

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Přírodovědecká fakulta

Oscilační procesy v magnetických strukturách sluneční koróny

Diplomová práce

Bc. Kryštof Effenberk

Školitel: doc. RNDr. Petr Jelínek, PhD.

České Budějovice 2019

Bibliografické údaje

Effenberk K., 2019: Oscilační procesy v magnetických strukturách sluneční koróny.

[Oscillatory processes in magnetic structures in the solar corona, Master's Thesis, in Czech.]

57 p., Faculty of Science, University of South Bohemia, České Budějovice, Czech Republic.

Anotace

Tato diplomová práce je zaměřena na magnetohydrodynamické (MHD) vlny a oscilace ve sluneční koróně, ty můžeme najít ve velkém množství jevů, které jsou na Slunci zkoumány. V posledních letech jsou tyto vlny pozorovány jak při pozemských pozorováních, tak při pozorováních ve vesmíru, která jsou prováděna z palub kosmických sond. Úkolem této práce je seznámení se s problematikou vln a oscilací ve sluneční koróně a následné spuštění simulací, které jsou prováděny pomocí programu FLASH 4.5. Dalším cílem je pak provést parametrickou studii pomocí numerických simulací a docílit tak reálnějšího přiblížení k pozorovaným jevům.

Klíčová slova: Slunce, koróna, vlny, oscilace, simulace, magnetohydrodynamika, FLASH.

Abstract

This diploma thesis is focused on waves and oscillations in the solar corona, which takes place in a large number of phenomena that occurs here. In recent years these waves have been observed in Earth observation same like as cosmic observation. The task of this thesis is to familiarize with the problems of waves and oscillations in solar corona and subsequent interpretation into numerical simulations that are performed by FLASH code. The aim of the work will be to modify numerical simulations and thus to achieve more realistic of the observed phenomena.

Key words: Sun, Solar Corona, waves, oscillations, simulations, Magnetohydrodynamics, FLASH.

Prohlášení

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své diplomové práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách, a to se zachováním mého autorského práva k odevzdanému textu této kvalifikační práce. Souhlasím dále s tím, aby toutéž elektronickou cestou byly v souladu s uvedeným ustanovením zákona č. 111/1998 Sb. zveřejněny posudky školitele a oponentů práce i záznam o průběhu a výsledku obhajoby kvalifikační práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Trhových Svinech 12.4. 2019

Kryštof Effenberk

Poděkování

Touto cestou bych rád poděkoval vedoucímu této práce doc. RNDr. Petru Jelínkovi, Ph.D. z Ústavu fyziky PŘF JU v Českých Budějovicích za odborné vedení práce a cenné rady, které mi pomohly tuto práci zkompletovat.

Obsah

1	Úvod	8
1.1	Základní vlastnosti Slunce	8
1.1.1	Chemické složení Slunce	10
1.2	Struktura Slunce	11
1.2.1	Jádro	11
1.2.2	Vrstva v zářivé rovnováze	11
1.2.3	Tachoklina	12
1.2.4	Konvektivní zóna	13
1.2.5	Fotosféra	13
1.2.6	Chromosféra	14
1.2.7	Přechodová oblast	15
1.2.8	Koróna	16
2	Ohřev sluneční koróny	20
2.1	Rekonexe magnetického pole	20
2.2	Magnetoakustické vlny	22
3	Numerický kód FLASH	28
3.1	Užití FLASH kódu ve fyzice	28
3.2	Numerický model	29
3.3	Počáteční podmínky	30
3.4	AMR	32

3.5	Paralelní výpočty	32
4	Numerické simulace	34
4.1	Magnetická smyčka se dvěma pulzy	34
4.2	Numerický výpočet pro parametr $d = 0,75$	39
4.3	Numerický výpočet pro parametr $d = 1,0$	43
4.4	Numerický výpočet pro parametr $d = 1,25$	47
5	Závěr	52
	Seznam obrázků	53
	Literatura	55

ρ ... hustota plynu
 T ... termodynamická teplota
 p ... tlak plynu
 \mathbf{E} ... vektor intenzity elektrického pole
 \mathbf{B} ... vektor magnetické indukce
 \mathbf{j} ... hustota proudu
 c ... rychlost šíření světla
 c_s ... rychlost zvuku
 v_A ... vektor Alfvénovy rychlosti
 v_A ... Alfvénova rychlost
 γ ... poměr měrných tepel
 ω ... úhlová rychlost

Kapitola 1

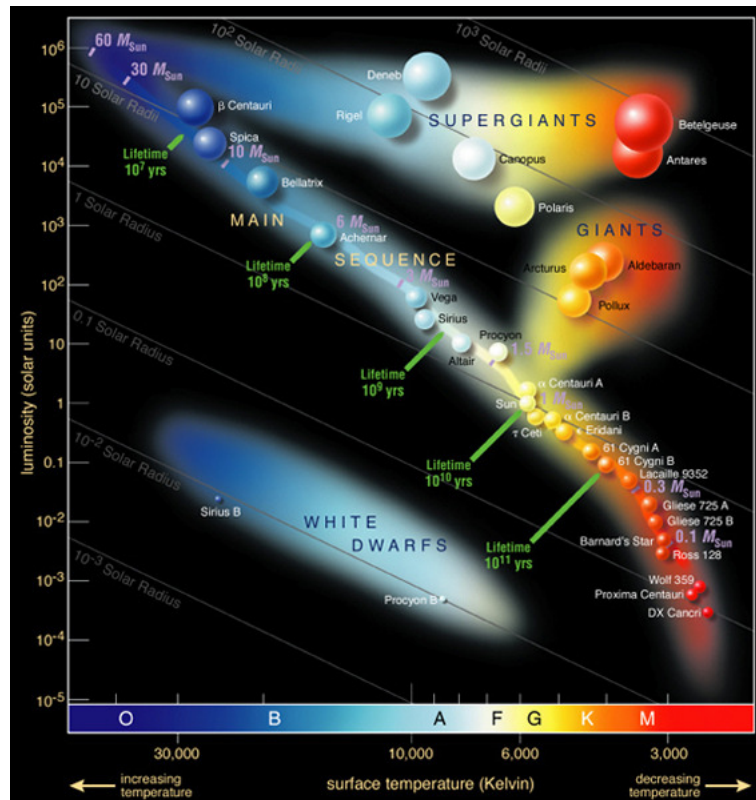
Úvod

Tématem této diplomové práce jsou oscilační a vlnové jevy v magnetických strukturách sluneční koróny. Pochopení jevů, které se zde vyskytují, může mít další využití v technice, např. při termojaderné fúzi. První kapitola se věnuje obecným poznatkům o Slunci, jeho vlastnostem a uspořádání jednotlivých vrstev. Nalezneme zde také zmínku o chemickém složení Slunce. Další kapitola pak nastíní problematiku ohřevu nejvyšší vrstvy sluneční atmosféry – koróny. Jsou zde popsány dva možné principy ohřevu sluneční koróny, které jsou v současné době považovány jako nejpravděpodobnější, a to rekonexe magnetického pole a ohřev za pomoci MHD vln. V pořadí třetí kapitola se zabývá popisem programu FLASH 4.5, jeho funkcí a využitím. Poslední kapitola je věnována parametrické studii oscilací v koronální smyčce v programu FLASH 4.5 a její analýze.

1.1 Základní vlastnosti Slunce

Slunce je považováno za důležité hvězdné těleso, bez této hvězdy by na Zemi život nebyl možný. Umístění této hvězdy je ve středu sluneční soustavy, ta se nachází v galaxii, kterou nazýváme Mléčná dráha. Slunce je hvězda hlavní posloupnosti, dle spektrální klasifikace nese označení G2V. Třída G2 značí, že se jedná o hvězdu s teplotou mezi 5200K – 5900 K, která se lidskému oku jeví jako jasně žlutá. Stejně jako Slunce, patří do třídy G také například hvězda Capella ze souhvězdí Vozky, dále Alfa Centauri A nebo Tau Ceti. Písmeno V pak označuje

tzv. hlavní posloupnost. Tu v Hertzsprung-Russellově diagramu obr. (1.1) tvoří křivka, kterou obklopuje většina hvězd. Hvězdy v tomto pásu mají dostatečnou hmotnost, což je parametr, na kterém závisí jak svítivost, tak spektrální typ. Hlavní posloupnost značí to, že tyto hvězdy se nachází právě v režimu, ve kterém dochází ke spalování vodíku. Slunce se v tomto pásu nachází již 4,5 miliardy let a je zhruba v polovině jeho životnosti. Doba života třídy G je kolem deseti miliard let.



Obř. 1.1: Hertzsprung-Russellův diagram [2].

Výjimečnost Slunce je tvořena dvěma faktory. První z nich je ten, že se jedná o jednu z mála hvězd, která netvoří pár nebo vícenásobný hvězdný systém. Druhým faktorem je pak jeho vzdálenost od Země; tato hodnota se v průběhu roku nepatrně mění, což je zapříčiněno tvarem trajektorie. Průměrná hodnota vzdálenosti je 150 milionů kilometrů, tato vzdálenost je také označována jako jedna astronomická jednotka – 1 AU ($1,496 \cdot 10^{11}$ m). Foton o rychlosti světla tuto vzdálenost zdolá asi za 8 minut. Na vzdálenosti je také přímo závislá teplota na povrchu Země.

1.1.1 Chemické složení Slunce

Hmota, ze které se Slunce skládá, se nazývá plazma. Plazma, které je ionizovaným plynem drží pohromadě díky splnění požadavku hydrostatické rovnováhy. To znamená, že síla, která je vyvolána tlakem plynu a tlakem záření, mířící ven ze středu Slunce, je v rovnováze s gravitační silou směřující do středu Slunce, viz rovnice (1.1).

$$-\frac{d(p_{kin} + p_{rad})}{dz} = \rho(z)g. \quad (1.1)$$

Hmotnostní zastoupení hlavních prvků, vodíku a hélia, je zhruba v poměru 74% H a 25% He, zbytek připadá na další prvky. Pro názornější přehled uvádím tabulku 1.1, v níž je vidět složení fotosféry Slunce v procentech počtu atomů.

Tabulka 1.1: Složení fotosféry Slunce.

prvek	podíl v %
vodík	92,1
helium	7,8
kyslík	0,061
uhlík	0,030
dusík	0,0084
neon	0,0076
železo	0,0037
křemík	0,0031
hořčík	0,0024
síra	0,0015
ostatní	0,0015

1.2 Struktura Slunce

Slunce obsahuje následující vrstvy, viz obr. (1.2) :

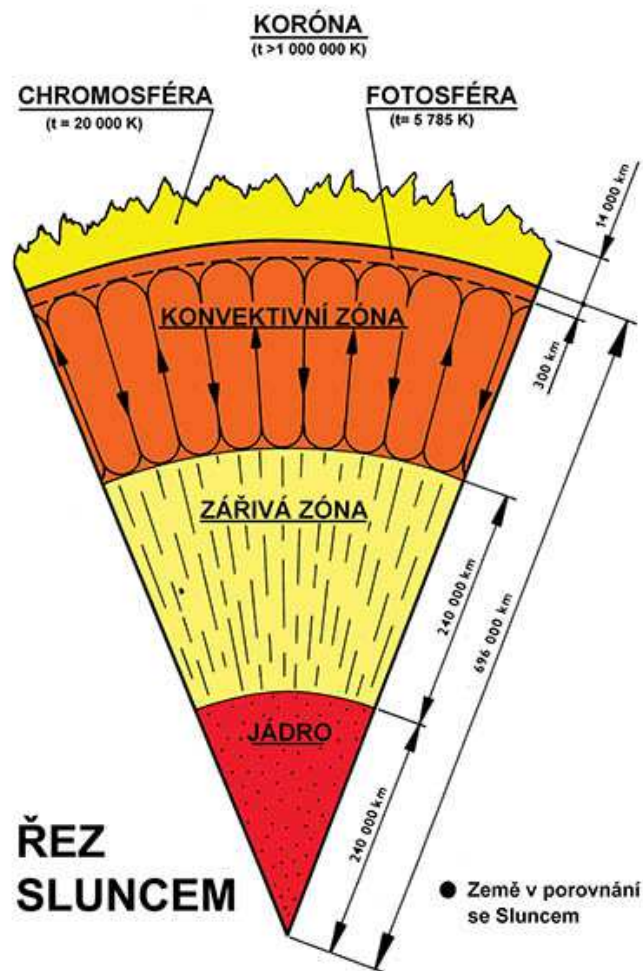
- Jádru
- Vrstva v zářivé rovnováze
- Tachoklina
- Konvektivní zóna
- Fotosféra
- Chromosféra
- Přechodová oblast
- Koróna

1.2.1 Jádru

Jádru Slunce se nachází přibližně v 0,2 - 0,25 jeho poloměru. Teplota v jádře se pohybuje kolem $1,5 \cdot 10^7$ K, tlak $26,5 \cdot 10^{16}$ Pa a hustota odpovídá přibližně $1,5 \cdot 10^5$ kg \cdot m⁻³. Vlivem takto vysoké teploty, tlaku a hustoty se zde slučují lehčí jádra vodíku na těžší helium. Během proton – protonové reakce obr. (1.3) se slučují čtyři jádra vodíku na jedno jádro helia, při této reakci dochází k uvolnění gama záření a neutrin. V průběhu tohoto procesu nastává uvolnění energie $\approx 26,8$ MeV.

1.2.2 Vrstva v zářivé rovnováze

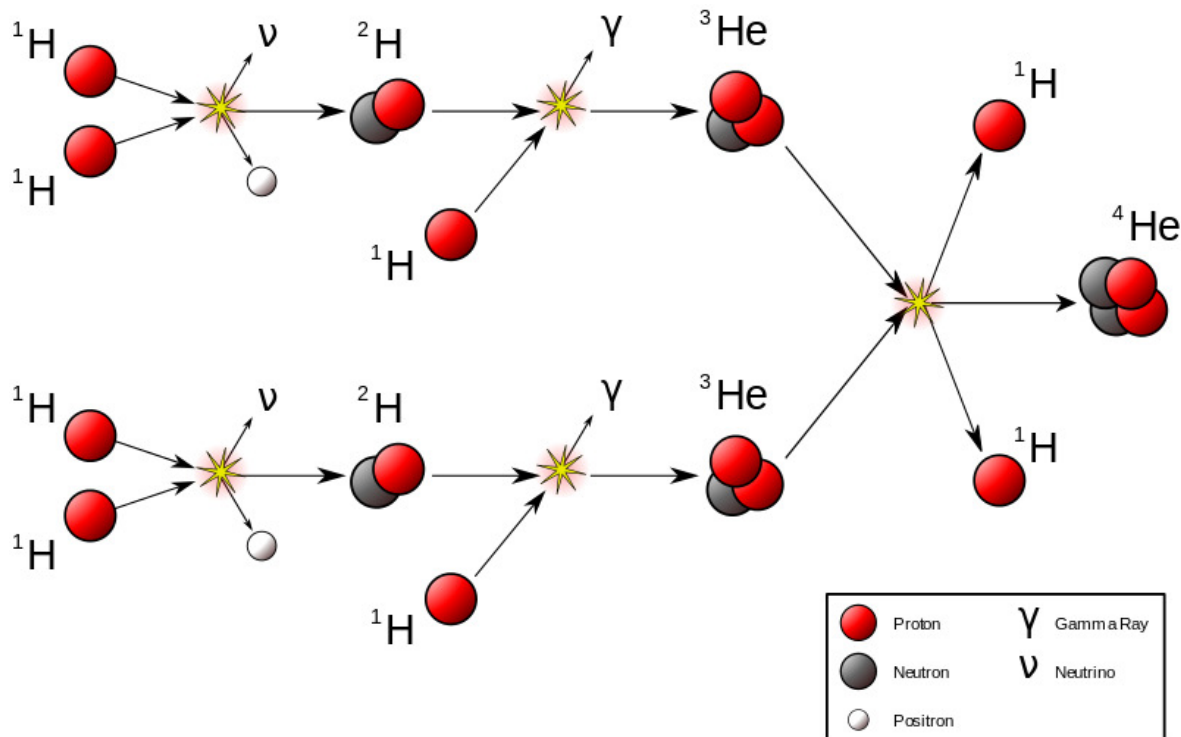
V pořadí další vrstvou Slunce je vrstva v zářivé rovnováze. Od jádra dosahuje přibližně do hodnoty 0,68 poloměru Slunce. Lze tedy říci, že se jedná o sluneční vrstvu s největší mocností. V této vrstvě je přenos energie zajištěn tzv. zářením. V porovnání s jádrem zde dochází k poklesu teploty až o jeden řád.



