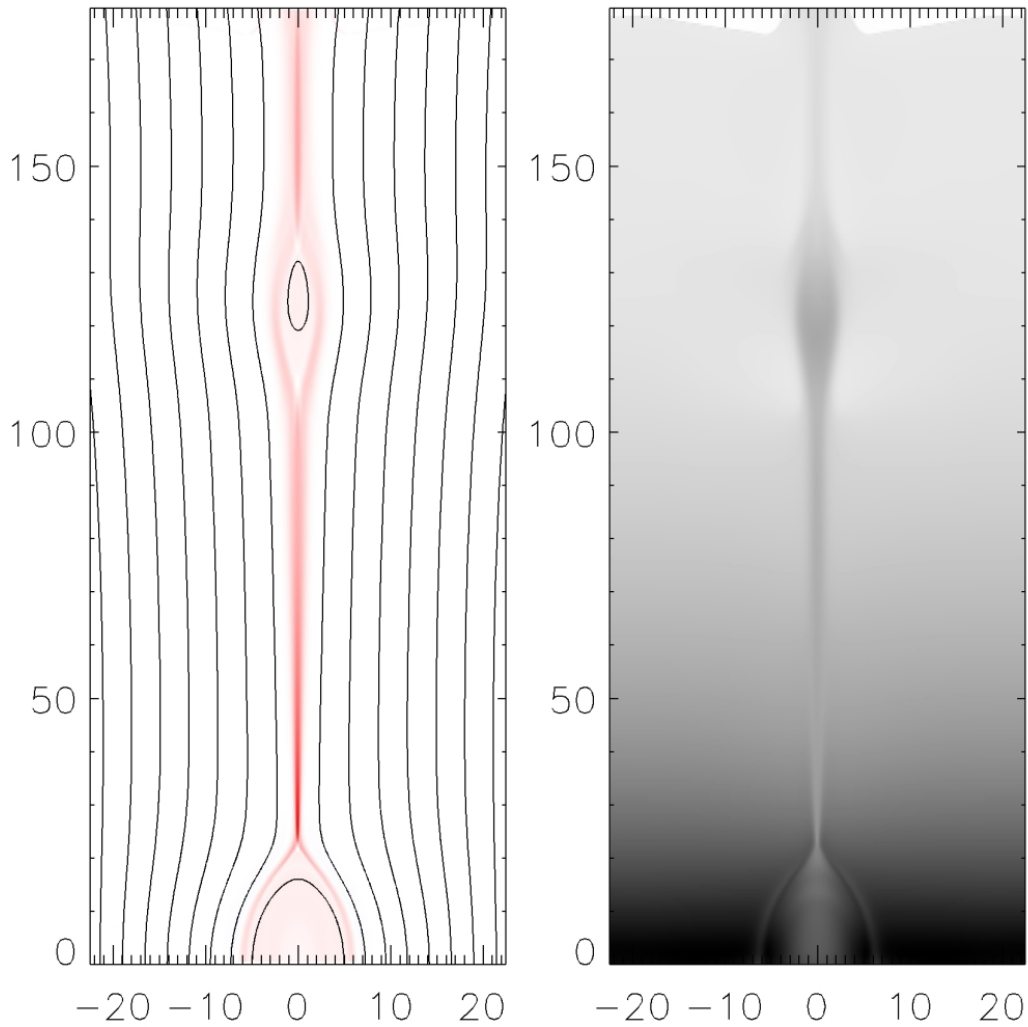
Numerické řešení se provádí pomocí dvoukrokového Lax – Wendroffova algoritmu viz [23]. Tento systém je vhodný právě pro rovnice ve formě „conservation form“.

Pro vytvoření proudové vrstvy v modelu se uvažuje hyperbolický tangens:

$$\mathbf{B} = -B_0 \tanh(y/l_{CS}) \mathbf{e}_x. \quad (36)$$

Jako počáteční stav je vybrána neutrální proudová vrstva s jednotnou hustotou, kde y je souřadnice a l_{CS} je rozměr proudové vrstvy.

V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [17].



