

Multiškálové modelování fragmentace proudové vrstvy v rekonexi ve sluneční erupci

M. Bárta, *Astronomický ústav AV ČR Ondřejov, v.v.i., barta @asu.cas.cz*

M. Karlický, *Astronomický ústav AV ČR Ondřejov, v.v.i., karlicky @asu.cas.cz*

J. Büchner, *Max-Planck Institut für Sonnensystemforschung Katlenburg-Lindau, buechner @linmpi.mpg.de*

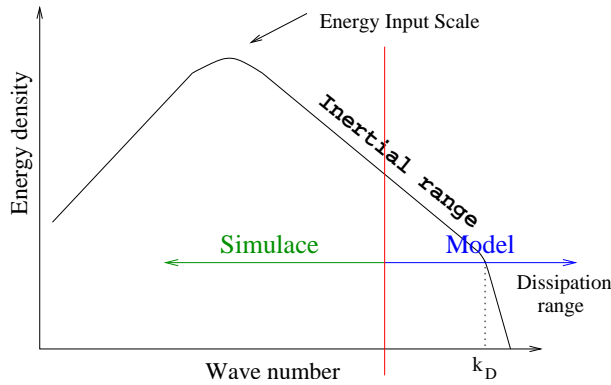
Abstrakt

Rekonexe magnetického pole, považovaná dnes obecně za hlavní hnací motor slunečních erupcí, je komplexní proces odehrávající se na mnoha vzájemně provázaných prostorových škálách od globálních rozměrů erupce (řádově stovky tisíc kilometrů) až ke škále okolo deseti metrů, kde teprve dochází k vlastní disipaci energie prostřednictvím kinetických efektů. Přímé numerické simulace tohoto problému jsou tedy ze zřejmých důvodů nemožné - plně 3D numerický MHD model by musel obsahovat 10^{21} bodů vzorkovací sítě (gridů). Nicméně, tendence proudové vrstvy k stále jemnější filamentaci pozorované při numerických experimentech nám dávají šanci popsat proces rekonexe a s ním spojené fragmentace proudové vrstvy s mnohem menšími požadavky na počet vzorkovacích bodů: protože fyzika probíhající na menší prostorové škále je zajímavá pouze v oblastech zvýšené filamentace proudové vrstvy, můžeme se soustředit pouze na tyto oblasti, které ovšem zaujímají pouze malou část celkového zkoumaného objemu. Tento pohled je díky fraktálnímu charakteru fragmentace možné zobecnit: pokračující fragmentace proudové vrstvy v rekonexi vede k vytvoření "filamentační" kaskády (zakončené kinetickými disipačními procesy), kde procesy relevantní pro dynamiku kaskádního stupně příslušného menší prostorové škále zabírají jen malou část objemu v němž se odehrává dynamika na větší prostorové škále. Korektního popisu tedy můžeme dosáhnout postupným zjemňováním gridu pouze v oblastech zvýšené filamentace - tak aby grid odrážel fraktální povahu postupné fragmentace proudové vrstvy. V příspěvku bude formulován a analyzován problém škál v rekonexi probíhající ve slunečních erupcích a bude představen paralelní algoritmus implementující multiškálový přístup k popisu tohoto problému.

1. FORMULACE PROBLÉMU

Moderní standardní model sluneční erupce (pro stručný přehled o modelech erupcí viz např. příspěvek v tomto sborníku Bárta a Karlický, 2008) předpokládá konverzi volné magnetické energie v aktivní oblasti mechanismem magnetické rekonexe. Při hlubší analýze tohoto procesu vzniká otázka, jakým způsobem je energie v rekonexi přenášena od globálních škál (typicky 100 Mm) až ke škále, kde je kinetickými procesy disipována (v koronálních podmínkách je charakteristická šířka disipační proudové vrstvy okolo 10 m). S podobným problémem se setkáváme i v klasickém proudění tekutin: energie vstupuje do systému na globální škále problému a přes turbulentní kaskádu je

transportována až k mikroskopickým škálám, kde dochází kinetickými efekty (viskozitou) k její disipaci (Obr. 1). Z teoretických úvah (Shibata a Tanuma, 2001) a náznakově i z analýzy provedených MHD simulací na Obr. 3 (Bárta, Vršnak a Karlický, 2008) a z interpretace radiových pozorování (Karlický, 2004) vyplývá, že podobně, jako v hydrodynamické turbulenci dochází k transportu energie z makroškál přes kaskádu vírů různých velikostí až k disipační (viskózní) škále, bude pravděpodobným mechanismem přenosu energie v MHD rekonexi kaskáda postupně stále menších plazmoidů separovaných stále tenčími úseky proudové vrstvy. Tato idea je schematicky naznačena na Obr. 2. Kromě vysvětlení mechanismu transportu energie může tento model objasnit i problém produkce urychlených částic v