Obr. 1.2: Řez Sluncem [6].

1.2.3 Tachoklina

Ačkoli se tato vrstva nachází od středu Slunce jako třetí v pořadí, byla objevena teprve nedávno, a to pomocí družice SOHO [27]. Tloušťka této vrstvy je 0,04 poloměru Slunce a jedná se tak o nejslabší vrstvu. Zatím o ní můžeme říci, že slouží jako rozhraní mezi dvěma rotačními prostředími. Vrstvy, které leží pod tachoklinou, tedy jádro a vrstva v zářivé rovnováze, rotují jako pevné těleso, ostatní vrstvy nad tachoklinou mají takzvanou rotaci diferenciální. To znamená, že rotace je funkcí vzdálenosti od středu Slunce. Dále můžeme uvést, že se zde zřejmě generují magnetická pole.



Obr. 1.3: Proton – protonová reakce v jádře Slunce [2].

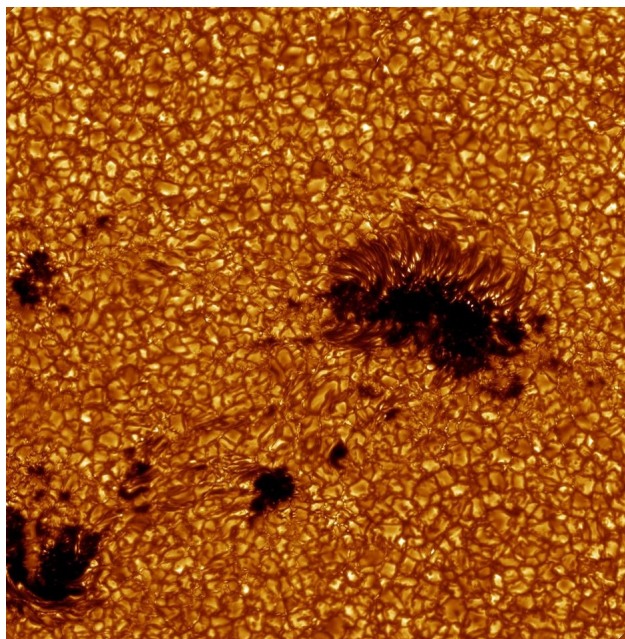
1.2.4 Konvektivní zóna

Druhá největší vrstva, co se mocnosti týče, dosahuje od hodnoty 0,72 poloměru Slunce až téměř k jeho okraji. Zde teplota plazmatu nedosahuje tak velkých hodnot, aby docházelo k přenosu energie zářením. Ten je zde zajištěn jevem zvaným proudění (konvekce). Principiálně se jedná o stejný proces výměny tepla, jako je například u ohřevu vody. Konvektivní proudy vynášejí teplejší plazma směrem od středu Slunce k povrchu, naopak studenější plazma klesá dolů, kde dochází k jeho opětovnému ohřevu. Vrcholky těchto proudů tvoří jev zvaný granulace, který je pozorovatelný ve fotosféře Slunce, obr (1.4). Zajímavé je, že v této vrstvě klesá teplota oproti jádru až o 4 řády, přibližně na 6000 K.

1.2.5 Fotosféra

Jedná se o přímo pozorovatelný povrch hvězdy, jeho žlutá barva odpovídá teplotě kolem 5800 K. Jedním z patrných jevů ve fotosféře je granulace, jedná se o vertikální proudy žhavého

plazmatu stoupající vzhůru a zároveň o chladnější proudy, které klesají směrem do vnitřních částí Slunce. Oblasti světlejší barvy zastupují teplý vzestupný proud, naopak tmavší je proud sestupný. Na tento jev dále navazují spikule, které jsou popsány v podkapitole chromosféra (viz dále). Pravděpodobně nejnápadnějšími útvary ve fotosféře jsou sluneční skvrny, které byly poprvé zaznamenány již Galileo Galileem (1564 - 1642). Pozorování skvrn vedlo k objevu rotace Slunce [1].

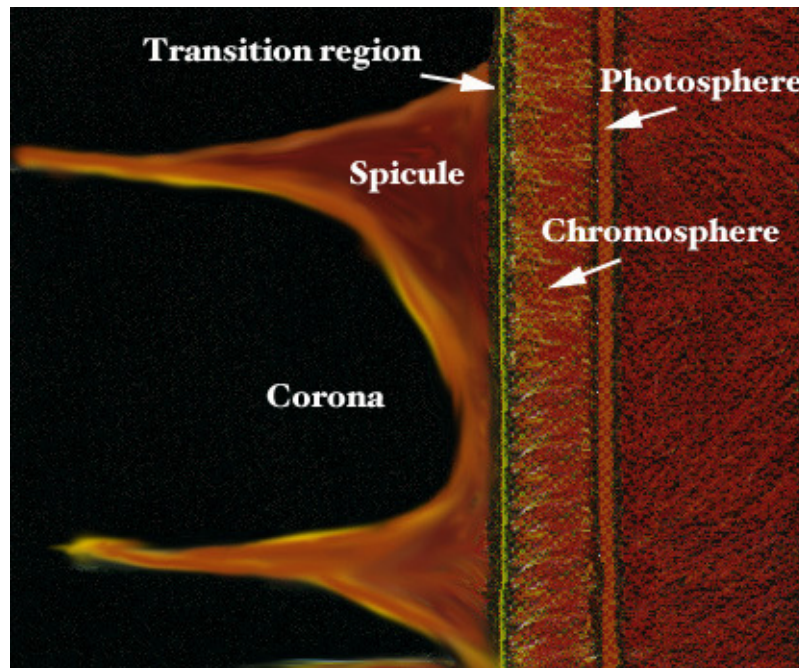


Obr. 1.4: Granulace viditelná ve fotosféře [4].

1.2.6 Chromosféra

Jedná se o další vrstvu, která je za běžných okolností pro lidské oko neviditelná. Je to způsobeno velkým jasnem fotosféry, která se nachází právě pod touto vrstvou. Jedinou možností, kdy je tato vrstva pozorovatelná, je zatmění Slunce, v tomto případě je viditelná kolem slunečního disku jako růžová až červená záře. Vrstva je dále pozorovatelná v úzkopásmovém filtru, kdy odstíníme jas fotosféry a zaměříme se pouze na vlnovou délku chromosféry. Zajímavou anomálií je zde vývoj teploty; na spodní hraně chromosféry, ve směru od středu ven ze Slunce, začíná teplota na hodnotě kolem 6000 K, následně dochází k poklesu lehce pod 4000 K a poté

opět narůstá až na konečných 20000 K, vše je patrné z obr. (1.8).



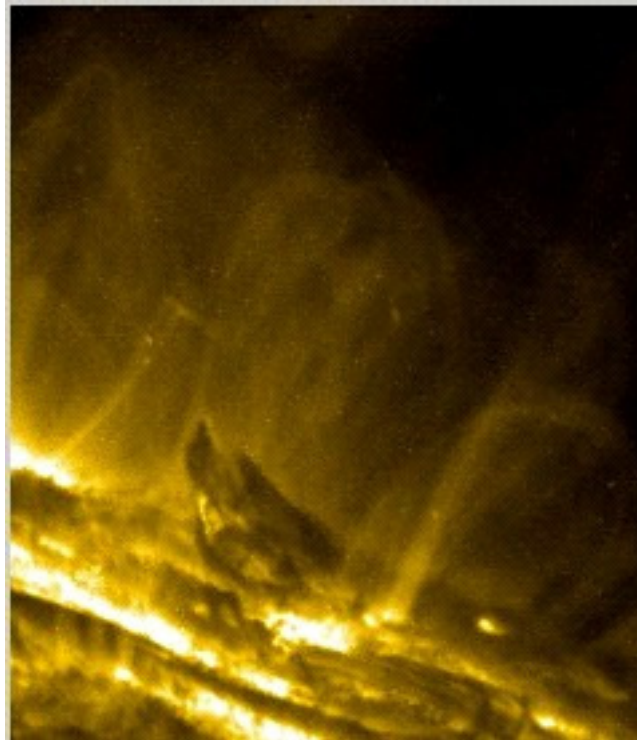
Obr. 1.5: Spikule [5].

Další pozorovatelný jev se nazývá spikule. Jde o proudy žhavého plazmatu, které stoupají vzhůru a zasahují až do sluneční koróny. Vzestupná rychlost tohoto proudu se odhaduje na $20 - 30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Spikule mají poměrně krátkou životnost – řádově mezi jednotkami až dvěma desítkami minut. Po uplynutí této doby dochází ke zhroucení zpět na povrch Slunce. Nedojde-li však ke zhroucení celého plazmatického sloupce, přibližně polovina až dvě třetiny hmoty se rozptýlí v koróně. Jedná se o významný transportní jev hmoty mezi fotosférou a korónou. Jde o vrstvu, o které toho zatím moc nevíme, stále je tedy předmětem zkoumání.

1.2.7 Přejíchodová oblast

Přejíchodová oblast je situována mezi chromosférou a korónou. Tato oblast je pozorovatelná pouze s pomocí přístrojů umožňujících detekci ultrafialového záření. I s dnešní technikou není možné přesně určit tloušťku této vrstvy. Dalším problémem je to, že se vrstva neustále pohybuje a mění svoji hranici. Odhadovaná tloušťka se řádově pohybuje ve stovkách km.

Přesto i v takto slabé vrstvě dochází k nárůstu teploty z 20 000 K na 1–2 MK. Pro pozorování fotosféry, přechodové oblasti a koróny byl navržen a zkonstruován satelit TRACE (Transition Region and Coronal Explorer [2]), který fungoval mezi roky 1998 a 2010. Jeden ze snímků můžeme vidět na obrázku (1.6). Zde je zobrazena přechodová oblast jako světlá mlha nad povrchem Slunce, popřípadě jako světlý oblak kolem výčnělků [12].



Obr. 1.6: Přechodová oblast [2].

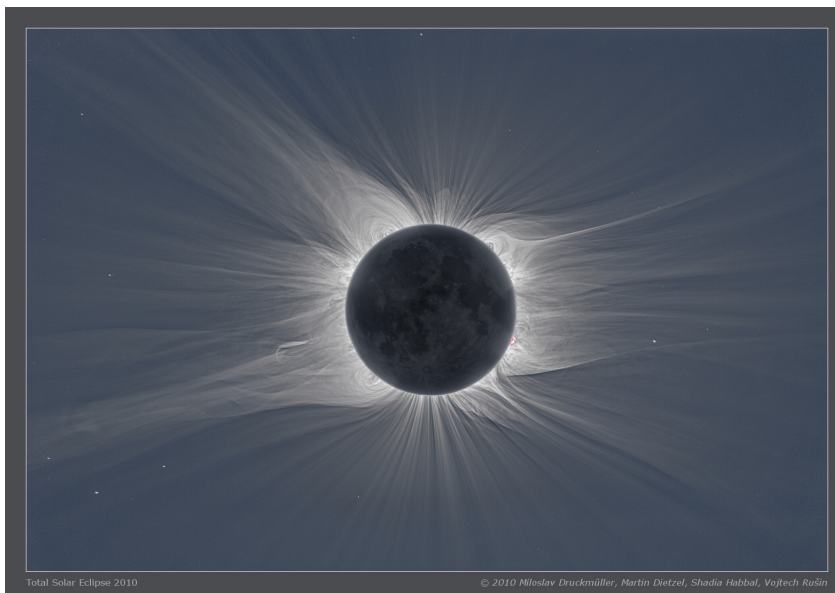
1.2.8 Koróna

Nejsvrchnější vrstva sluneční atmosféry se nazývá koróna. Tato část je nyní předmětem intenzivního zkoumání. Už jen otázku, proč je koróna v porovnání s chromosférou výrazně teplejší, i když leží dále od středu Slunce, se dosud nepodařilo objasnit. Za pomoci spektroskopických měření byla stanovena koronální teplota na 1-2 MK v tzv. klidných oblastech. Rozdělení teploty v koróně není homogenní. Nachází se zde oblasti s menší teplotou, které nazýváme koronálními dírami, tady teplota klesá pod 1 MK. Opakem koronální díry je aktivní oblast. Zde

se může teplota vyšplhat až na hodnotu 2 – 6 MK.

Korónu lze pozorovat pouhým okem během úplného zatmění Slunce, kdy Měsíc zastíní sluneční disk. Nastane-li tento jev, lze pak sledovat téměř milionkrát slabší záření koróny, které za běžného stavu skryje sluneční záření. Tvar sluneční koróny nelze přesně definovat, jelikož se mění v závislosti na sluneční činnosti. V období slunečního maxima má koróna velmi bohatou vnitřní strukturu po celém okraji slunečního disku. V minimu se koróna přimkne ke slunečnímu rovníku [1].

Korónu lze rozdělit na tři oblasti, a to v závislosti na vzdálenosti od povrchu Slunce a následného vyzařovacího mechanismu [7, 8, 9]. K-koróna (K - kontinuální), mechanismus vyzařování spočívá ve slunečním světle, které se rozptyluje na volných elektronech. Při pozorování se jeví jako kontinuum bez absorpčních čar, což je způsobeno tzv. Dopplerovým jevem, ten čáry rozšíří tak, že se překrývají a tvoří ucelené kontinuum. F-koróna (F - Fraunhoferova) je tvořena slunečním zářením odrážejícím se na prachových částicích. Zde lze pozorovat Fraunhoferovy absorpční čáry. Emisní mechanismus E-koróny (E - emisní) je tvořen čárovým spektrem produkovaným ionty, které se vyskytují v plazmatu koróny. Tato část koróny je cenným zdrojem informací o jejím celkovém složení [9].