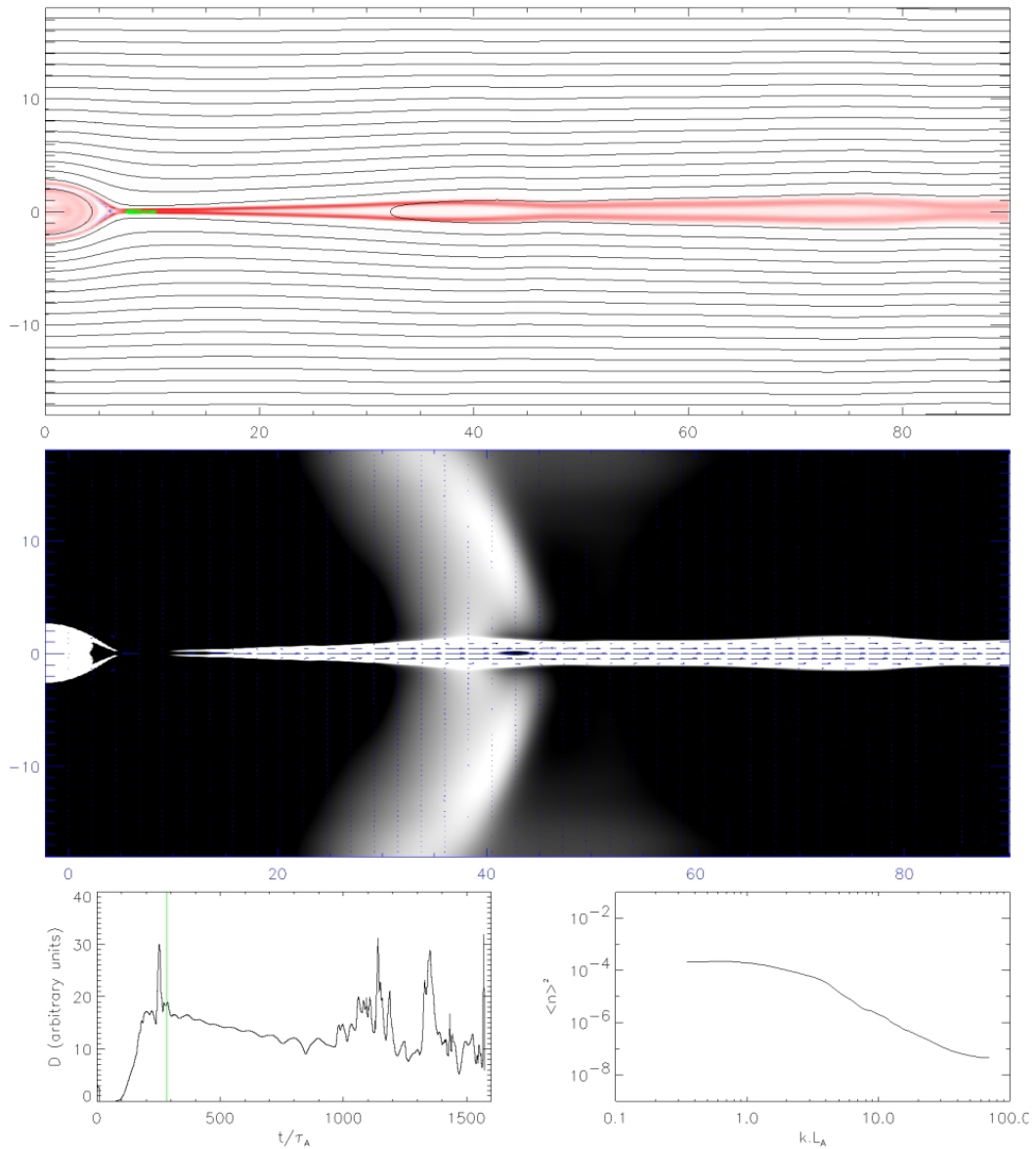
Obrázek 27: Levý panel: magnetické silokřivky (černě) a proudová hustota (červená oblast); pravý panel: struktura hustoty ve stupních šedé (černá znamená vyšší hodnoty)[17].

5.3.1 Výsledky modelování rekonexe ve slunečním plazmatu

Uvedený příklad modelování je řešený ve 2.5D geometrii (2D symetrie s povolenou vektorovou složkou z uvnitř obdélníkové schránky s podmínkou pevně daného ohraničení na spodku (simulujícího sluneční fotosféru) a volnými vnějšími okraji.

Výsledky modelování globální dynamiky slunečních erupcí jsou na obr. 27. Můžeme zde vidět hlavní efekt rekonexe ve slunečních erupcích: formování a zvětšování arkády smyček nad spodní hranicí (fotosférou), převod magnetické energie do pohybu plazmatu do formy rekonexního výtokového proudu a výron plazmoidu.

Dále bylo modelováno generování rázových vln slunečními erupcemi. Zde bylo pomocí modelu zjištěno, že explozivní charakter rekonexe v dlouhých proudových vrstvách má za následek náhlou disipaci energie v rezistivní oblasti vyúsťující vznikem MHD rázu.



Obrázek 28: Horní panel: magnetické silokřivky (černě), proudová hustota (červená oblast) a disipační oblast (zeleně); prostřední panel: hustota plazmatu (stupně šedi, bílá znamená vyšší hodnoty) a uspořádání rychlosti (modré šipky). Na spodním pravém panelu je isotropické Fouriérove spektrum variací hustoty ve výtokovém proudu [17].

Na obr. 28 je rázová vlna generovaná v disipační oblasti díky rekonexi (měřená pomocí disipační energie viz panel dole vlevo) v čase $t \approx 250\tau_A$. Dva hlavní panely (fotosféra je natočená doleva) ukazují stav v čase $t \approx 285\tau_A$.

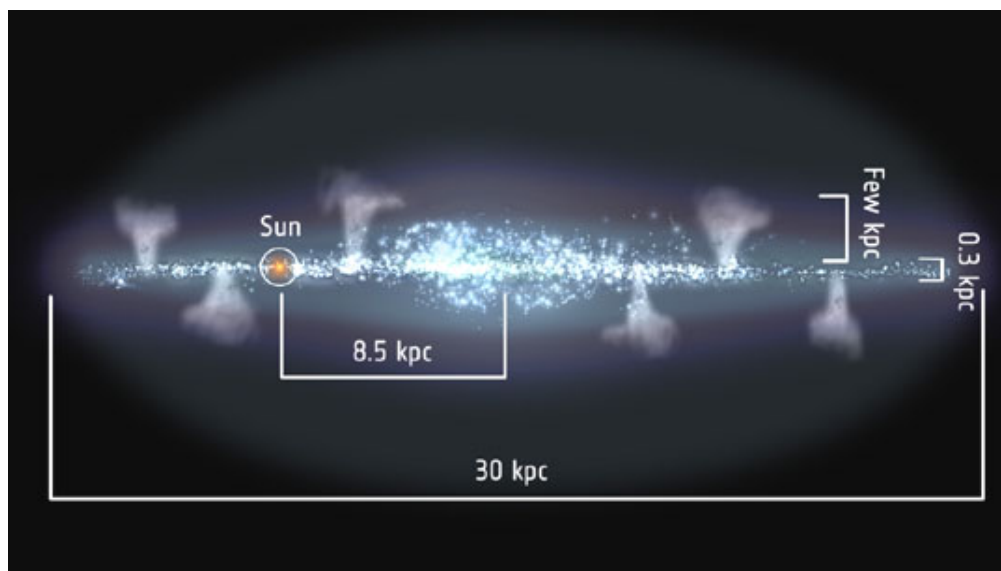
V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [17].