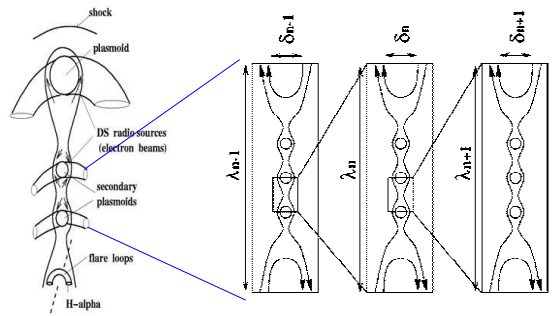
Obrázok 1. Schema turbulentní kaskády v klasické hydrodynamice. Energie vstupuje do systému na globální škále (v inženýrských aplikacích typicky průměr studovaného potrubí) a přes kaskádu stále menších vírů je přenášena až k viskózní mikroškále, na níž dochází v důsledku molekulárních interakcí k vlastní disipaci. Protože poměr mezi globální a disipační škálou je obvykle obrovský, není možné rozlišit v simulaci všechny škály – numericky simulujeme jen dynamiku na těch větších (tzv. Large Eddy Simulations – LES), zatímco fyziku na krátkých škálách modelujeme nějakým plausibilním fyzikálním předpokladem.

rekonexi (viz např. Bárta a Karlický, 2008 a odkazy tamtéž).

Analogie s klasickou hydrodynamikou (HD) tím ovšem nekončí – podobně jako HD popisuje proudění tekutiny rovnicí continuity a Navier-Stokesovou rovnicí, můžeme se na plazma dívat jako na vodivou tekutinu popsanou soustavou MHD rovnic (viz např. tento sborník, Bárta a Karlický, 2008):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \mathbf{j}) \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} &= \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g}, \end{aligned} \quad (1)$$

Vlastností HD i MHD rovnic je pozoruhodný fakt: zanedbáme-li vliv disipačních členů (viskozity v HD, elektrického odporu v MHD) rovnice nemají žádnou typickou prostorovou ani časovou škálu. To je důvodem toho, že pro rozměry vzdálené jak globální škále problému tak disipační škále vidíme (Obr. 1) ve výkonovém spektru část s mocninnou (v log-log souřadnicích přímkovou) závislostí (mocninná závislost je homogenní funkce – nemění tvar při změně měřítka) – tzv. *inertial range*. Tato oblast škál je v praxi obvykle velmi rozsáhlá a právě kvůli velkému poměru globální škály problému a disipační škály není možné provést přímou numerickou simulaci s rozlišením jevů na všech měřítkách. Podobně jako v hydrodynamice se



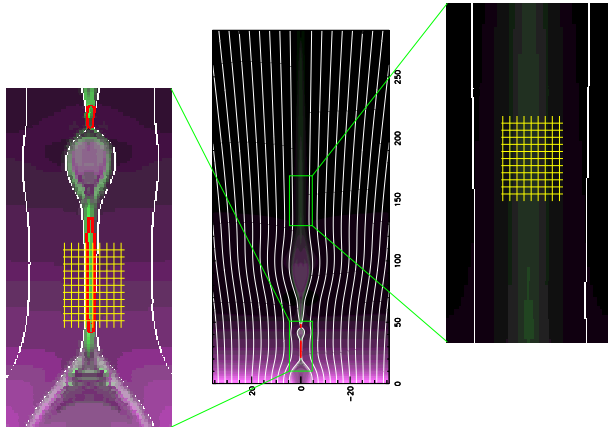
Obrázok 2. Představa turbulentní kaskády v rekonexi ve sluneční erupci. Úlohu stále menších vírů známou z klasické hydrodynamické turbulentní kaskády zde hrají postupně se zmenšující plasmoidy separované stále tenčími úseky proudové vrstvy. Levá část obrázku převzata z práce Karlický (2004), pravá z Shibata a Tanuma (2001).