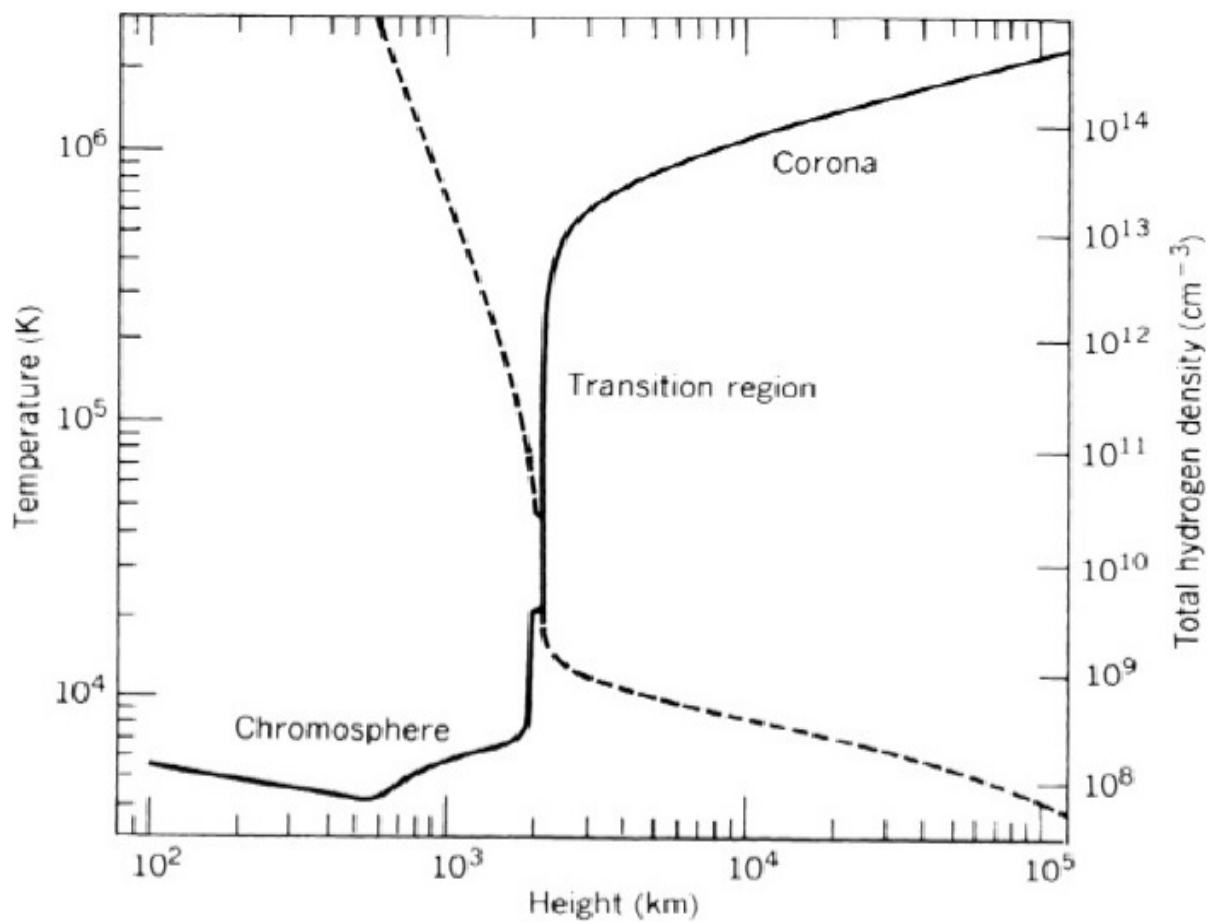
Obr. 1.7: Snímek koróny - 11. července 2010, Francouzská Polynésie [11].

Další veličinou s nehomogenním rozložením v koróně je hustota. Hustota částic ve sluneční koróně je velice řídká. Pro srovnání: počet částic vzduchu, který je nahromaděn v krabici od zápalek, je stejný jako v jednom krychlovém kilometru koróny [10]. Průměrné rozložení hustoty nad přechodovou oblastí popisuje tzv. Baumbach-Allenův vztah:

$$n_e(R) = 10^8 \left[2.99 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-16} + 1.55 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-6} + 0.036 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-1.5} \right]. \quad (1.2)$$

kde $R = R_\odot + h$ je vzdálenost od slunečního středu a $R_\odot = 6,95 \cdot 10^8$ m .

Vývoj teploty a hustoty ve sluneční atmosféře lze vidět na obr. (1.8). Za povšimnutí především stojí výše popsany pokles teploty u chromosféry a následný teplotní nárůst v přechodové oblasti. U hustoty lze naopak vidět strmý pokles v přechodové zóně a velmi řídké plazma v koróně [18].



Obr. 1.8: Hustotní a teplotní rozložení ve sluneční atmosféře [18].

Kapitola 2

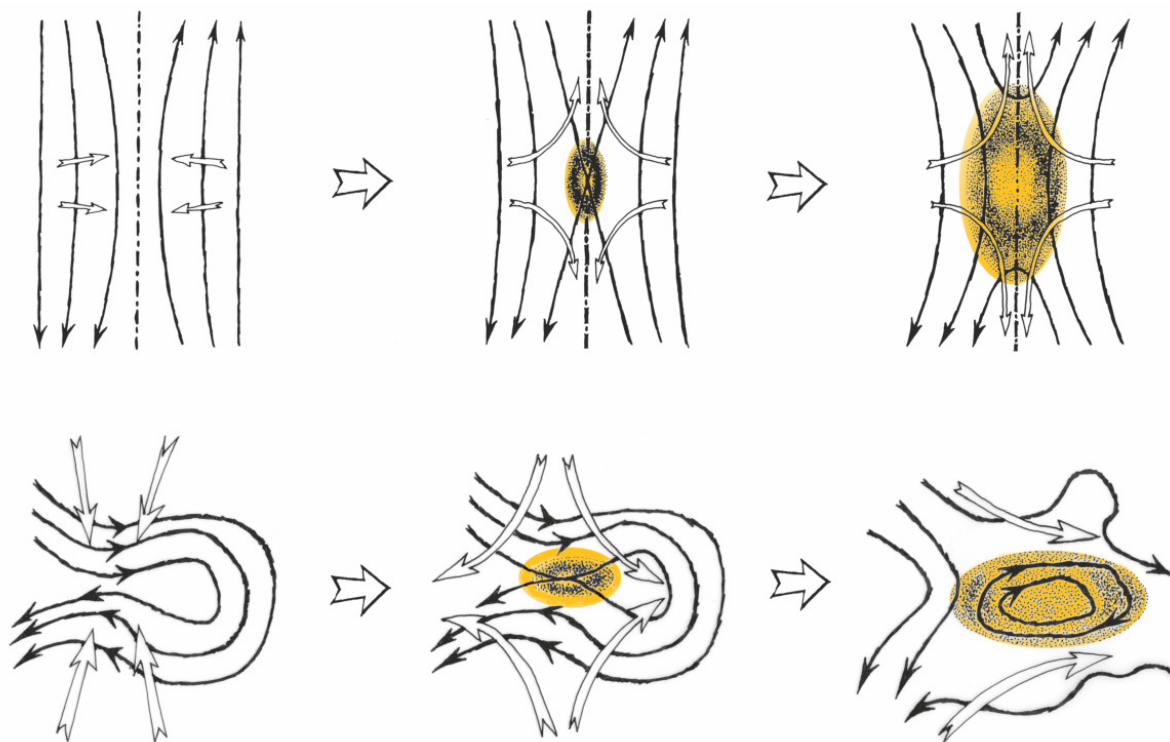
Ohřev sluneční koróny

Jak již bylo zmíněno v předešlé kapitole, koronální ohřev je dosud nevyřešeným problémem sluneční fyziky. Bylo navrženo několik možností, jak tento jev vysvětlit, doposud však bez úspěchu. Nejpravděpodobnější varianty ohřevu sluneční koróny jsou dvě; první z nich uvažuje, že nárůst teploty je způsoben působením vln a oscilací. Druhý způsob ohřevu využívá energie, která se uvolní při přepojení magnetických siločar, tzv. rekonexi magnetického pole.

2.1 Rekonexe magnetického pole

Rekonexe magnetického pole je fyzikální proces, který se projevuje u vysoce vodivého plazmatu. Dochází při něm ke změně v magnetické topologii, jejíž následkem je přeměna magnetické energie na energii kinetickou, urychlení částic a ohřev. Rekonexe magnetického pole se může projevit tam, kde se k sobě přiblíží dvě oblasti magnetického pole s antiparalelně orientovanými magnetickými siločarami, viz obr. (2.1) [12].

Máme-li dvě oblasti magnetického pole, které mají vůči sobě opačně orientované siločáry a dojde k jejich přiblížení, výsledkem bude vznik difuzního regionu, který má velmi nízkou hodnotu magnetického pole. V tomto regionu pak dochází ke změně v konfiguraci magnetického pole a následně rekonexi do konfigurace energeticky výhodnější. Přepojení lze připodobnit elektrickému zkratu, kde elektrický proud teče kratší, energeticky výhodnější cestou. Následkem přepojení dochází k průtoku velkých elektrických proudů, které ohmicky ohřívají okolní

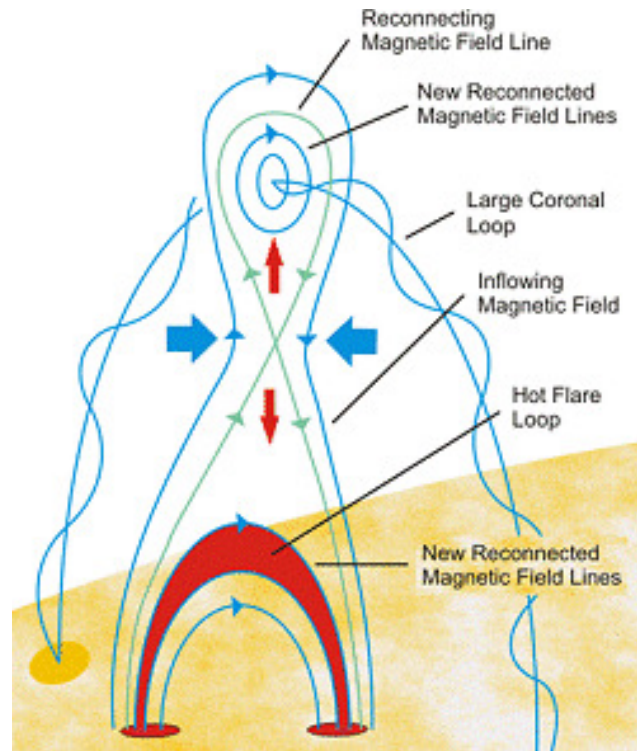


Obr. 2.1: Rekonexe magnetického pole [13].

plazma. Plazma takto nabitou energii vyzáří do okolí.

Jedním z nejznámějších jevů ve sluneční fyzice je tzv. výron koronální hmoty, jenž je s přepojením siločar velice úzce spjat. Přepojení siločar může často vést k vytvoření oblaku plazmatu – tzv. plazmoidu; tento energeticky rozžhavený oblak je následně vyvržen do vesmíru.

Teoreticky by se pro ohřev koróny dala uvažovat energie uvolněná během sluneční erupce, avšak frekvence slunečních erupcí není dostatečně velká na to, aby zajistila ohřátí vrstvy na danou teplotu. Na této teorii vznikla posléze myšlenka ohřevu pomocí tzv. nanoerupcí, kde množství energie není tak velké jako při běžné erupci, ale frekvence nanoerupcí je naopak vysoká. Při podrobnějším zkoumání se ale prokázalo, že ani vysoký počet nanoerupcí nemůže být jediným zdrojem ohřevu sluneční koróny [12, 19].



Obr. 2.2: Standardní model sluneční erupce [14].

2.2 Magnetoakustické vlny

Druhá metoda ohřevu, které se přikládá velký význam, je ohřev za pomoci magnetoakustických vln. Jelikož částice plazmatu mohou kmitat na rozličných frekvencích, je tím umožněn průchod nejrůznějším vlnám a kmitům. Jedny z těchto vln jsou i vlny magnetoakustické.

Poněvadž je magnetické pole ve slunečním plazmatu všudypřítomné, dochází tím k ovlivnění přenosu vln. Kdyby toto pole bylo nulové, mohli bychom připodobnit šíření akustické vlny plazmatem k šíření zvukové vlny vzduchem, která se pohybuje v jedné vlnoploše. Protože je ale hodnota magnetického pole v plazmatu nenulová, ovlivní rychlost šíření vlnění ve všech směrech, dostaneme tak tři hlavní druhy vln:

- Pomalá magnetoakustická vlna
- Rychlá magnetoakustická vlna
- Alfvénova vlna



Obr. 2.3: Výron koronální hmoty 31. srpna 2012, zachyceno pomocí sondy SDO [3].

Právě Alfvénovy vlny by pravděpodobně mohly vést k ohřevu koróny. Tyto vlny podél magnetických siločar prostupují i do vyšších vrstev atmosféry. Více např. v [22, 23].

Jako první si představíme vlny zvukové. V normálním prostředí dochází k přenosu energie změnou hustoty prostředí, ve kterém se vlna šíří. Rychlost zvukové vlny lze odvodit ze základních rovnic magnetohydrodynamiky, konkrétně rovnice kontinuity (2.1), Eulerovy rovnice (2.2), rovnice pro magnetický tok (2.3) a stavové rovnice (2.4) (veličiny v (2.1) až (2.4) mají obvyklý význam a γ je poměr měrných tepel):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{\text{rot } \mathbf{B}}{\mu_0} \times \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} + \text{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.3)$$

$$p = K \rho^\gamma. \quad (2.4)$$

Rychlost zvukové vlny je pak:

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}}, \quad (2.5)$$

kompletní odvození lze nalézt např. [12, 19].

Postupnými kroky se můžeme dostat i k odvození Alfvénovy rychlosti. Linearizací rovnic (2.1) (2.2) (2.3) (2.4) a následnou eliminací proměnných lze dosáhnout maticového tvaru:

$$\mathbf{M} \cdot \delta \mathbf{u} = \mathbf{0}. \quad (2.6)$$

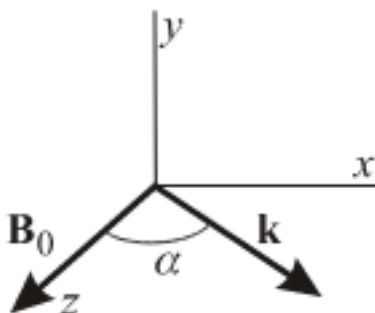
Složky matice \mathbf{M} mají tvar:

$$\mathbf{M} = [\omega^2 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2] \delta_{kl} + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A) (k_k v_l^{(A)} + k_l v_k^{(A)}) - (v_A^2 + c_s^2) k_k k_l, \quad (2.7)$$

kde \mathbf{v}_A je Alfvénova rychlost a její předpis udává vztah:

$$\mathbf{v}_A = \frac{\mathbf{B}_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}}. \quad (2.8)$$

Nyní musíme zvolit souřadnicový systém. Volíme tak, že směr magnetického pole \mathbf{B}_0 bude ve směru osy z viz obr. (2.4). Jelikož jsou Alfvénovy vlny poháněny pouze magnetickou silou, budou pak mít stejný směr jako vektor magnetického pole \mathbf{B}_0 . V takto zvoleném systému poté platí pro magnetické pole $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$, pro Alfvénovu rychlost $\mathbf{v}_A = (0, 0, v_A)$ a pro vlnový vektor $\mathbf{k} = (k \sin \alpha, 0, k \cos \alpha)$. Úhel α je svírán mezi vektory \mathbf{B}_0 a \mathbf{k} .



Obr. 2.4: Souřadnicový systém, převzato z [19].

Pro takto definovaný souřadnicový systém pak vypadá matice \mathbf{M} následovně:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \omega^2 - k^2 v_A^2 - c_s^2 k^2 \sin^2 \alpha & 0 & -c_s^2 k^2 \sin \alpha \cos \alpha \\ 0 & \omega^2 - k^2 v_A^2 \cos^2 \alpha & 0 \\ -c_s^2 k^2 \sin \alpha \cos \alpha & 0 & \omega^2 - c_s^2 k^2 \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Jelikož se snažíme najít nenulové řešení rovnice (2.7), determinant matice \mathbf{M} musí být roven nule. Dodržením těchto podmínek získáme disperzní relaci magnetoakustických vln. Tento tvar je nezávislý na souřadnicové soustavě:

$$[\omega^2 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2] \cdot [\omega^4 - k^2 (v_A^2 + c_s^2) \omega^2 + c_s^2 k^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2] = 0. \quad (2.10)$$

Směr Alfvénovy rychlosti je shodný se směrem magnetického pole \mathbf{B}_0 . Na první pohled je patrné, že magnetoakustické vlny jsou mnohem složitější než vlny zvukové. Pokud bude výraz v první hranaté závorce roven nule, získáme bikvadratickou rovnici popisující úhlovou frekvenci. Jejím řešením pak budou další dva módy magnetoakustických vln, přesněji pomalá vlna (S, Slow) a rychlá vlna (F, Fast). Disperzní relace jednotlivých módů zřejmě jsou: (α je úhel mezi vlnovým vektorem a magnetickým polem, resp. Alfvénovou rychlostí) [19].