6 Rekonexe při procesu interakce molekulárních mračen s galaktickým diskem

Přítomnost horkých plynů v mezihvězdném prostředí byla poprvé zvažována v 70. letech minulého století. Od té doby je jasné, že horké plyny představují důležité složky mezihvězdného prostředí. V této kapitole se budeme zabývat otázkou, zda by magnetická rekonexe mohla být důležitým mechanismem při procesech ohřevu kosmických plynů v galaktickém halo. Jako příklad použijeme dopad zmagnetizovaných tzv. vysokorychlostních oblaků (High Velocity Clouds) na zmagnetizované galaktické halo [18].

6.1 Vysokorychlostní molekulární mračna

Exploze supernov v galaktickém disku zahřívají mezihvězdnou látku a mohou produkovat výtrysky horkého plynu mimo galaktický disk, přičemž vytvářejí tzv. galaktické fontány (obr. 29). Tyto fontány přispívají k vytváření plynného halo kolem naší Galaxie. Jakmile se vyvržený plyn dostane nad či pod galaktickou rovinu do vzdálenosti několika tisíc parseků, začne chladnout, shlukovat se do oblaků a může částečně padat zpátky do disku v podobě vysokorychlostních oblaků (dále HVC) [18].



Obrázek 29: Galaktické fontány [18].

Pozorování emisí v radiovém spektru jednoznačně ukazují, že halo Mléčné dráhy je zmagnetizované plazma. Radiové emise jsou vyzařovány kvůli netermálnímu synchrotrónnímu záření relativistických elektronů kroužících kolem magnetického pole s průměrnou

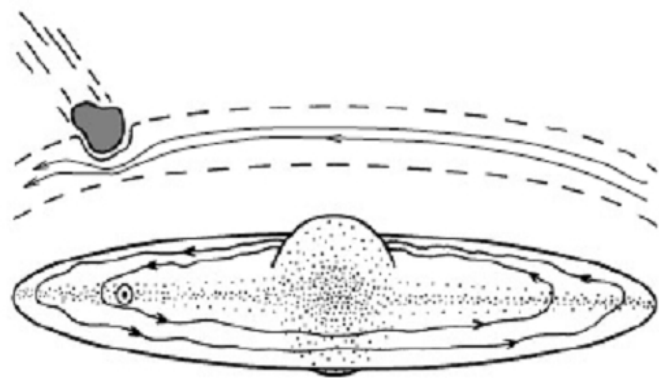
sílu několika μG . Relativistické částice se pohybují zcela, nebo částečně ionizovaným plazmatem, které se skládá z několika složek plynu, počínaje od HI s teplotami asi 100 K a sahá až k plynům s teplotami asi milion Kelvinů emitujícím RTG záření [20].

6.2 Rekonexe magnetického pole při interakci HVC s galaktickým halo

Nepružná srážka HVC s galaktickým diskem přeměňuje kinetickou energii na tepelnou. Ale je nepravděpodobné, že tento tlakový proces by byl zdrojem RTG emisí, protože u většiny modelů HVC se předpokládají rychlosti, které jsou přibližně stejné ve všech třech prostorových směrech, a to asi 100 km/s. Proto by veškerá kinetická energie oblaku musela být transformována do tepla, aby dosáhla hodnoty pozorovaných několika milionů K [20].

Překvapující závěr, že vliv HVC je zodpovědný za místní rentgenové emise, vyvolává otázku, jaký fyzikální mechanismus uvolňuje pozorované záření. Oblaky se pohybují rychlostmi okolo 100 km/s a ohřívají plyn na teploty vyšší, než je kineticky očekávatelné, což by bylo asi 10^6 K.

Na obr. 30 je náčrt scénáře interakce. HVC zasáhne Reynoldsovu vrstvu, která se skládá z ionizovaného, zmagnetizovaného vodíkového plazmatu. Předpokládá se, že magnetické pole v halo je přednostně směřováno paralelně s diskem, což je v případě spirálních galaxií obvyklé.



Obrázek 30: *Srážka HVC s Reynoldsovou vrstvou [20].*

Kolize vysokorychlostního plynu se zmagnetizovaným galaktickým diskem mohou být popsány dvěma způsoby: jako interakce dvou druhů zmagnetizovaných plynů, pokud

HVC obsahuje magnetické pole, nebo jako interakce nezmagnetizovaného plazmatu se zmagnetizovaným (pokud je zmagnetizovaný pouze disk).

V prvním případě bude zřejmý výskyt magnetické rekonexe. Silokřivky magnetického pole mraku a disku jsou stlačeny a náhodně promíchány v hraniční vrstvě. Zde jsou prostřednictvím Zeemanova měření důkazy, že HVC skutečně mají magnetické pole. Také byly detekovány HI-rychlostní-mosty, které prokázaly, že rychlosti mraků neustále klesají s klesající vzdáleností od disku, tzn. mraky jsou zpomalovány. Velikost těchto mostů naznačuje, že oblast interakce mezi mrakem a halo má rozsah asi 10' nebo 4 parseky, za předpokladu že vzdálenost je 1,5 kpc. Při pozorování substruktur HVC pomocí interferometru byly objeveny tenké husté filamenty menší než 0,4 pc (opět při vzdálenosti 1,5 kpc). Tyto filamenty prozradily, že se uvnitř hraniční vrstvy v malém měřítku vyskytují turbulentní pohyby. Výsledky tohoto pozorování byly potvrzeny pomocí Zeemanova měření, které odvozuje intenzitu magnetického pole o velikosti 20-30 G, které se na malých měřítcích uvnitř mraku mění. To znamená, že můžeme použít asi 10 G jako hodnotu intenzity nenarušeného pole [20].

Pokud se tedy takový magnetický oblak přiblíží ke galaktickému disku, nenarušené pole bude stlačováno, dokud nenastane rekonexe v důsledku místních disipativních oblastí. Dokud budou magnetické struktury kolidovat pod nějakým úhlem, bude rekonexe řízena pohybem plazmatu oblaku. V celém objemu interakce bude vytvořeno obrovské množství proudových vrstev, které budou doprovázeny disipativním ohřevem plazmatu. V druhém případě bude magnetické pole disku zdeformované smykovým prouděním v hraniční vrstvě mezi přichozím HVC a diskem. Dokud bude pole zamrzlé do pohybu plazmatu bude pole pomíchané, silokřivky opačných směrů opět setkají a kinetická energie o blaku se převede ohmickou disipací na teplo [20]. Poněvadž oba mechanismy ohřevu (magnetická komprese a magnetická rekonexe) jsou ve zmagnetizovaném plazmatu, které je narušené náhodně směřovanými pohyby plynu, nevyhnutelné, můžeme se domnívat, že disipace magnetického pole v kosmickém plazmatu představuje možnost v rámci procesů astrofyzikálního ohřevu a ochlazování [20].