tedy v současných modelech uchylujeme k přístupu, kdy numerické řešení soustavy MHD rovnic (1) provádíme pouze pro makroskopické škály – typická vzdálenost sousedních bodů vzorkovací sítě je 30 km – zatímco fyzika na menších měřítkách (10 m – 30 km) je do modelu zahrnuta nějakým plausibilním předpokladem – často se používá fenomenologický vztah pro anomální elektrický odpor (např. Bárta a Karlický, 2008):

$$\eta(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} 0 & : |v_D| \leq v_{cr} \\ C \frac{(|v_D(\mathbf{r}, t)| - v_{cr})}{v_0} & : |v_D| > v_{cr} \end{cases} \quad (2)$$

V reálných podmínkách by kritická hodnota driftové rychlosti v_{cr} měla odpovídat zhruba tepelné rychlosti elektronů. Této hodnoty ovšem nemůžeme při našich hrubě rozlišených simulacích vůbec dosáhnout, což nás velmi limituje při studiu předpokládané turbulentní kaskády v rekonexi, ale např. i při modelování urychlování částic. K vlastní disipaci magnetické energie a tím i k urychlování částic totiž dochází na subgridových škálách (měřítkách hluboko pod naším rozlišením) a tak např. hodnoty elektrických polí získané z hrubě rozlišených simulací jsou pravděpodobně o mnoho řádů nižší, protože vznikají průměrováním skutečných elektrických polí, soustředěných do tenkých resistivních kanálů, přes jednu numerickou buňku (Obr. 4).

Souhrnně řečeno, k lepšímu numerickému popisu magnetické rekonexe jakožto mnoho-škálového dynamického procesu bychom potřebovali plné numerické rozlišení (t.j. velikost buňky na úrovni disipativní škály ≈ 10 m) alespoň v určitých částech simulované oblasti (v plném rozsahu, jak již bylo řečeno, je to nyní i v dohledné budoucnosti technicky neproveditelné).

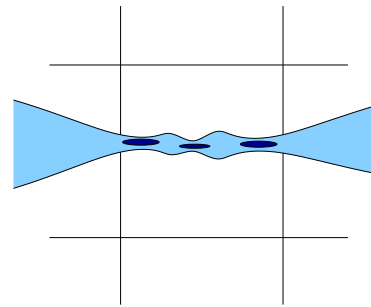


Obrázok 3. Analýza numerické MHD simulace (Bárta, Vršnak a Karlický, 2008). Prostřední panel naznačuje, že při tvorbě sekundárních plazmoidů na menších měřítkách skutečně dochází k filamentaci (ztenčení) proudové vrstvy mezi takovými útvary v souladu s koncepcí fraktální rekonexe. Rychlou a jemně strukturovanou dynamiku v takto tenkých částech proudové vrstvy ale nejsme schopni se současnou vzorkovací sítí zachytit (levý panel). Na druhou stranu, pro popis daleko větší části simulované oblasti je současné rozlišení dostatečné (vpravo).

2. NAVRŽENÉ ŘEŠENÍ

Obrázek 3 ukazuje, že magnetická rekonexe skutečně probíhá v souladu s představou Shibaty a Tanumy (2001) přes postupnou filamentaci proudové vrstvy. A právě tato filamentační kaskáda nám dává naději na úplnější numerický popis procesu rekonexe: vysoce filamentovaná proudová vrstva, ve které (na rozdíl od mnohem klidnějšího okolí) dochází k podstatným dynamickým procesům totiž zabírá jen nepatrnou část výpočetního prostoru, přičemž na každém dalším stupni kaskády je celkově stále tenčí. Zdá se tedy, že východiskem ze svízelné situace by měl být numerický kód, v němž data jsou reprezentována dynamickou hierarchickou strukturou (tzv. stromem) odrážející turbulentní (fraktální) charakter procesu rekonexe (Obr. 5). Tím systém popíšeme sice vysokým, ale již schůdným počtem vzorkovacích uzlů (gridů). Jinými slovy, jemně rozlišenou sítí pokryjeme v každém stupni kaskády jen oblasti se ztenčenou proudovou vrstvou a necháme je vyvíjet na odpovídající kratší časové škále. Vliv dynamiky na nadřazené škále popíšeme pomocí časově proměnných hraničních podmínek. Na nejnižším stupni kaskády (tj. na úrovni disipativní škály) již ovšem MHD přiblížení neplatí a tak bude nutné dynamiku na této úrovni řešit částicovými nebo Vlasovovskými kódy. Navržený postup lze shrnout do následujícího algoritmu:

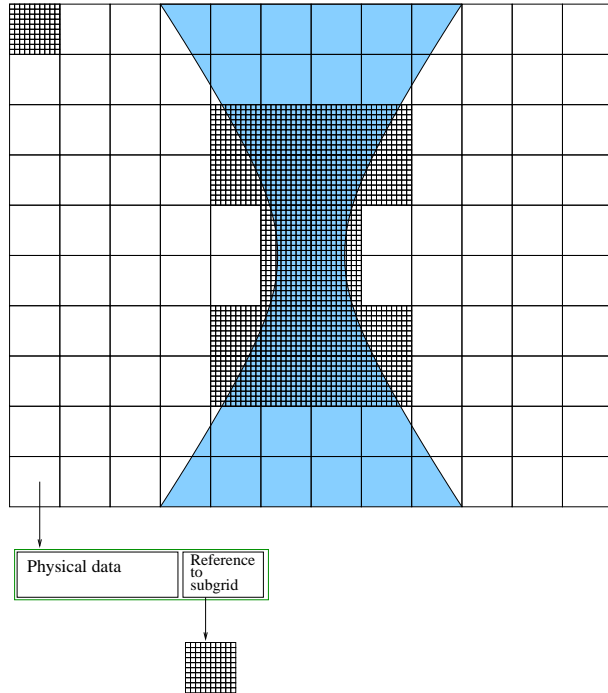
1. Simulací na nadřazené (s větší škálou) úrovni kaskády nalezneme ty buňky diskretizační sítě, které je nutno v čase $t + dt$ dále rozlišit.



Obrázok 4. V současných hrubě rozlišených numerických simulacích je mnoho zajímavé fyziky skryto na subgridové škále (pod naším rozlišením). Jde především o filamentaci proudové vrstvy (schematicky naznačená světle modrá oblast) a vytváření tenkých resistivních kanálů se silným elektrickým polem schopným urychlovat částice (tmavé ostrovy).

2. Provedeme jejich rozlišení (vytvoříme lokální sub-systém na podsíti/subgridu) v čase t (o jeden krok zpět).
3. Necháme vyvíjet všechny lokální sub-systémy mezi časy t a $t + dt$ s kratším časovým krokem (úměrně většímu prostorovému rozlišení). Hraniční podmínky jsou voleny tak, že sousední sub-systémy si vzájemně předávají okrajové hodnoty ze své vnitřní oblasti (“sešívání”); sousedli-li sub-systém s nerozlišenou buňkou, projeví se dynamika na nadřazené škále prostřednictvím časově proměnné hraniční podmínky interpolované mezi časy t a $t + dt$.
4. Na konci vývoje sub-systémů (jsme opět v čase $t + dt$) se aktualizují stavové veličiny na nadřazené škále jako průměry hodnot v rozlišených buňkách.
5. Simulace pokračuje krokem dt na nadřazené škále.

Při efektivní implementaci tohoto algoritmu do paralelního kódu se ovšem potýkáme i s některými technickými problémy. Kromě složitějšího ošetření vnitřních (mezi procesy) hraničních podmínek jde především o otázku rozdělení výpočtu dceřiných sub-systémů mezi jednotlivé procesy. Jak ukazuje Obr. 6, při “přirozeném” rozdělení celé výpočetní oblasti do poddomén by byly výpočtem dynamiky na jemnější škále zahlceny jen některé procesy, zatímco ostatní by zahálely. To by samozřejmě neúnosně prodlužovalo běh celého kódu a přinášelo by to i extrémní paměťové nároky na ty uzly clusteru, na kterých by procesy s mnoha jemně rozlišenými podsystémy běžely. Pro optimální běh kódu je tedy třeba organizovat v programu rovnoměrné



Obrázek 5. Schematický náčrt filamentující proudové vrstvy (modrá oblast) a odpovídajícího popisu rekonexe dynamickou datovou strukturou – stromem. Na každé úrovni hierarchie (kaskády) obsahuje každá buňka kromě osmi stavových veličin (tři složky hustoty hybnosti, tři složky magnetické indukce, hustotu hmoty a hustotu energie) také odkaz na dynamický podsystém vzniklý jejím jemnějším rozdělením. Buňky, ve kterých jsou gradienty stavových veličin malé (t.j. buňky mimo tenkou oblast proudové vrstvy) zůstávají nerozdělené, jejich ukazatel na sub-systém je inicializován na nulu.