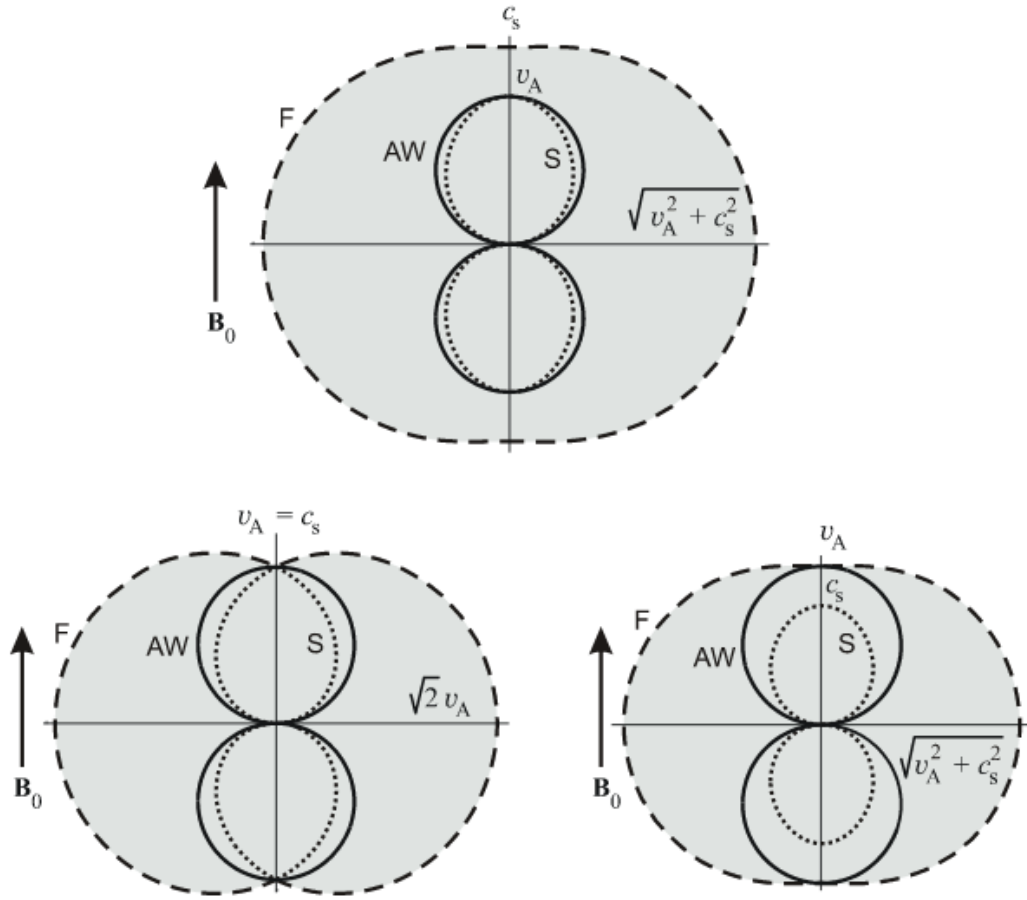
$$\omega_f^2 = \frac{1}{2} k^2 (c_s^2 + v_A^2) - \frac{1}{2} k^2 \sqrt{(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \alpha}, \quad (2.11)$$

$$\omega_s^2 = \frac{1}{2} k^2 (c_s^2 + v_A^2) + \frac{1}{2} k^2 \sqrt{(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \alpha}, \quad (2.12)$$

$$\omega^2 = v_A^2 k^2 \cos^2 \alpha. \quad (2.13)$$

V některé literatuře jsou Alfvénovými vlnami označovány všechny tři zde zavedené módy magnetoakustických vln. U zvukové vlny dochází k přelévání hustoty energie mezi neuspořádanou (tlakovou, p) částí a uspořádanou (kinetickou, $\rho v^2/2$) částí energie. U vlny magnetoakustické je dalším rovnocenným členem hustota energie magnetického pole (magnetický tlak, $p_M = B^2/2\mu_0$). Položíme-li sobě rovny hustotu kinetické energie a magnetický tlak, získáme hodnotu Alfvénovy rychlosti [19].

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \Rightarrow v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (2.14)$$



Obr. 2.5: Polární diagram; na horním obrázku je magnetické pole slabé, tudíž převládá dynamický tlak c_s . Na spodním obrázku vlevo je dynamický tlak v rovnováze s tlakem magnetickým. Pravý obrázek pak zobrazuje převahu magnetického tlaku. Převzato z [19].

Z rovnic (2.11) (2.12) (2.13) pak lze dostat předpis pro fázové rychlosti módů:

$$v_{Sf}^2 = \frac{1}{2}(c_s^2 + v_A^2) - \frac{1}{2}\sqrt{(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \alpha}, \quad (2.15)$$

$$v_{Ff}^2 = \frac{1}{2}(c_s^2 + v_A^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \alpha}. \quad (2.16)$$

$$v_{Af}^2 = v_A^2 \cos^2 \alpha. \quad (2.17)$$

Dosazením úhlu $\alpha = 0$ do těchto rychlostí pak získáme rychlost ve směru magnetického pole \mathbf{B}_0 . Ve směru pole si Alfvénova vlna svoji rychlost zachová. U vlny pomalé dochází k za-

chování pouze minimální složky rychlosti Alfvénovy a rychlosti zvuku, oproti tomu u rychlé vlny se maxima složky Alfvénovy i rychlosti zvuku zachovávají.

U druhého případu dosazujeme úhel $\alpha = \pi/2$. Výsledkem je poté u Alfvénovy vlny a pomalé vlny složka rychlosti rovná nule. Pouze u vlny rychlé je složka rychlosti rovna $\sqrt{(v_A^2 + c_s^2)}$.

Vše je dobře patrné z obrázku (2.5), kde je znázorněn polární diagram všech tří módů. Tento diagram rovněž slouží k zobrazení tvaru jednotlivých vlnoploch.

Kapitola 3

Numerický kód FLASH

FLASH je veřejně dostupný, vysoce modulární kód, který byl vyvinut jako rozšiřovatelný systém. FLASH se skládá ze vzájemně ovladatelných modulů, které lze libovolně kombinovat dle potřeby. Díky této architektuře lze vytvořit jedinečné podmínky pro výpočty. Jednoduchý a elegantní mechanismus umožňuje přizpůsobení kódu bez nutnosti zásahu do hlavního jádra. Vestavěný testovací modul poté spouští různé regresní testy, které ověřují stabilitu a funkčnost celého systému. FLASH je založen na jazyku Fortran a poprvé byl vydán v roce 1998. Od té doby proběhlo mnoho aktualizací a vylepšení. Aktuální verze nese označení FLASH 4.5.

Program FLASH je dostupný pouze pro operační systém LINUX. Instalace i samotné zprovoznění programu FLASH není vůbec jednoduché, vyžaduje instalaci mnoha dalších modulů a programů, které se musejí vzájemně spárovat. Pro účely instalace tak vznikl manuál, podle kterého dokáže skrze terminál OS Linux nainstalovat FLASH i uživatel neznalý tohoto operačního systému.

Existuje samozřejmě mnoho dalších jazyků používaných k výpočtům. Některé z nich mají svůj základ na programovacím jazyku C [15].

3.1 Užití FLASH kódu ve fyzice

V tomto odvětví se nachází mnoho fyzikálních aplikací, u kterých byl využit FLASH kód:

- Hydrodynamika + magnetohydrodynamika

- Stavové rovnice: ideální plyn, degenerace ionizovaného plazmatu
- Tepelná výměna vedením, tepelná výměna zářením, tepelná výměna prouděním
- Opacita
- Jaderné spalování
- Rozložení a působení gravitace
- Magnetická rezistivita a vodivost
- Protonová radiografie a Thomsonův rozptyl

Široké uplatnění programu FLASH můžeme najít také v chemii.

3.2 Numerický model

Snad ve všech modelech ve sluneční fyzice se vyskytuje plazma. Aby bylo možné tyto úlohy řešit, musíme si zadefinovat sadu rovnic, které pak budou při výpočtech užity. V našem případě je plazma popsáno sadou ideálních magnetohydrodynamických rovnic [16, 17, 21].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{S}, \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.5)$$

Kde ρ je hustota hmoty, \mathbf{v} rychlost toku, p je tlak plynu a \mathbf{B} označuje magnetické pole. Energie plazmatu je poté definována jako:

$$U = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho}{2} \mathbf{v}^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (3.6)$$

kde γ je adiabatický koeficient a je roven 5/3. Vektor toku označujeme písmenem \mathbf{S} a vyjadřujeme jako:

$$\mathbf{S} = \left(U + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}. \quad (3.7)$$

Magnetohydrodynamické rovnice (3.1) – (3.5) poté transformujeme do tvaru zachování toku:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\psi)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\psi)}{\partial y} = 0. \quad (3.8)$$

Dále pak rovnici řešíme numericky. Vektor ψ ve dvoudimenzionálním tvaru je poté vyjádřen takto:

$$\psi = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ B_x \\ B_y \\ U \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Více informací o vektorových funkcích $\mathbf{F}(\psi)$ a $\mathbf{G}(\psi)$, které jsou velmi složité, lze najít např. v knize [16, 17].

3.3 Počáteční podmínky

Náš numerický model popisuje gravitačně rozvrstvenou sluneční atmosféru, ve které se pohyb plazmatu popisuje časově závislými 2D MHD rovnicemi. V užitém programu FLASH [15] jsou to MHD rovnice (3.1) – (3.5), zde ρ je hustota, \mathbf{v} je rychlost, \mathbf{B} značí magnetické pole, $\mathbf{g} = [0, -g_{\odot}, 0]$ je gravitační zrychlení, kde $g_{\odot} = 274 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.

Pro simulaci jsme použili 2D box se šířkou $x = 20$ Mm a výškou $y = 15$ Mm. Prostorové rozlišení numerické mřížky je závislé na metodě AMR a jejím nastavení úrovně vyhlazování bloků – přičemž hodnota byla nastavena na 7. V oblasti simulace se nachází 5706 bloků, z čehož se každý blok skládá z 8×8 numerických buněk, což odpovídá 365 184 buněk, nejmenší prostorové rozlišení je 3,9 km. Na všech hranicích buněk se nastavují hodnoty veličin do jejich rovnovážných stavů za použití pevně stanovených, časově fixních okrajových podmínek. Toto má za následek minimum numerických odrazů a chyb ve vlnovém signálu.

Do takto připraveného boxu jsme umístili dva počáteční body P_1 a P_2 , jejichž souřadnice jsou: $x_p^1 = -8,5$ Mm, $y_p^1 = 2,25$ Mm a $x_p^2 = 8,5$ Mm, $y_p^2 = 2,25$ Mm. Tyto body sloužily jako tzv. „footpointy“ generované smyčky a byla v nich ve stejný čas ($t = 0$) provedena změna hustoty.

Většina kódů v programu FLASH má uvnitř jednotku Grid, která se zabývá implementací okrajových podmínek – Grid Boundary Conditions. Změna počátečních podmínek je pro uživatele velmi příjemná, měnit totiž musíme pouze jednu veličinu typu string ve složce flash.par, přičemž program si sám dohledá potřebná data ve své vnitřní struktuře. Pokud chceme měnit konstanty typu integer, lze to provést ve složce constants.h. Komunikaci mezi constants.h a flash.par pak provádí RuntimeParameters_mapStrToInt.

Periodické podmínky – jsou základním typem podmínek, box je obklopen svými kopiemi. Pokud tok opustí simulační box, objeví se opět na hranici boxu, který se nachází ve směru toku.

Podmínky typu „reflect“ – tok, který se dostane na hranici, je odražen na základě změny znaménka jeho orientace.

Podmínky typu „outflow“ – počáteční podmínky s nulovým gradientem, dovolují toku opustit simulační box.

Podmínky typu „diode“ – vychází z podmínek typu „outflow“, ale jsou vylepšeny tak, aby tok, který prochází hranicí boxu, se již nemohl vrátit zpátky. Princip této ochrany spočívá v tom, že v tzv. „guard“ buňkách je kontrolován směr rychlosti, pokud vede směrem do boxu, je velikost rychlosti nastavena na nulovou. Tento proces je výhodný z hlediska odstínění našeho boxu od jeho okolí.

Pokud by nám nevyhovovaly žádné z těchto předdefinovaných podmínek, lze si samozřejmě

nadefinovat svoje vlastní. Jako string parametr zadáme „user“ a v constants.h posléze můžeme libovolně upravit vše, co chceme. Více o tomto nastavení i o dalších typech podmínek lze najít v manuálu k programu FLASH, který je volně ke stažení na internetových stránkách tohoto programu [15].

3.4 AMR

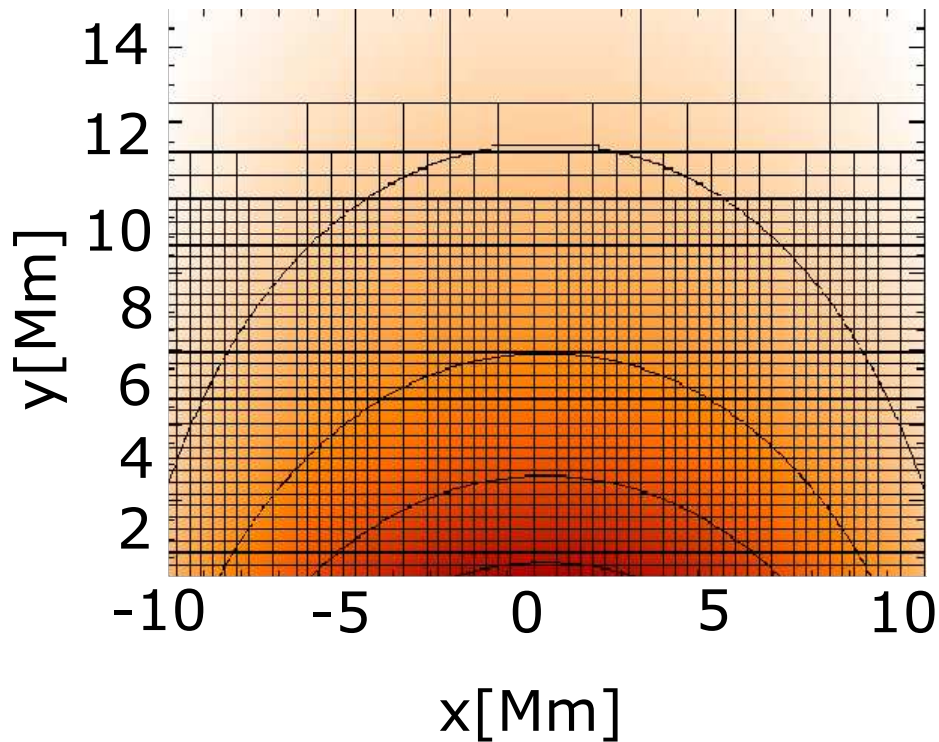
Velká část numerických výpočtů se provádí s užitím předem nastavené a během výpočtu konstantní mříže. Mnoho problémů však nevyžaduje jednotnou přesnost v každém bodu sítě. Naopak lepších výsledků lze dosáhnout, když se zaměří větší přesnost a rozlišení na specifické oblasti, na úkor jiných, méně důležitých. Proto byla vyvinuta metoda Adaptive Mesh Refinement, zkráceně AMR. AMR poskytuje dynamické programovatelné prostředí, kde lze řídit přesnost a rozlišení daného výpočtu a následného vykreslení. Hlavní výhody AMR oproti statické mříži tedy jsou:

- Úspora výpočetního výkonu
- Úspora výpočetního času
- Menší velikost souborů - úspora úložného prostoru
- Kontrola nad rozložením a rozlišením sítě

Na obrázku (3.1) je vidět, že mříž se zaměří pouze na spodek obrázku, na tomto místě se nachází rozložení magnetického pole.