6.3 Numerické modelování interakce magnetických polí při srážce HVC s galaktickým diskem

Modelování srážky HVC s galaktickým halem v níže uvedeném příkladu má za cíl objasnit domněnku horkého galaktického hala pomocí rekonexe magnetického pole.

Jelikož tyto procesy neprobíhají pouze několik hodin, jak je tomu při rekonexi ve slunečním plazmatu, ale po několik miliónů let, není možné je přímo pozorovat a jako důkaz existence výskytu těchto procesů slouží pouze výpočty a modely. Uvedeme zde příklad magnetohydrodynamické simulace, při které se zjišťují možnosti magnetických disipací jako hlavního procesu ohřevu při interakci HVC s galaktickým halem.

Reálná velikost záběru simulace uvedeného příkladu by byla $3 \text{ kpc} \times 3 \text{ kpc}$. Počáteční pozice modelovaného HVC je umístěna 1250 pc nad galaktickým diskem a má počáteční rychlost $v_0 = -200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Při výpočtech dynamiky HVC bylo v tomto případě použito souboru MHD rovnic jako u modelování slunečních erupcí v kapitole 5.3 s tím rozdílem, že u pohybové rovnice byl přidán gravitační člen a u indukční rovnice odebrán rezistivní člen viz rovnice (18). U modelování slunečních erupcí (viz kapitola 5.3) se využívá rezistivní člen, ale u srážek se počítá s tím, že plazma je ideální a má velmi rozsáhlé struktury. U těchto rozsáhlých struktur je nutné počítat s gravitací působící na strukturu plazmatu. Je zde proto oproti modelování ve slunečním plazmatu do rovnice (14) zaveden gravitační člen ρg viz rovnice (37):

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \varrho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \varrho \mathbf{g}. \quad (37)$$

V rovnici (37) je ϱ hustota hmoty, \mathbf{v} (relativní) rychlost toku, p tlak plynu, \mathbf{B} je magnetická indukce a \mathbf{g} je gravitační zrychlení. Hustota energie plazmatu U je dána rovnicí (34) s adiabatickým koeficientem $\gamma = 5/3$, a vektor toku \mathbf{S} je vyjádřený v rovnici (35).

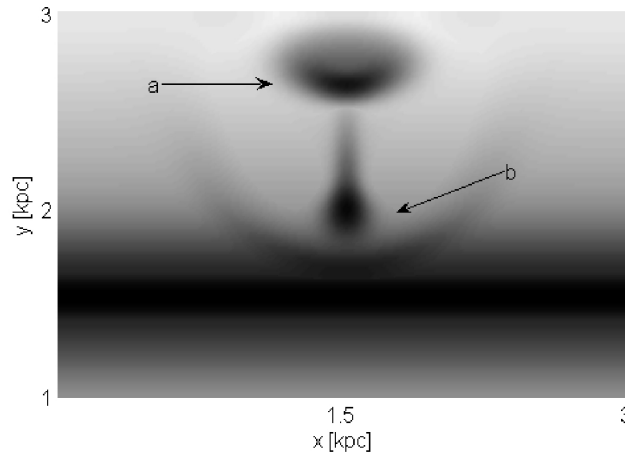
Pro numerické řešení se zde používá opět dvoukrokový Lax – Wendroffův algoritmus viz [23]. Výpočet fázové a grupové rychlosti plazmových vln v galaktickém plynu se řeší pomocí vlnové rovnice pro pohyb plazmatu viz [21].

Magnetické pole je definováno stejně jako v kapitole 5.3 pomocí rovnice (36).

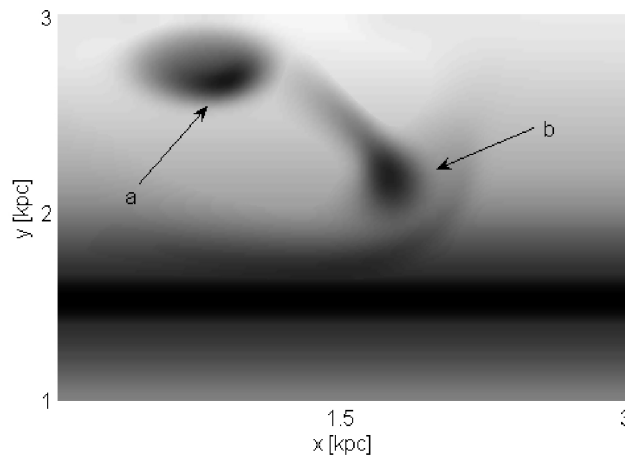
V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [21].

6.3.1 Výsledky numerického modelování

Na obrázcích 31 a 32 je znázorněn časový vývoj srážky HVC s galaktickým médiem. Obrázek 31 ukazuje kolmý střet, zatímco na obrázku 32 je šikmý průchod pod úhlem 45 stupňů. Situace (a) ukazuje rozdělení hustoty plynu na „začátku“ v čase $T_a = 6 \cdot 10^5$ let po začátku výpočtu, zatímco umístění (b) ukazuje rozdělení hustoty v čase $T_b = 7,9 \cdot 10^6$ let v případě kolmé srážky a $T_b = 12,8 \cdot 10^6$ let pro šikmý pád.