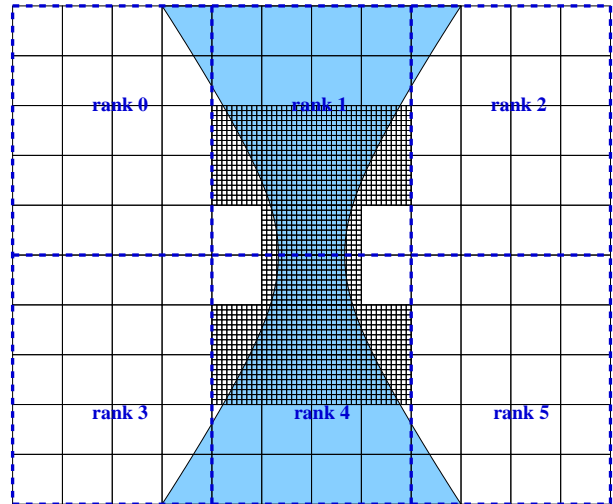
přerozdělení sub-systémů během jejich evoluce a následný návrat spočtených hodnot do rodičovského procesu (tzv. re-parent).

Odhlédneme-li od těchto technických detailů, lze ve stručnosti říci, že navržený kód odráží předpokládaný fraktální charakter procesu rekonexe ve dvou ohledech: 1) data jsou reprezentována dynamickou *hierarchickou* strukturou (stromem), a 2) algoritmus pracující nad těmito daty implementuje numericky dynamiku danou soustavou MHD rovnic (1) *rekurzivně* pro všechny prostorové škály v hierarchii.

3. SHRNUTÍ

Podle současných představ probíhá rekonexe magnetického

pole, považovaná většinou slunečních fyziků za klíčový proces uvolnění energie v erupcích, přes kaskádu stále menších struktur – magnetických ostrovů (plazmoidů) oddělených tenkými proudovými vrstvami. Ke studiu tohoto multiškálového procesu bychom potřebovali velmi hustou vzorkovací



Obrázek 6. Jestliže řešíme systém z Obr. 5 algoritmem implementovaným jako paralelní program běžící na víceprocesorovém stroji (clusteru), mohlo by snadno dojít k tomu, že některé procesy (identifikované jednoznačně jedním číslem, tzv. rankem) budou zahlceny výpočtem dynamiky prostorově rozlišených sub-systémů (zde proces číslo 1 a 4), zatímco ostatní procesy budou v tuto dobu zahálet. Jedním z technických problémů je tedy i optimální přerozdělování dceřiných podsystémů mezi jednotlivými procesy.

síť, jejíž realizace v celém simulovaném prostoru je ovšem technicky nemožná. Navrhujeme proto využít fraktální charakter procesu rekonexe a postupnou filamentaci proudové vrstvy popsat dynamickou datovou strukturou, jež tento charakter odráží. Nad touto datovou strukturou bude pracovat algoritmus implementující numericky sadu MHD rovnic na všech škálách. Algoritmus zajistí interakci mezi sousedními škálami středováním (směrem vzhůru) a časově proměnnými hraničními podmínkami (směrem ke kratším škálám). Naznačený přístup, který může být nazírán i jako extrémní případ kódu s Adaptive Mesh Refinement (AMR) byl nedávno v první verzi (čistě MHD, dvě úrovně zjemnění) dokončen a prochází testováním. Budoucnost ukáže, bude-li nám schopen dát vhled do problému kaskády v turbulentní rekonexi a přispět tak k hlubšímu poznání podstaty klíčového procesu ve slunečních erupcích – rekonexi magnetického pole.

Poděkování

Tato práce byla vytvořena s podporou grantu GAČR 205/07/1100.

LITERATÚRA

- Bárta, M. Karlický 2008, "Modelování slunečních erupcí" in Proc. of 19. Celostátní sluneční seminář (toto vydání)
 Bárta, M., Vršnak, B., Karlický, M. 2008, A&A 477
 Karlický, M. 2004, Astronomy and Astrophysics 417, 325
 Shibata, K., Tanuma, S. 2001, Earth, Planets, Space 53, 473