3.5 Paralelní výpočty

FLASH využívá knihovnu MPI (Message Passing Interface), která umožňuje podporu paralelního řešení výpočetních problémů. Účelem této knihovny je vytvoření virtuální topologie a funkce, která zajistí synchronizaci a komunikaci mezi jednotlivými procesy. Pro nejlepší výsledek je pak nutné, aby každému procesu bylo přiděleno samostatné jádro procesoru.



Obr. 3.1: Zobrazení magnetického pole se zapnutou mřížkou AMR.

Jak si můžeme povšimnout v části zdrojového kódu, viz níže, k výpočtu úlohy je využíváno čtyř jader procesoru. Hodnota je nastavována ve scriptu v řádce `mpiexec -np 4`. Na druhém využívaném počítači jsme měli k dispozici dvanáctijádrový procesor, tudíž byla většina časově náročných výpočtů směřována právě tam.

```
./setup magnetoHD/sunspot_sym_two_pulses -auto -2d +usm
-site krystof_pc -maxblocks=5000 -noclobber
cd object
make -j 20
#./flash3
#mpdboot
mpiexec -np 4 ./flash4
```

Kapitola 4

Numerické simulace

4.1 Magnetická smyčka se dvěma pulzy

Hustota podél smyčky je vztažena k jejímu zakřivení za požadavku, že Lorentzova síla, vznikající díky této odchylce, je vyrovnána vztakovou silou. Tento rovnovážný stav je dále spojen s hydrostatickou rovnováhou a stavovou rovnicí ideálního plynu. Díky tomu zde máme propojení teploty smyčky závislé na jejím zakřivení. Změnou geometrie smyčky tak můžeme docílit jejího ochlazení či ohřevu, to je řešeno číslem d (bezrozměrný poměr vztakové síly vůči Lorentzově síle). Smyčky jsou patrné na obrázku (4.1).

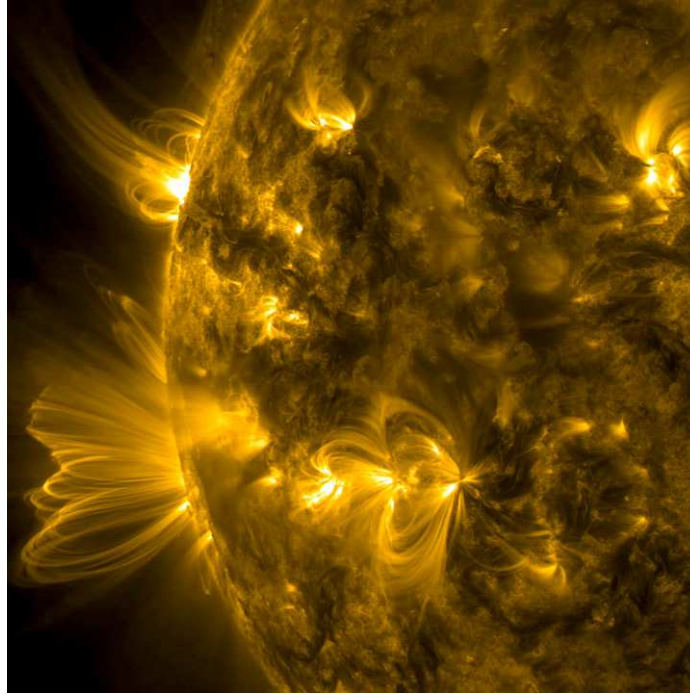
V této smyčce pak vytváříme pulzy v rychlosti, které generují tzv. „sausage” mód, více např. v [20].

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (4.1)$$

$$B_x = -B_0 \sin\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) \exp\left(\frac{y-y_0}{\lambda}\right), \quad (4.2)$$

$$B_y = -dB_0 \cos\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) \exp\left[-d\left(\frac{y-y_0}{\lambda}\right)\right], \quad (4.3)$$

$$B_z = 0. \quad (4.4)$$



Obr. 4.1: Koronální smyčky pozorované sondou SDO [26].

Pro výpočet magnetického pole, které je vertikálně orientováno, použijeme funkci magnetického toku $A = [0,0,A_z]$. Pro náš případ byl použit předpis funkce, který vypadal takto:

$$A_z = B_0 \lambda \cos\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) e^{-d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}. \quad (4.5)$$

Rozložení tlaku a hustoty je pak počítáno v závislosti na následujících vztazích [24]:

$$p(x,y) = p_n(y) - \frac{1}{\mu_0} \left[\int_{-\infty}^x \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} \frac{\partial A_z}{\partial x} dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (4.6)$$

$$\rho(x,y) = \rho_n(y) + \frac{1}{\mu_0 g} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\int_{-\infty}^x \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} \frac{\partial A_z}{\partial x} dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{\partial A_z}{\partial y} \nabla^2 A_z \right\}. \quad (4.7)$$

Nejprve si vypočítáme jednotlivé derivace pro vektorovou funkci A_z :

$$\frac{\partial A_z}{\partial x} = -B_0 \sin\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) e^{-d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} = -dB_0 \cos\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) e^{-d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}, \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} = -\frac{B_0}{\lambda} \cos\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) e^{-d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} = \frac{B_0}{\lambda} d^2 \cos\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) e^{-d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}, \quad (4.11)$$

$$\nabla^2 A = \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} = \frac{B_0}{\lambda} (d^2 - 1) \cos\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) e^{-d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}. \quad (4.12)$$

Dále pak pomocný integrál:

$$\int_{-\infty}^x \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx = \frac{B_0^2 d^2}{2} \cos^2\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) e^{-2d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}. \quad (4.13)$$

Dosazením jednotlivých pomocných výpočtů do rovnice (4.6) z článku [25] tak získáme nový vztah pro rozložení tlaku v pracovní oblasti. Jeho předpis je následující:

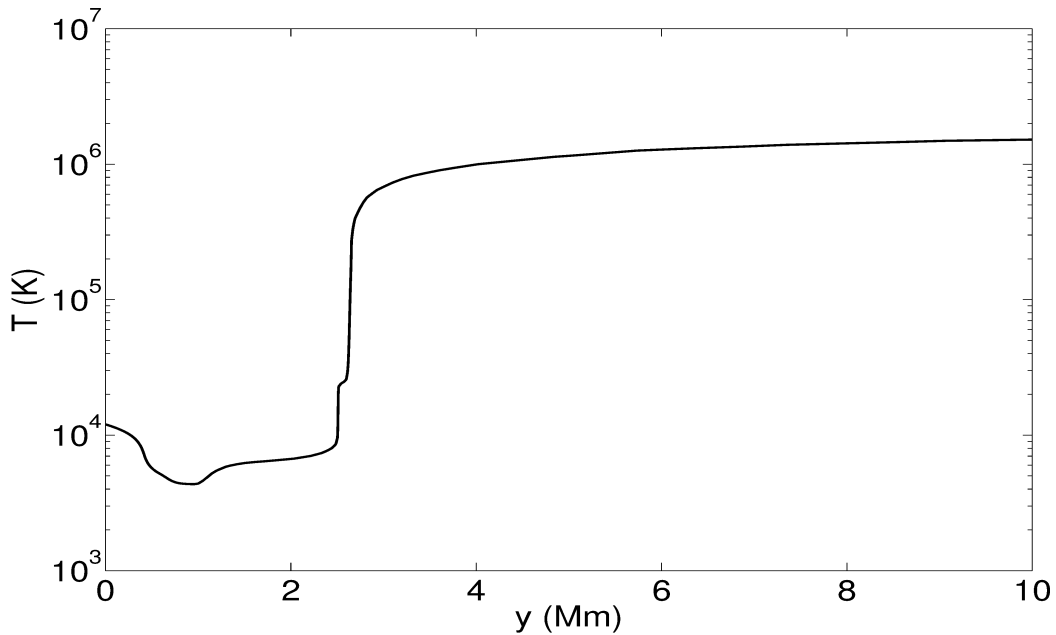
$$p(x,y) = p_n(y) - \frac{B_0^2 d^2}{2\mu_0} \left[1 + (d^2 - 1) \cos\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right)^2 \right] e^{-2d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}. \quad (4.14)$$

Stejným způsobem, jen s využitím rovnice (4.7), získáme vztah pro rozložení hustoty v pracovní oblasti:

$$\rho(x,y) = \rho_n(y) - \frac{B_0^2}{\mu_0 g \lambda} d \cdot e^{-2d\left(\frac{y-y_r}{\lambda}\right)}. \quad (4.15)$$

Touto modifikací jsme získali možnost upravovat geometrický tvar smyčky. Ten můžeme měnit za pomoci parametru d . Měli bychom ho však volit s rozmyslem. Osvědčilo se vybírat mezi hodnotami 0,75 a 1,25. Pro parametry rovny 0,5 a 1,5, které jsme taktéž testovali, se simulace spustí a chvíli běží. Později však ohlásí chybu a ukončí se.

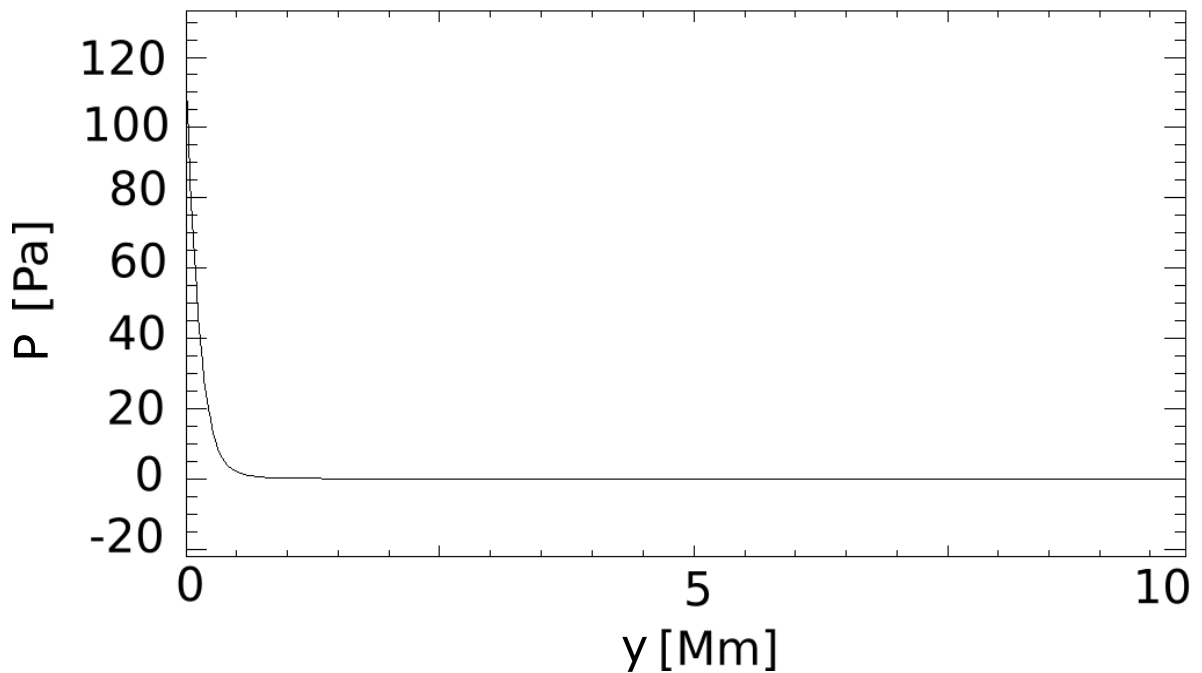
Teplotní profil se nachází na obr. (4.2), parametr $d = 1$.



Obr. 4.2: Teplotní profil, $T(y)$ je v logaritmické škále a je funkcí výšky y ve sluneční atmosféře.

Na vrcholu fotosféry, která odpovídá výšce $y = 0,5$ Mm, je teplota $T(y) = 5700$ K. S narůstající výškou y teplota klesá na minimální hodnotu $T(y) = 4350$ K ve výšce $y \approx 0,95$ Mm. Dále si můžeme povšimnout, že teplota začne opět pomalu narůstat, a to až do výšky $y = 2,7$ Mm, kde se nachází přechodová oblast. Zde dochází ke skokovému nárůstu teploty $T(y) = 1,5$ MK při výšce $y = 10$ Mm, což je hodnota typická pro sluneční korónu.

Vertikální řez tlaku na začátku simulace se nachází na obr. (4.3), parametr $d = 1$.

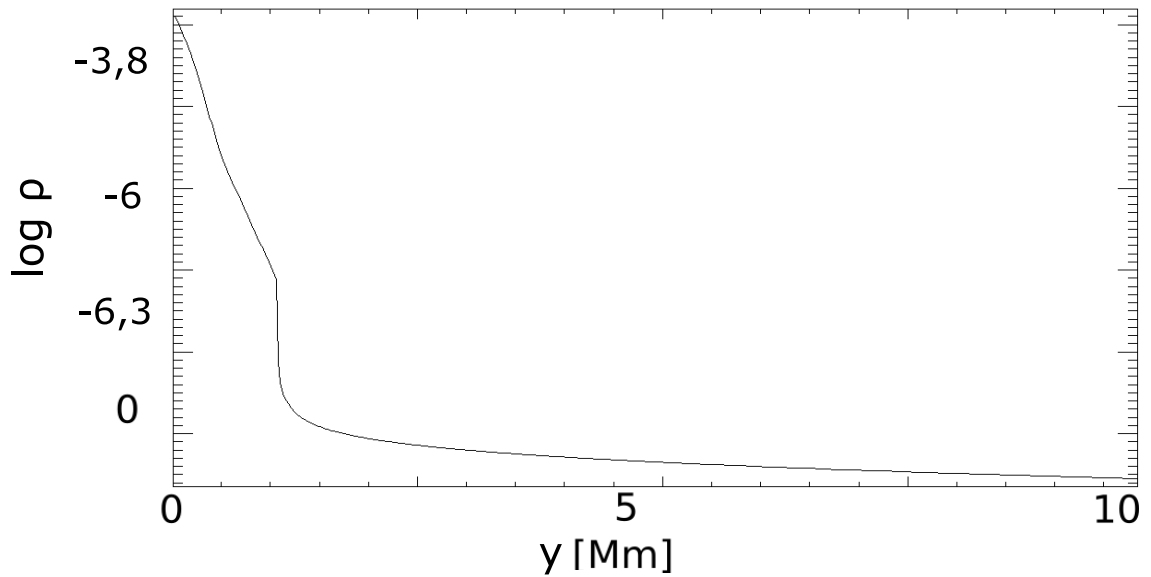


Obr. 4.3: Rozložení tlaku v pracovní oblasti na počátku výpočtu $t = 0$.

V našem případě generujeme dva pulzy, které vytváříme změnou hustoty v počátečních bodech. Tyto body jsou stejné pro všechny tři případy parametru d . Počáteční rychlost pulzu je stanovena vztahem (4.16). Z obrázků (4.6) (4.11) (4.16) je vidět, že pulz se šíří podél magnetické siločáry. Magnetický potenciál celého boxu je dán funkcí A_z (4.5), konkrétně je pak magnetický potenciál upravován změnou parametru d . Oba pulzy se pohybují směrem vzhůru ve směru osy y . Na vrcholu pulzu dochází ke srážce obou pulzů a jejich interakci. Tento jev je doprovázen vlněním, které prostupuje do vyšších vrstev koróny. V tomto místě také dochází k nárůstu teploty vlivem interakce pulzů. Následně pulzy pokračují po křivce k počátečním souřadnicím, kde dochází k jejich odražení a celý proces se opakuje.

$$v_x = -A_0 \frac{x}{\lambda_x} e \left[- \left(\frac{x}{\lambda_x} \right)^2 \right] e \left[- \left(\frac{y - L_p}{\lambda_y} \right)^2 \right]. \quad (4.16)$$

Vertikální řez hustoty na začátku simulace je zobrazen na obr. (4.4), parametr $d = 1$.