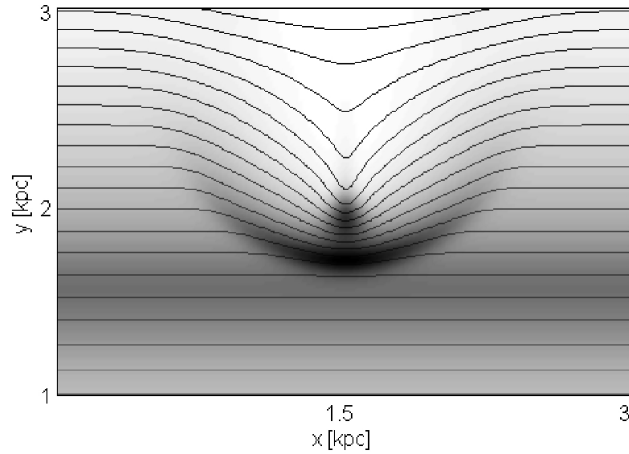
Obrázek 31: Vývoj střetu HVC s galaktickým halem v případě kolmého dopadu [21].



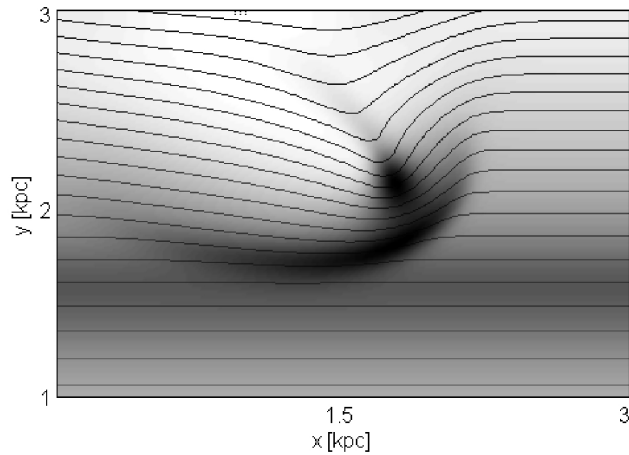
Obrázek 32: Vývoj střetu HVC s galaktickým halem v případě šikmého dopadu. [21].

V obou případech je v čase T_b zřejmé před HVC zvětšení hustoty prostředí v galaktickém plynu, vlivem jeho stlačení klesajícím HVC. V důsledku rázových vln způsobených pádem mračna do hustšího plynu jsou formovány i plazmové vlny. Na obrázku 33 a 34 je znázorněn tlak galaktického plynu a magnetických silokřivek. Tlak na čele ob-

laku je vyšší protože oblak vstupuje do hustšího plynu v blízkosti galaktického disku a magnetické siločáry jsou deformovány, protože v HVC je zamrzlé magnetické pole.



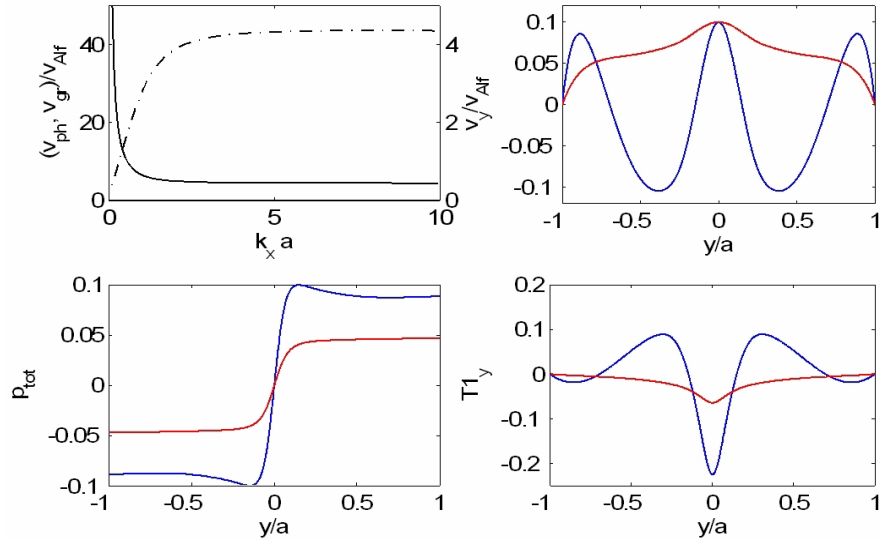
Obrázek 33: Celkový tlak v numerické oblasti a magnetické siločáry zdeformované vlivem pádu HVC [21].



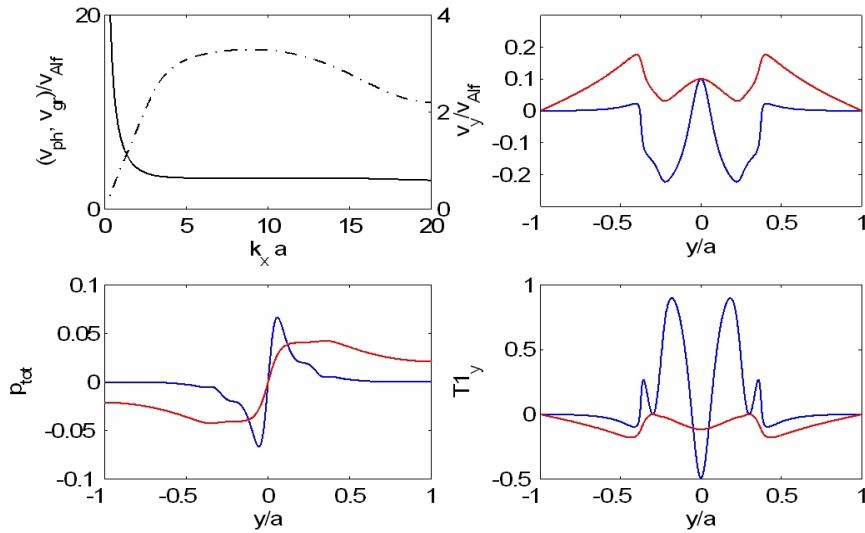
Obrázek 34: Celkový tlak v numerické oblasti a magnetické siločáry zdeformované HVC při šikmém dopadu pod úhlem $\alpha = 45^\circ$ [21].