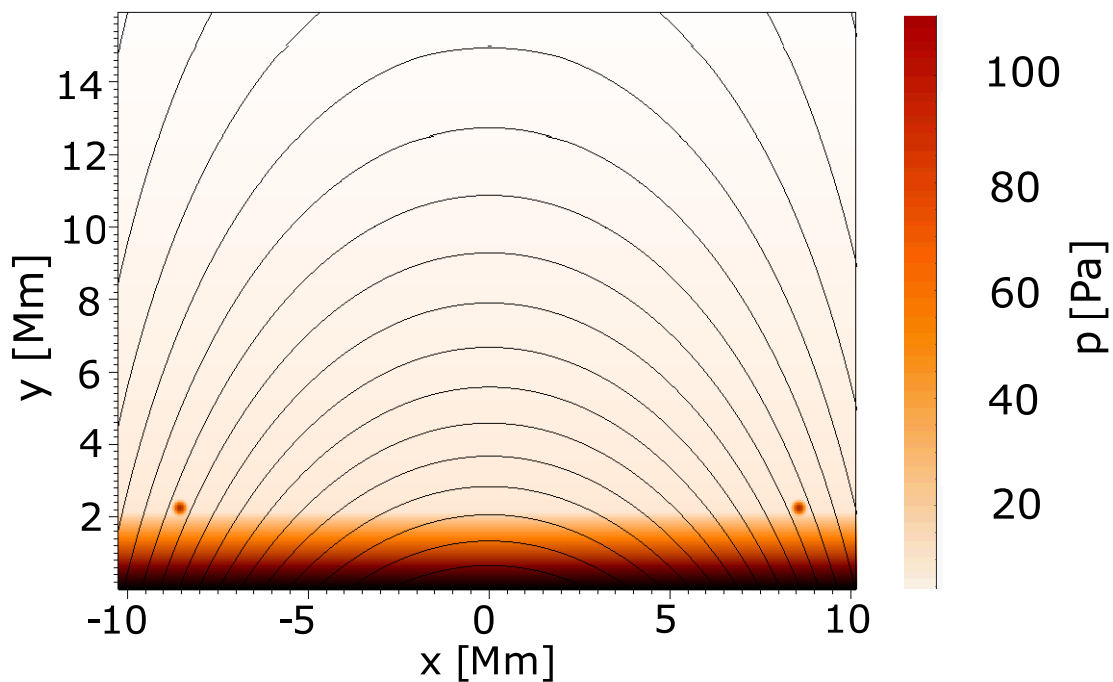
Obr. 4.4: Rozložení hustoty v pracovní oblasti na počátku výpočtu $t = 0$.

4.2 Numerický výpočet pro parametr $d = 0,75$

Rozložení tlaku na začátku simulace $t = 0$ pro smyčku s parametrem $d = 0,75$ je zobrazeno na obrázku (4.5).

Magnetická struktura se v tomto případě nejvíce podobá X-bodu. Topologie siločar tak připodobňuje stav před rekonexí magnetického pole. Z obrázků je patrné, že ihned po vygenerování pulzu dochází k vychýlení siločar oproti původní poloze o více než 1,5 Mm. Prvotní pohyb celé topologie, který je na ose y se vyvíjí záporným směrem.

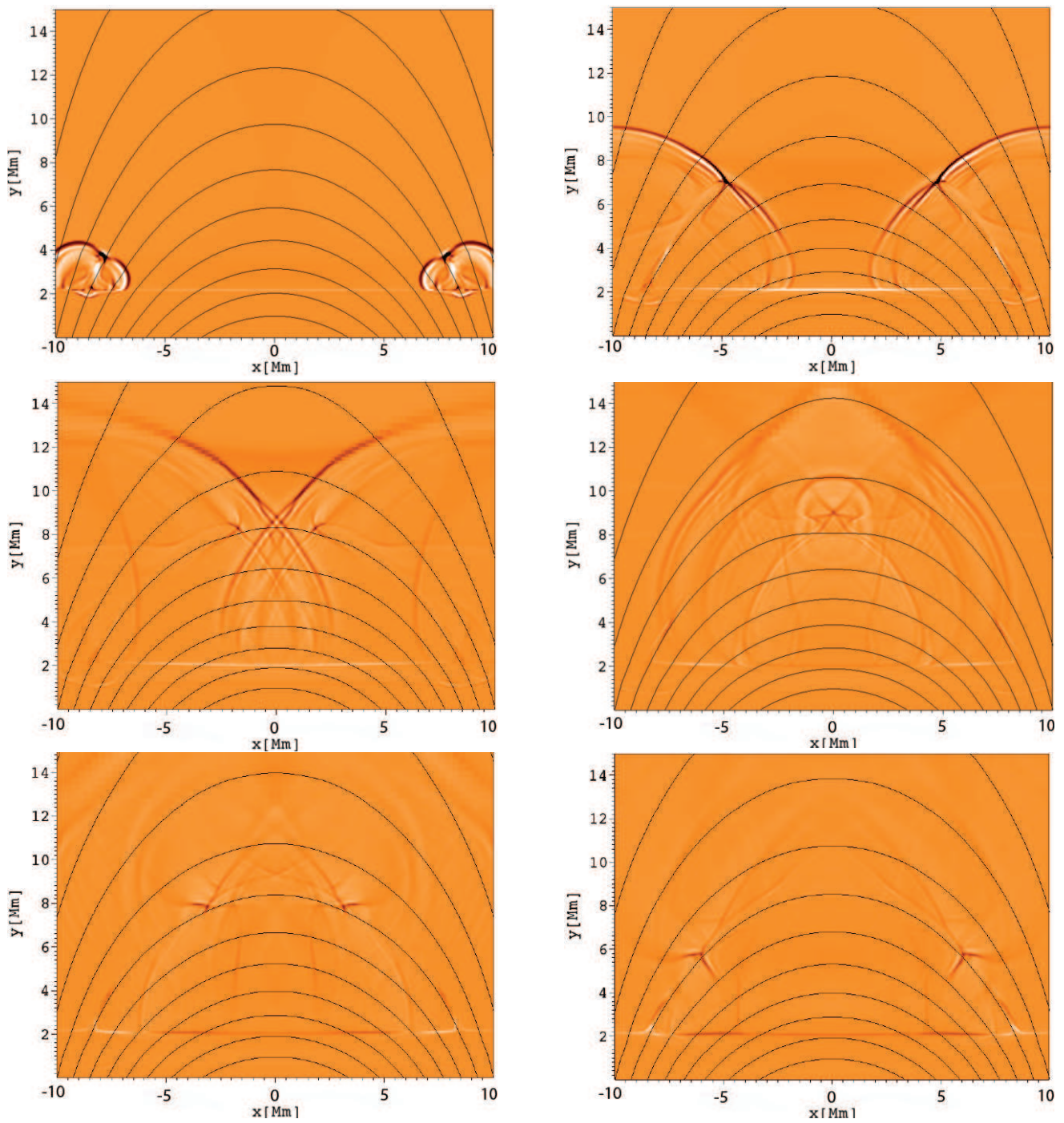
Parametr d nám mění hustotu a zakřivení magnetických siločar s čímž je spjata i rychlost generovaného pulzu viz rovnice pro rychlou vlnu (2.16). Pro tento případ je magnetické pole nejslabší a je pěkně vidět že i šířící se vlna je zde nejpomalejší. Z obrázků (4.6) je patrné že v čase $t = 10$ s je pozice vlny ve směru osy $y \approx 4,2$ Mm. Za povšimnutí stojí i tvar čela vlny, který je odlišný od ostatních případů. V tomto případě je čelo zdeformované, což by mohlo mít za následek horší hydrodynamické vlastnosti vlny, a ovlivnit tím i její průchodnost prostředím. Tím by se vysvětlovalo i rychlý útlum vlny v tomto případě.



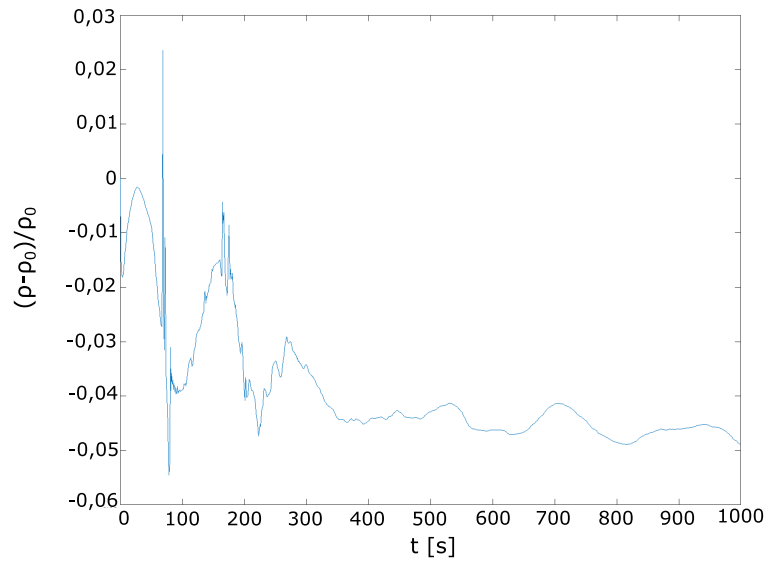
Obr. 4.5: Rozložení tlaku v pracovní oblasti na počátku výpočtu $t = 0$ s pro smyčku s parametrem $d = 0,75$.

Na obrázku (4.7) kde vidíme vývoj změny hustoty v čase je zaznamenán velký peak v čase $t \approx 90$ s. Právě v tomto čase se prolnou oba pulzy a dochází k mohutnému rozkmitu celé topologie. U tohoto případu hustotní vlny velice rychle odezní, v podstatě už po prvním odrazu není vidět téměř nic. Pravděpodobně by tlumení mohlo být podpořeno právě magnetickým polem, které se pohybuje proti směru odraženého pulzu. Zajímavé je, že u tohoto případu dochází k nejlepšímu šíření vln v horizontálním směru, v porovnání s ostatními parametry.

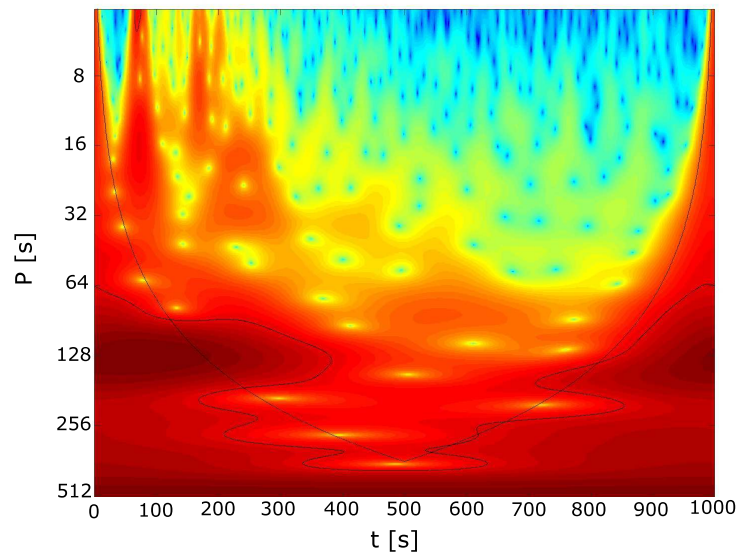
Z obrázku (4.9) se nám podařilo určit i Periodu kmitů, která má hodnotu $p_I = 132$ s. Tyto data jsme získali díky waveletové analýze signálu, jak je vidět na obrázku (4.8).



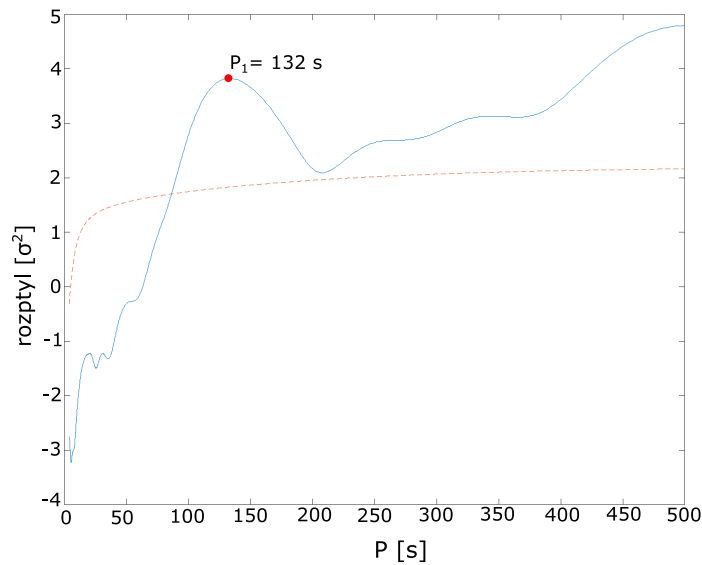
Obr. 4.6: Časový vývoj změny hustoty, černé čáry zobrazují magnetické pole. Časy obrázků: levý horní $t = 10$ s, pravý horní $t = 40$ s, levý střední $t = 70$ s, pravý střední $t = 100$ s, levý spodní $t = 130$ s, pravý spodní $t = 160$ s + QR kód s odkazem na video ze simulace.



Obr. 4.7: Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$ v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 0,75$.



Obr. 4.8: Waveletová analýza oscilací vrcholu smyčky získané v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 0,75$.



Obr. 4.9: Perioda oscilací smyčky získaná z waveletové analýzy. Parametr $d = 0,75$.

4.3 Numerický výpočet pro parametr $d = 1,0$

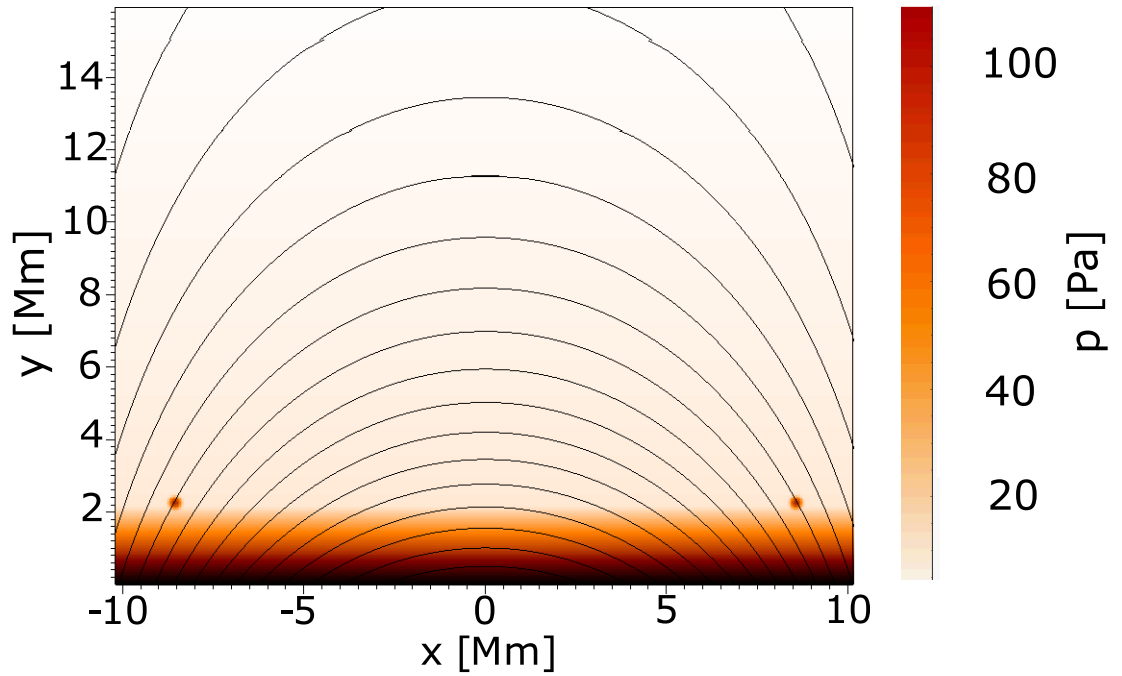
Rozložení tlaku na začátku simulace $t = 0$ pro smyčku s parametrem $d = 1$ je zobrazeno na obrázku (4.10).