Na obrázku 35 a 36 je ukázka fázové a grupové rychlosti vlnového vzruchu, rychlosti plazmatu, celkového tlaku plynu a magnetické tahové síly pro magnetické pole orientované paralelně ke galaktickému disku, respektive uspořádání proudové vrstvy. Všimněme si, že v grafu fázové a grupové rychlosti se rozsah nalevo shoduje s fázovou rychlostí (nepřerušovaná křivka), kdežto rozsah na pravé straně odpovídá grupové rychlosti plazmových vln (čerchovaná čára). Když porovnáme fázovou a grupovou rychlost obou případů, zjistíme že profily fázových rychlostí jsou podobné, zatímco grupové mají

rozdílné tvary. V případě proudové vrstvy se grupová rychlost ustálí pro vyšší vlnová čísla.



Obrázek 35: Fázová (nepřerušovaná čára) a grupová rychlost vlnového signálu (nahore vlevo), složky rychlosti plazmatu v_y (nahore vpravo), celkový tlak plazmatu (dole vlevo), a magnetická tahová síla (dole vpravo) pro magnetické pole uspořádané paralelně ke galaktické příčce, vlnová čísla $k_x a = 5$ (červená) a $k_x a = 10$ (modrá) [21].



Obrázek 36: Fázová (nepřerušovaná čára) a grupová rychlost vlnového signálu (nahore vlevo), složky rychlosti plazmatu v_y (nahore vpravo), celkový tlak plazmatu (dole vlevo), a magnetická tahová síla (dole vpravo) pro uspořádání proudové vrstvy, vlnová čísla $k_x a = 5$ (červená) a $k_x a = 10$ (modrá) [21].

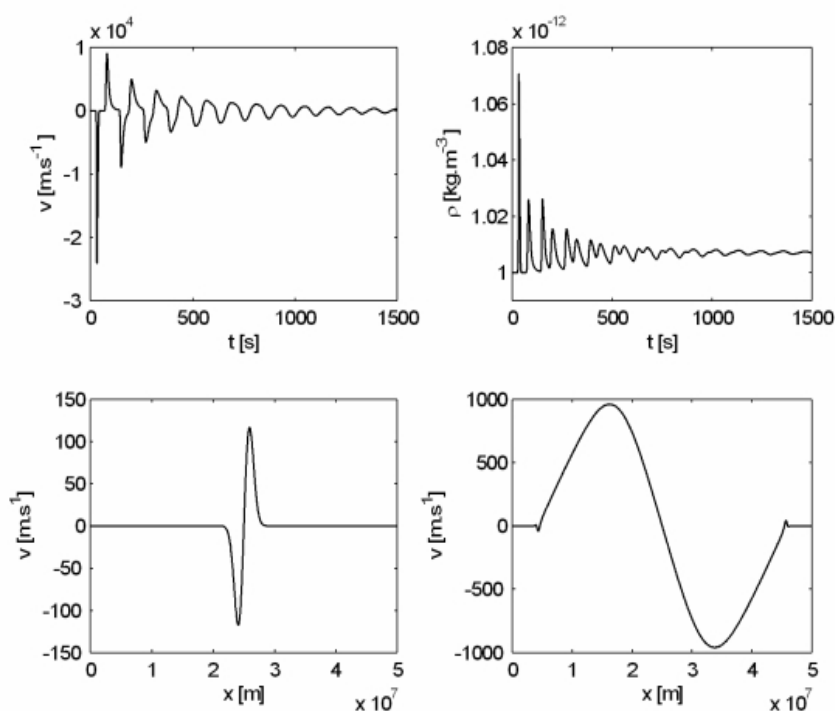
Z obrázků celkového tlaku můžeme rozeznat že pro $k_x a = 5$ (červená čára) jsou křivky také stejné, zatímco pro $k_x a = 10$ (modrá křivka) je celkový tlak vně proudové vrstvy nulový, kvůli konstantní (nulové) rychlosti plazmatu. Pro složku rychlosti plazmatu na obrázku 32 je jasně viditelné, kde je okraj proudové vrstvy. Vně proudové vrstvy je rychlost plazmatu pro $k_x a = 10$ rovna nule a klesá k nule pro $k_x a = 5$. To znamená, že přes celou oblast simulace prochází prakticky jen ta část galaktického plynu, ve které není magnetické pole konstantní (pohybuje se). V případě paralelního magnetického pole se galaktický plyn pohybuje přes celou oblast simulace.

V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [21].

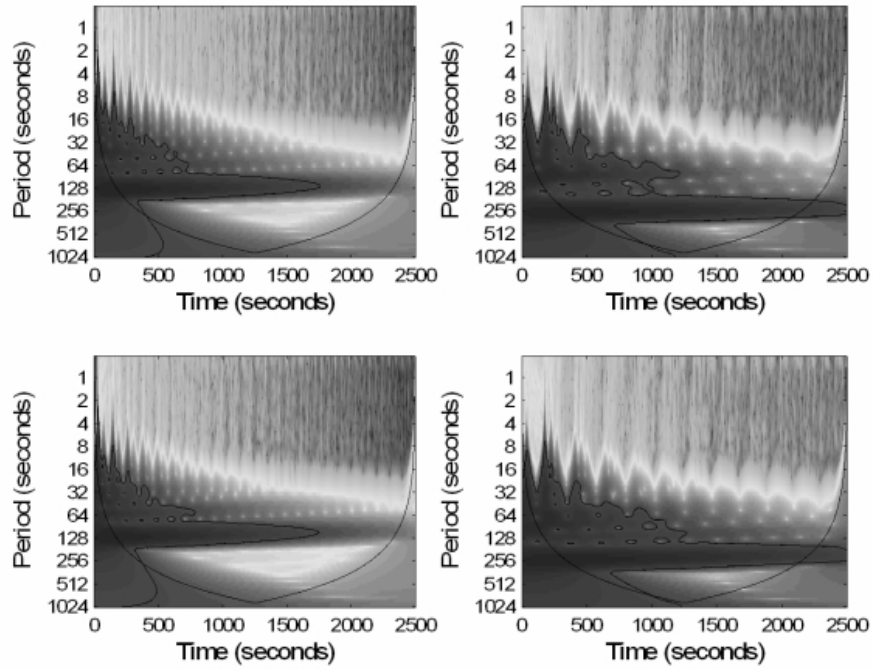
7 Oscilace a vlny v plazmatu

Mnoho detailů kolem rekonexe magnetického pole zůstává stále neobjasněno. Jením z nich je mechanismus, který je jejím spouštěčem. Jedním z možných spouštěcích mechanismů by mohlo být vlnění, které se v plazmatu šíří. Vlny v slunečních koronálních smyčkách se šíří pomocí rázových vln. Tyto vlny vznikají impulzem, který mohla zapříčinit rekonexe magnetického pole.