Stav s parametrem $d = 1$ je v podstatě smyčka bez modifikace. Rozkmit topologie magnetických siločar je nepatrný, pohybuje se řádově v desetinách Mm. Další odchylka oproti předchozímu videu je ve začátečním směru pohybu siločar, který je naopak v kladném směru osy y . Oproti stavu $d = 0,75$ je zde pulz patrný delší dobu. Příčina by mohla být opět v magnetickém poli, které se téměř nepohybuje, a tudíž zde nedochází k tlumení. Pozorovat zde můžeme rázovou vlnu vytvořenou prvotním pulzem. Tato vlna se šíří do všech směrů.

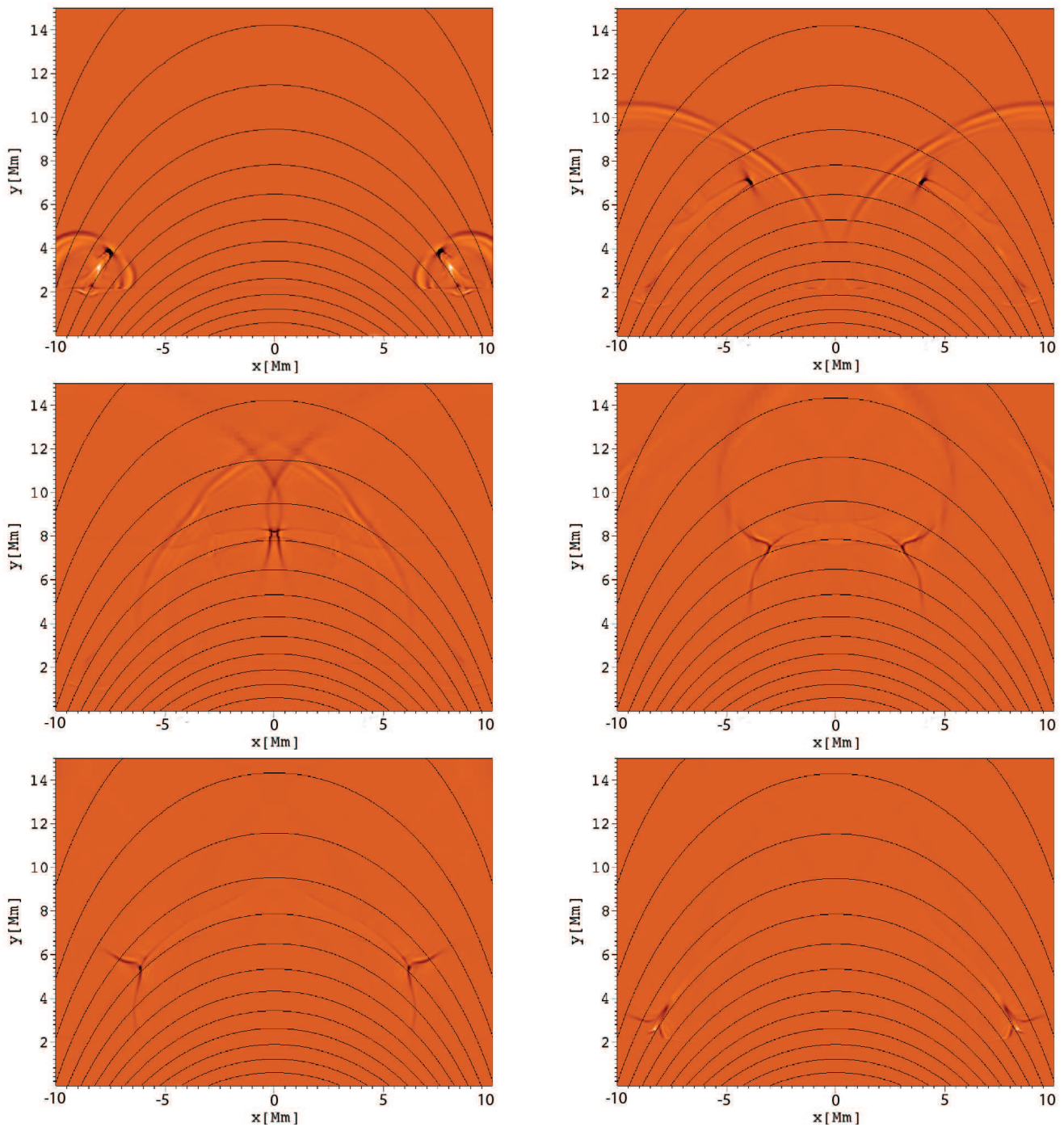
Magnetické pole je v tomto případě silnější, než bylo, pro parametr $d = 0,75$, šířící se vlny tudíž musejí být rychlejší. To je vidět na obrázku (4.11), kde v čase $t = 10$ s je pozice vlny ve směru osy $y \approx 4,8$ Mm. Čelo této vlny má kulový tvar bez viditelných deformací.

Podobně jako u předchozího případu i zde dochází k velkému výkyvu ve změně hustoty v čase $t = 65$ s. Příčinou je opět srážka vln. Zde vidíme, že vlny se srazili dříve než v

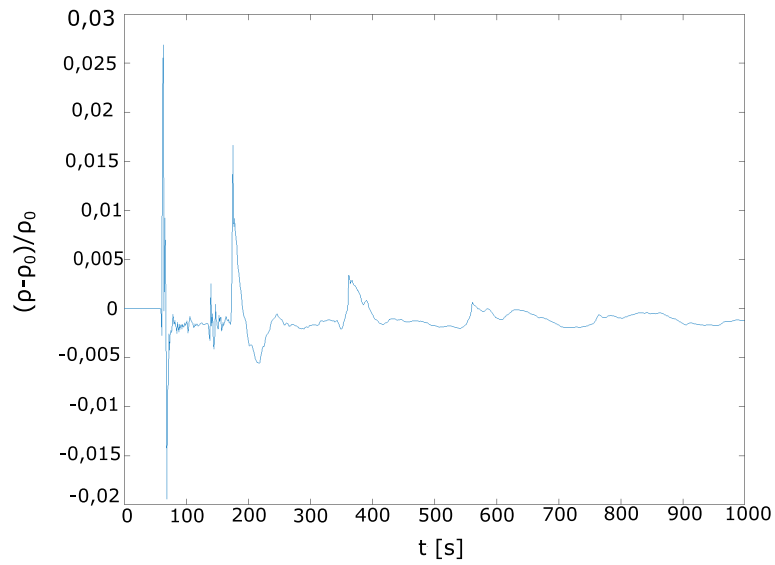
předchozím případě, což jasně odpovídá vyšší rychlosti vln způsobené vlivem vyššího magnetického pole. Periody určené z obrázku (4.13) jsou celkem tři a jejich hodnoty jsou vůči sobě přibližně dvojnásobné.



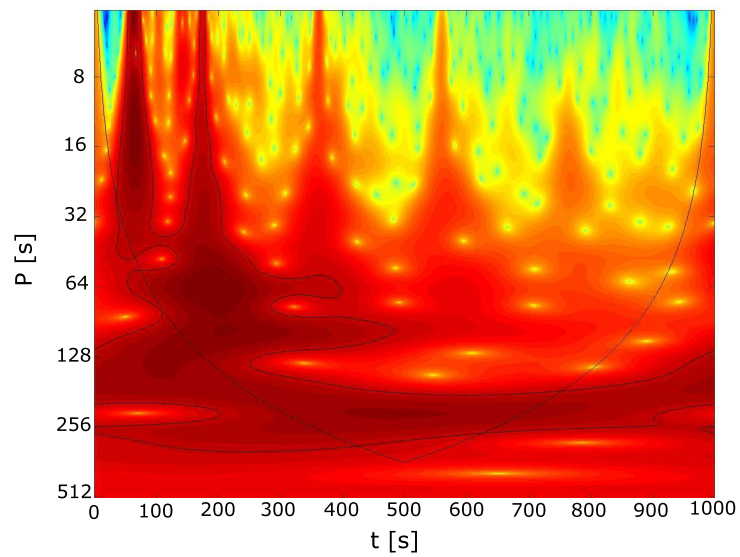
Obr. 4.10: Rozložení tlaku v pracovní oblasti na počátku výpočtu $t = 0$ s pro smyčku s parametrem $d = 1$.



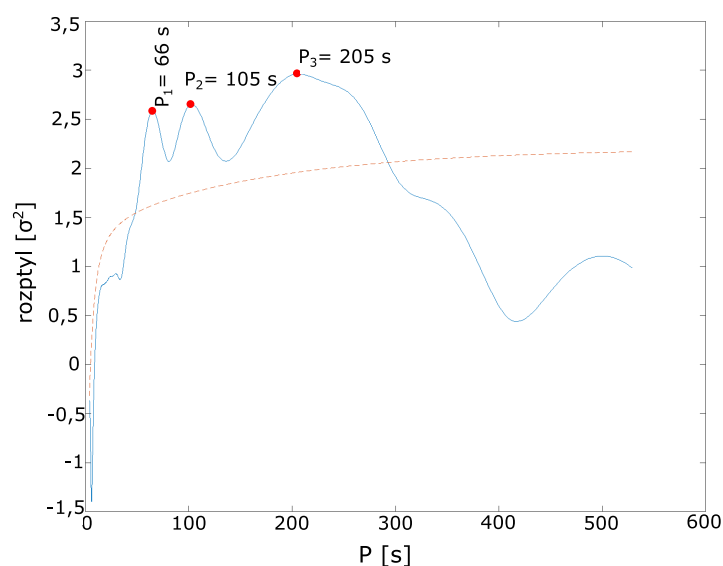
Obr. 4.11: Časový vývoj změny hustoty, černé čáry zobrazují magnetické pole. Časy obrázků: levý horní $t = 10$ s, pravý horní $t = 40$ s, levý střední $t = 70$ s, pravý střední $t = 100$ s, levý spodní $t = 130$ s, pravý spodní $t = 160$ s + QR kód s odkazem na video ze simulace.



Obr. 4.12: Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$ v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 1$.



Obr. 4.13: Waveletová analýza oscilací vrcholu smyčky získané v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 1$.



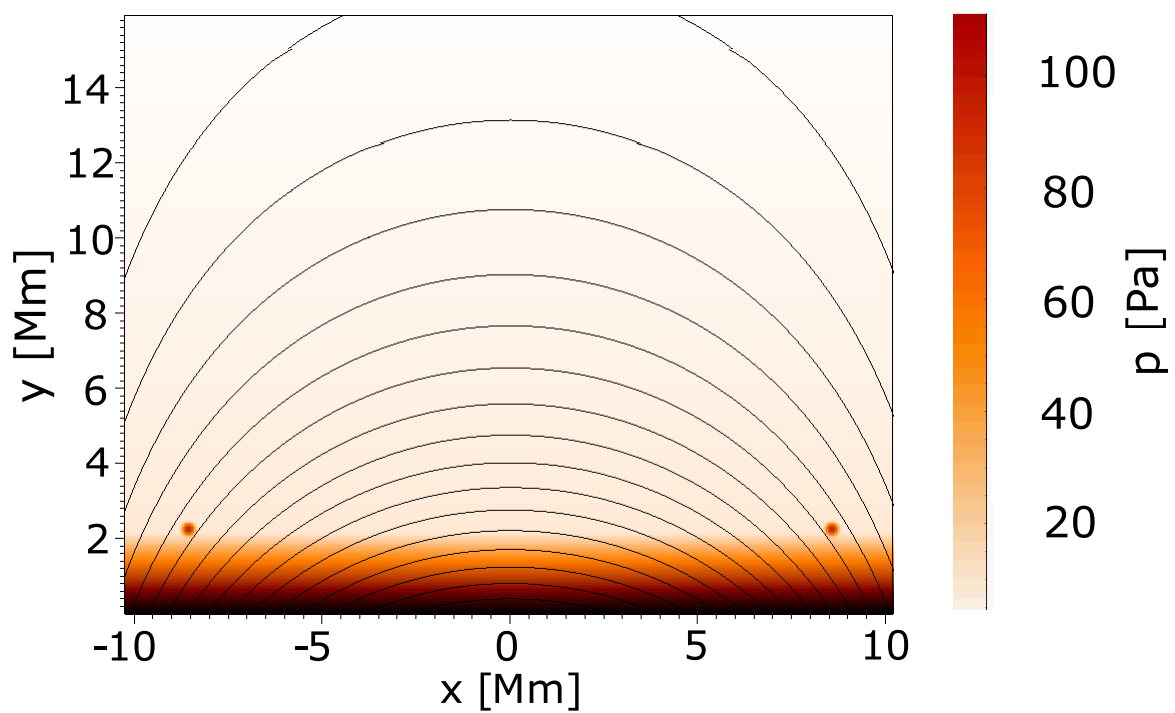
Obr. 4.14: Perioda oscilací smyčky získaná z waveletové analýzy. Parametr $d = 1$.

4.4 Numerický výpočet pro parametr $d = 1,25$

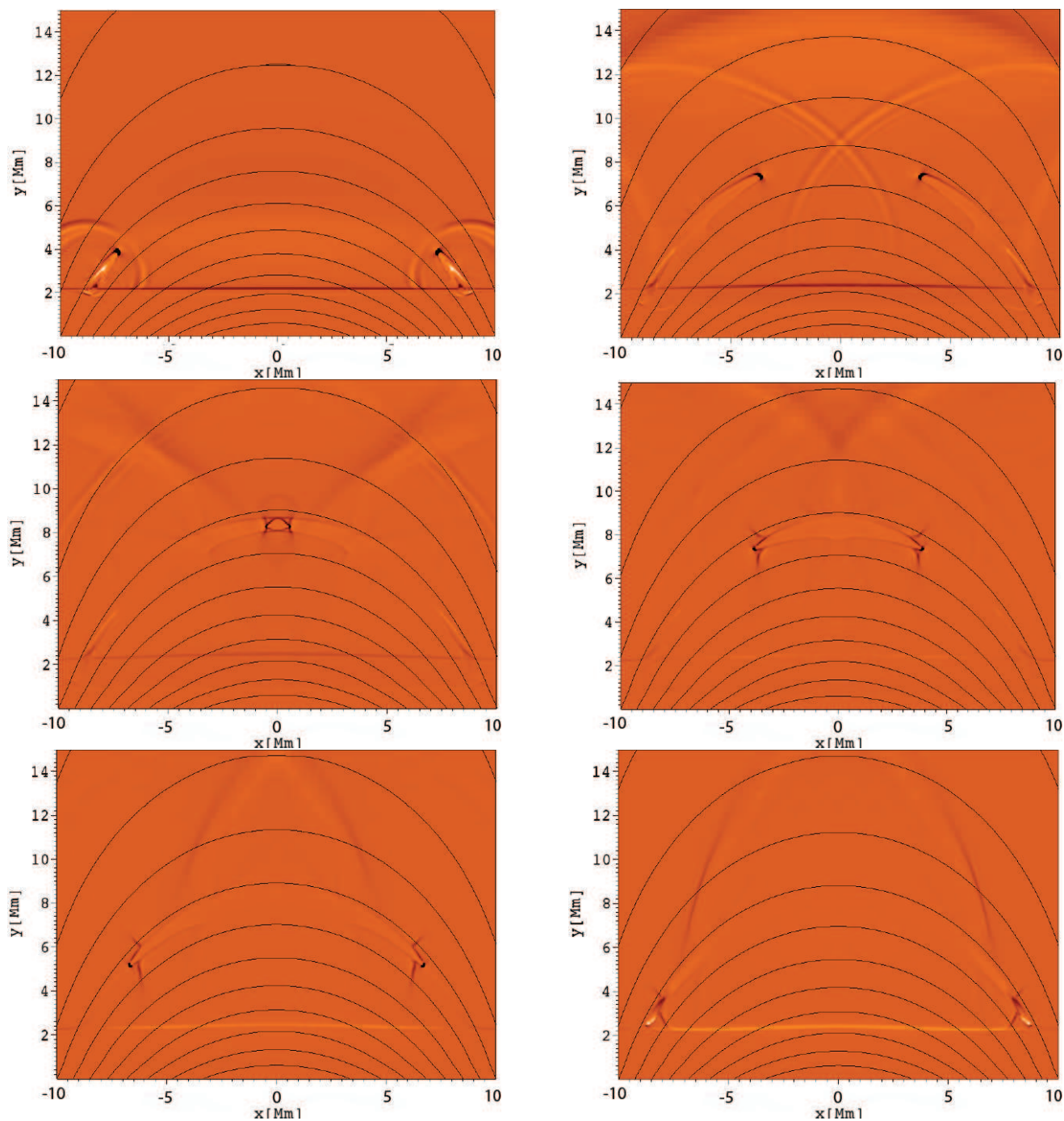
Rozložení tlaku na začátku simulace $t = 0$ pro smyčku s parametrem $d = 1,25$ je zobrazeno na obrázku (4.15).