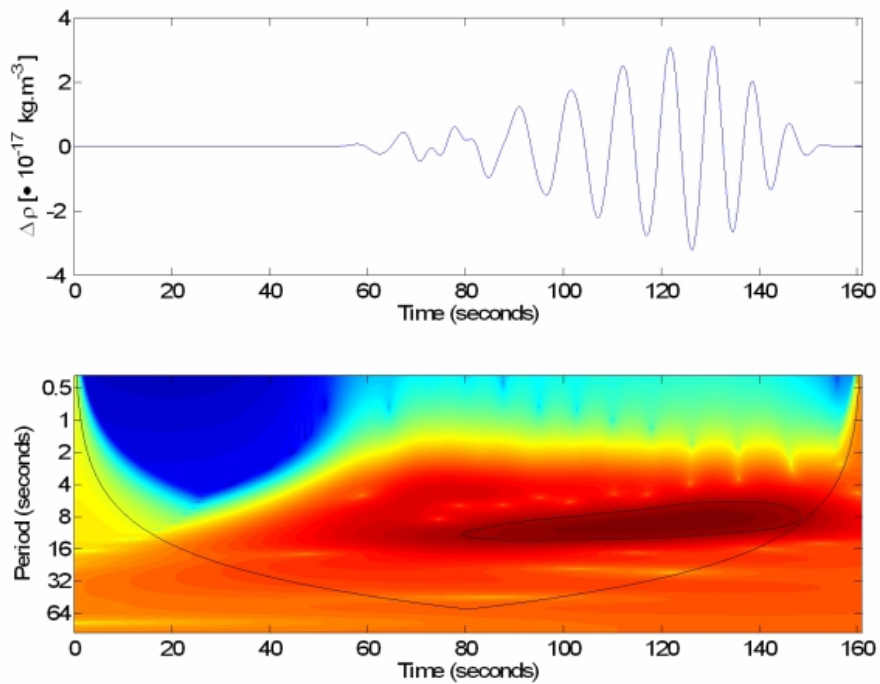
Pro vysvětlení problematiky ohřevu sluneční koróny a mechanismu oscilací ve sluneční koróně jsou důležité výpočty. Při výzkumu možností generování vln ve slunečních smyčkách jsem se seznámil s programy které se pro takovéto výpočty používají. Tyto programy jsou napsané v jazyce FORTRAN a v budoucnu by se mohly tyto modely realizovat pomocí programu FLASH, ve kterém je možno provádět komplikované výpočty ve 3D. Níže na obrázcích 37 – 39, jsou ukázky modelů ukazující modelování pomalých stojatých vln, které jsou spontánně generovány ve sluneční koronální smyčce tlakovými a hustotními pulzy.



Obrázek 37: Časový vývoj rychlosti, hustoty hmoty (horní panely) a prostorové profily rychlosti (spodní panely) [24].



Obrázek 38: Detail vývoje z počátečního vrchu ke konečným stojatým vlnám. Oscilační energie spektra rychlostí pro dvě hustoty hmoty a dvě počáteční pozice pulzů [25].



Obrázek 39: Časový vývoj hustoty hmoty (horní panel) a odpovídající waveletové spektrum tohoto signálu pro plazma [26].

8 Závěr

Zájem o magnetickou rekonexi ustavičně roste od té doby co byla poprvé zmíněna ve čtyřicátých letech minulého století. Důvody růstu zájmu jsou spojené s procesy uvolňování energie uložené v magnetických polích planet, hvězd a Slunce nebo v laboratorním plazmatu vznikajícím při termojaderných fúzích.

Cílem této práce bylo představení jevu magnetické rekonexe a náhled na moderní přístupy numerického modelování.

Výzkum možností spouštění rekonexe pomocí vln v plazmatu a procesů rekonexe na Slunci a v Galaxii mohou pomoci při vyvíjení zařízení pro termojadernou fúzi.

Pokroky ve výzkumu magnetické rekonexe jako jevu způsobujícího sluneční erupce a CME jsou důležité také pro případné předpovídání tzv. kosmického počasí. Většina jevů souvisejících s kosmickým počasím je inicializována Sluncem. V období silných explozí ve vnější atmosféře Slunce, jsou do meziplanetárního prostoru emitována obrovská množství hmoty (CME). CME při šíření meziplanetárním prostředím vytvářejí rázové vlny projevující se skoky koncentrace a rychlostí částic. Některé z těchto částic se šíří se k Zemi a způsobují geomagnetické bouře. Geomagnetická bouře se projevuje především krátkodobými fluktuacemi geomagnetického pole. Rychlé změny geomagnetického pole indukují elektrické proudy ve vodičích a mohou tak poškodit elektronická zařízení na Zemi. Pokud budeme umět předpovídat kosmické počasí, budeme také schopni předpovědět ovlivnění pozemských přístrojů a života na Zemi.

Jelikož pravděpodobně neexistuje žádný ucelený přehled o rekonexi magnetického pole na Slunci a v Galaxii v češtině, může být tato práce použita jako doplňkový materiál při výuce fyziky plazmatu a astrofyziky.