Pro parametr $d = 1,25$ je magnetické pole nejsilnější, čemuž odpovídá i největší rychlost vln. Rozkmit vlivem sražení, viditelný na obrázku (4.17), je zde patrný již kolem $t = 45$ s. Na obrázku (4.11), v čase $t = 10$ s, je pozice vlny ve směru osy $y \approx 5,2$ Mm. Čelo vlny je stejné jako v případě s parametrem $d = 1$. Periody určené pro tento případ jsou dvě, viz obr (4.19).

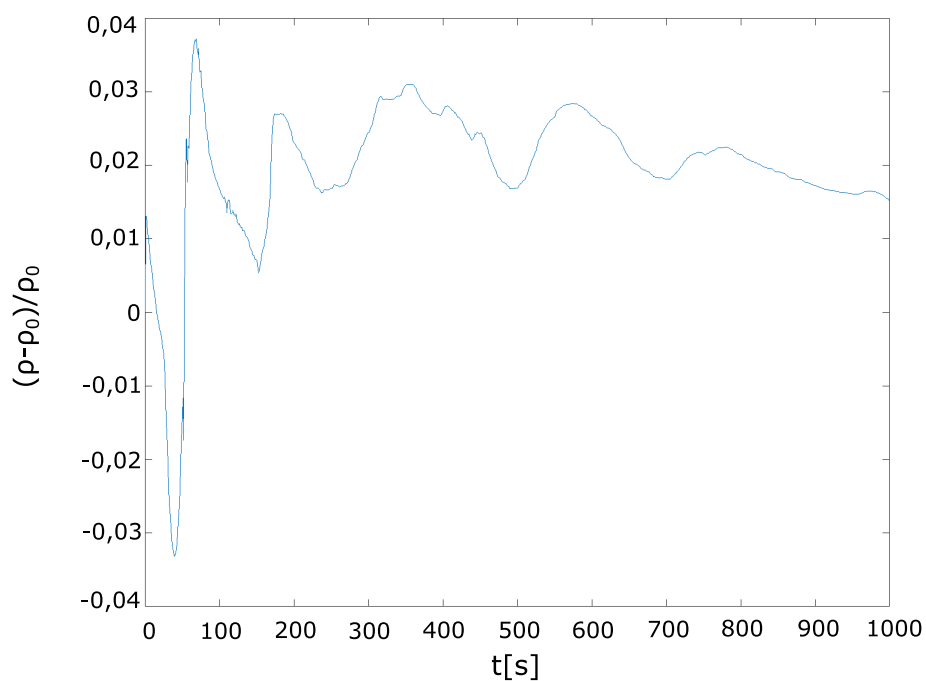
U tohoto případu dochází k největší výchylce siločar, a to až o 2 Mm. Prvotní směr výchylky je stejný jako u případu nemodifikované smyčky s parametrem $d = 1$, směřuje v kladném smyslu osy y . V této simulaci vidíme i nejmenší tlumení pulzu, ten je lehce patrný i po třetím odrazu. Z pohybu celé magnetické struktury usuzujeme, že vlny pohybující se vertikálním směrem, by se mohly dostat nejvýš ze všech tří simulovaných případů.



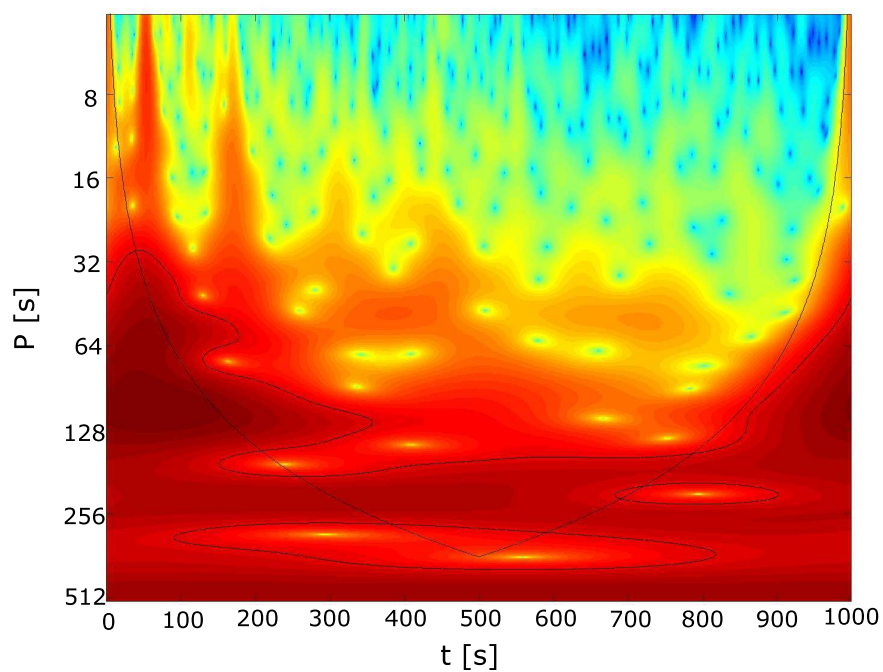
Obr. 4.15: Rozložení tlaku v pracovní oblasti na počátku výpočtu $t = 0$ s pro smyčku s parametrem $d = 1,25$.



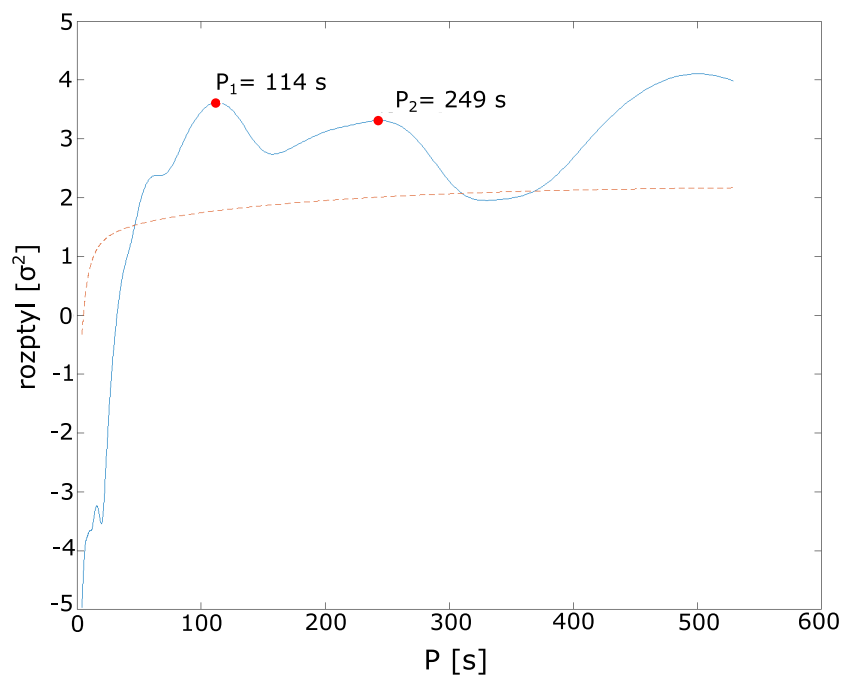
Obr. 4.16: Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$, černé čáry zobrazují magnetické pole. Časy obrázků: levý horní $t = 10$ s, pravý horní $t = 40$ s, levý střední $t = 70$ s, pravý střední $t = 100$ s, levý spodní $t = 130$ s, pravý spodní $t = 160$ s + QR kód s odkazem na video ze simulace.



Obr. 4.17: Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$ v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 1,25$.



Obr. 4.18: Waveletová analýza oscilací vrcholu smyčky získané v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 1,25$.



Obr. 4.19: Perioda oscilací smyčky získaná z waveletové analýzy. Parametr $d = 1,25$.

Kapitola 5

Závěr

Předložená diplomová práce se skládá z teoretické části a parametrické studie. V teoretické části jsou přiblíženy a vysvětleny pojmy týkající se problematiky Slunce a sluneční fyziky. Další nezbytnou částí je kapitola popisující metody ohřevu sluneční koróny. Teoretická část dále seznamuje s programem FLASH, který byl využíván ke spouštění simulací. Parametrická studie vychází primárně z dat získaných numerickými simulacemi. Na začátku jsme předložili porovnání počátečních stavů v závislosti na parametru d , následně jsme zjišťovali možný rozsah změny parametru d . Ideálním rozsahem se pak zdály být hodnoty mezi $d = 0,75$ a $d = 1,25$. Čísla pod i nad tento rozsah způsobují dosažení nulových hodnot rychlosti zvukové vlny a tím i následné ukončení simulace. V dalším kroku jsme testovali počáteční podmínky simulací. Nejlepší variantou se ukázalo být využití podmínek typu „diode“. Směr ven z boxu je definován jako propustný směr, naopak směr dovnitř boxu je zakázaný, tudíž se vlny po opuštění rozhraní nemohou vrátit. Námi modifikovaná smyčka se více přiblížila tzv. X-bodu, který se nachází u procesu rekonexe magnetických siločar. Magnetická smyčka je vždy součástí struktury při procesu přepojení magnetických siločar při sluneční erupci. Nachází se pod vrstvou Current sheet, což je neutrální proudová vrstva, která je vždy součástí sluneční erupce.

Tvorba této práce pro mne byla velice zajímavou, zároveň však velmi obtížnou. Matematika spojená s touto prací pro mne nebyla úplně snadná, stejně tak jako vyznat se ve zdrojovém kódu zadaného příkladu. Velkým přínosem pro mě bylo setkání a následná diskuse s vědeckými pracovníky z oboru sluneční fyziky na observatoři v Kanzelhöhe a na UNI Graz.

Seznam obrázků

1.1	Hertzsprung-Russellův diagram	9
1.2	Řez Sluncem	12
1.3	Proton - protonová reakce	13
1.4	Granulace	14
1.5	Spikule	15
1.6	Přechodová oblast	16
1.7	Snímek koróny	17
1.8	Hustotní a teplotní rozložení ve sluneční atmosféře	19
2.1	Rekonexe magnetického pole	21
2.2	Standardní model sluneční erupce.	22
2.3	Výron koronální hmoty	23
2.4	Souřadnicový systém	24
2.5	Polární diagram	26
3.1	Zobrazení magnetického pole + AMR	33
4.1	Koronální smyčky pozorované sondou SDO	35
4.2	Teplotní profil	37
4.3	Vertikální řez tlaku	38
4.4	Vertikální řez hustoty	39
4.5	Rozložení tlaku na začátku simulace parametr $d = 0,75$	40
4.6	Časový vývoj změny hustoty $d=0,75$	41

4.7	Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$, parametr $d = 0,75$	42
4.8	Waveletová analýza, parametr $d = 0,75$	42
4.9	Perioda oscilací smyčky, parametr $d = 0,75$	43
4.10	Smyčka s parametrem $d = 1$	44
4.11	Časový vývoj změny hustoty $d=1$	45
4.12	Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$, parametr $d = 1,0$	46
4.13	Waveletova analýza, parametr $d = 1$	46
4.14	Perioda oscilací smyčky, parametr $d = 1$	47
4.15	Smyčka s parametrem $d = 1.25$	48
4.16	Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$, parametr $d = 1.25$	49
4.17	Časový vývoj změny hustoty $\Delta\rho/\rho_0$ v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 1,25$	50
4.18	Waveletová analýza oscilací vrcholu smyčky získané v detekčním bodě $x = 0$ Mm $y = 9$ Mm. Parametr $d = 1,25$	50
4.19	Perioda oscilací smyčky, parametr $d = 1,25$	51

Literatura

- [1] GRYGAR, Jiří, Zdeněk HORSKÝ a Pavel MAYER. Vesmír. Praha: Mladá fronta, 1979. ISBN 23-090-79.
- [2] <https://en.wikipedia.org>
- [3] <https://cs.wikipedia.org>
- [4] <http://www.sun.org>
- [5] <http://solar-center.stanford.edu/>
- [6] <http://pozorovanislunce.eu/slunce/struktura-slunce.html>
- [7] Corfield, Richard (2007). Lives of the Planets. Basic Books. ISBN 978-0-465-01403-3
- [8] Antia, H. M., Bhatnagar, A., Ulmschneider, P.: Lectures on Solar Physics, Springer, Německo, 2003.
- [9] Golub, L., Pasachoff, J. M.: The Solar Corona, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.
- [10] Josip Kleczek. Naše Slunce. Praha: Albatros, 1984. ISBN 13-744-84.
- [11] DRUCKMÜLLER, Miroslav. Total solar eclipse. In: Eclipse photography [online]. Brno, 2010 [cit. 2018-11-07]. Dostupné z: <http://www.zam.fme.vutbr.cz/druck/Eclipse/index.htm>

- [12] JELÍNEK, Petr. Magnetohydrodynamické vlny a oscilace ve sluneční koróně. České Budějovice: Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích, Přírodovědecká fakulta, 2017.
ISBN 978-80-7394-656-2.
- [13] <https://www.aldebaran.cz/>
- [14] <https://phys.org>
- [15] <http://flash.uchicago.edu/site/flashcode/>
- [16] CHUNG, T. J. Computational fluid dynamics. 2nd ed. New York: Cambridge University Press, 2010. ISBN 978-052-1769-693.
- [17] PRIEST, E. R. Solar magneto-hydrodynamics. Hingham, MA: Sold and distributed in the U.S.A. and Canada by Kluwer Academic Publishers, 1984. ISBN 978-90-277-1833-4.
- [18] Aschwanden, M. Physics of the Solar Corona, Springer, Praxis Publ., Chichester, UK, 2004.
- [19] Kulhánek, P.: Úvod do teorie plazmatu, AGA, Praha, 2011.
- [20] Nakariakov, V.M., Verwichte, E., Coronal Waves and Oscillations, Living Rev. Living Rev. Solar Phys., 2,(2005), 3, <http://www.livingreviews.org/lrsp-2005-3>
- [21] Kulsrud, J. M.: Plasma Physics for Astrophysics, Princeton University Press, Princeton, 2005.
- [22] Goossens, M.: An Introduction to Plasma Astrophysics and Magnetohydrodynamics, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2003
- [23] Goedbloed, H., Poedts, S.: Principles of Magnetohydrodynamics, Cambridge University Press, Cambridge, 2004
- [24] Solov'ev, A. A. 2010, ARep, 54, 86

- [25] Jelínek, P., Karlický, M., Van Doorselaere, T., & Bárta, M. (2017). Oscillations Excited by Plasmoids Formed During Magnetic Reconnection in a Vertically Gravitationally Stratified Current Sheet. *The Astrophysical Journal*, 847(2), 98. doi:10.3847/1538-4357/aa88a6
- [26] <https://sdo.gsfc.nasa.gov/gallery/main/item/567>
- [27] <https://sohowww.nascom.nasa.gov/>