Při výzkumu možností generování vln ve slunečních smyčkách jsem se seznámil s metodami a programem pro výzkum tohoto jevu. Předpokládá se, že může existovat i proces opačný, tj. spouštění rekonexe vlivem oscilací a vln v plazmatu. Oba procesy budou předmětem dalšího zkoumání v předpokládané navazující magisterské práci.

Literatura

- [1] Priest, E., Forbes, T.: *Magnetic Reconnection, MHD Theory and Applications*, The Pitt Building, Trumington Street , Cambridge , United Kingdom, 2000.
- [2] Aldebaran – <http://www.aldebaran.cz>
- [3] Chen, F. F.: *Úvod do fyziky plazmatu*, Academia, Praha, 1984.
- [4] Jelínek P.: *Pokročilé techniky počítačového modelování ve fyzice plazmatu*, Dizertační práce MFF UK, Praha, 2007.
- [5] Stach, V.: *Úvod do problematiky fyziky plazmatu*, Studijní text PF JU, České Budějovice, 1979.
- [6] Techmania Science Center – <http://www.techmania.cz>
- [7] Halliday, D., Resnick, R., Walker, J.: *Fyzika*, nakladatelství VUTIUM, Brno, 2003.
- [8] Scholarpedia – <http://www.scholarpedia.org/>
- [9] Kippenhahn, R.: *Odhalená tajemství Slunce*, Mladá fronta, Edice Kolumbus, Praha, 1999.
- [10] Kulhánek, P., Rozehnal, J.: *Hvězdy, planety, magnety*, Mladá fronta, Edice Kolumbus, Praha, 2007.
- [11] Southwest Research Institute – <http://ibex.swri.edu>
- [12] Schindler, K., Hornig, G.: *Magnetic Reconnection*, Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, Institute of Physics Publishing, 2001.
- [13] Kulhánek, P.: *Teorie plazmatu*, Studijní text FJFI ČVUT, Praha, 2008.
- [14] Aschwanden, M.: *Physics of the Solar Corona*, Springer, Praxis Publ., Chichester, UK, 2004.
- [15] Bárta, M., Karlický, M.: *Modelování slunečních erupcí*, příspěvek z 19. celostátního slunečního semináře, Popradno, 2008.
- [16] Wikipedia, the free encyclopedia – <http://en.wikipedia.org>

- [17] Jelínek, P., Bárta, M.: *MHD Simulations in Plasma Physics*, in e-Proc. Technical Computing Prague 2006, Praha, 6 stran, 2006.
- [18] Hvězdárna Valašské Meziříčí – <http://www.astrovm.cz/>
- [19] Priest, E. R.: *Solar Magnetohydrodynamics*, D. Reidel Publishing Company, London, England, 1982
- [20] Zimmer, F., Lesch, H., Birk, G. T.: *Astron. Astrophys.*, **320**, 746, 1997.
- [21] Jelínek, P., Hensler, G.: *Comp. Phys. Commun.*, přijato k tisku, 2011.
- [22] Kliem, B., Karlický, M., Benz, A. O.: *Astron. Astrophys.*, **360**, 715, 2000.
- [23] Chung, T. J.: *Computational Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, New York USA, 2002.
- [24] Jelínek, P., Karlický, M.: *Numerical Modelling of Slow Standing Waves in a Solar Coronal Loop*, 12th ESPM, Freiburg, Germany, 2008.
- [25] Jelínek, P., Karlický, M.: *Eur. Phys. J. D* **54**, 305-311, 2009.
- [26] Jelínek, P., Karlický, M.: *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**, No. (9), 2243-2248, 2010.
- [27] Nakariakov, V. M., Vervichte, E.: *Living Rev. Solar Phys.*, **2**, 2005, Living Rev. Solar Phys., 2, 2005.

Seznam obrázků

1	Tokamak Compass-D	7
2	Polární záře	8
3	Irving Langmuir	9
4	Graf závislosti skupenství na teplotě	11
5	Peter Debye	13
6	Lorentzova síla	15
7	Magnetické siločáry	16
8	Hannes Alfvén	17
9	Zamrzání magnetického pole do plazmatu.	17
10	Magnetické pole Země	18
11	Vznik magnetického pole Slunce	20
12	Parkerova plocha	20
13	Sluneční Heliosféra	21
14	Období sluneční aktivity	21
15	Období aktivity v RTG oboru	22
16	UV snímek magnetického pole ze sondy TRACE	22
17	Schéma Galaxie	24
18	Proudová vrstva a rekonexe	29
19	Ostrůvkové nestability	30
20	Sweet–Parkerův difúzní region	31
21	Porovnání velikostí Sweet-Parkerova a Petschekova difúzního regionu	32
22	Model 3D rekonexe	33
23	Schématický scénář mechanismu sluneční erupce	36
24	Rekonexe na smyčce sluneční erupce	37
25	Časový vývoj sluneční erupce	38
26	Časový vývoj koronálního výronu hmoty	38
27	Formování smyčky a výron plazmoidu	42
28	Rázová vlna	43
29	Galaktické fontány	44
30	Srážka HVC s Reynoldsovou vrstvou	45
31	Vývoj střetu HVC s galaktickým halem v případě kolmého dopadu	48

32	Vývoj střetu HVC s galaktickým halem v případě šikmého dopadu . . .	48
33	Celkový tlak v numerické oblasti a magnetické silokřivky zdeformované vlivem HVC	49
34	Celkový tlak v numerické oblasti a magnetické silokřivky zdeformované HVC při šikmém dopadu	49
35	Parametry magnetického pole orientovaného paralelně ke Galaktické příčce	50
36	Parametry pro uspořádání proudové vrstvy	50
37	Časový vývoj rychlosti, hustoty hmoty a prostorové profily rychlosti . .	52
38	Detail vývoje z počátečního vruchu ke konečným stojatým vlnám . . .	53
39	Časový vývoj hustoty hmoty a odpovídající oscilační rozbor tohoto signálu pro plazma	53

Seznam tabulek

1	Stručný přehled velikostí magnetických polí.	15
2	Přehled hodnot souvisejících s rekonexí magnetického pole.	27