

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Tomáš Prosecký

Studium asymetrie profilů spektrálních čar slunečních erupcí

Astronomický ústav Univerzity Karlovy
Vedoucí diplomové práce: RNDr. Pavel Kotrč, CSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Astronomie a astrofyzika

Na tomto místě bych rád poděkoval především RNDr. Pavlu Kotrčovi, CSc. za jeho vedení při vypracování této diplomové práce, dále Doc. RNDr. Petru Heinzelovi, DrSc. a Mgr. Janě Kašparové, PhD. za mnoho cenných rad a připomínek týkajících se slunečních erupcí a modelování profilů spektrálních čar. Mé veliké díky patří Dr. Arkadiuszovi Berlickimu za provedení n-LTE výpočtů užitých v této práci. Děkuji též Yuriji Kupryakovovi a kolegyni Evě Havlíčkové za rady ohledně zpracování pozorovaných dat a používaného programového vybavení. Můj velký dík patří také mým rodičům a mé přítelkyni za jejich všestrannou podporu během mého studia.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne 20. července 2005

Tomáš Prosecký

Obsah

Úvod	5
1 Slunce	7
1.1 Slunce – základní charakteristika	7
1.2 Sluneční magnetismus	10
2 Erupce	13
2.1 „Standardní“ model sluneční erupce	13
2.2 Klasifikace erupcí	16
2.3 CME	17
2.4 Elektromagnetické záření erupce	17
3 Asymetrie profilů spektrálních čar ve slunečních erupcích	18
3.1 Vznik asymetrických profilů spektrálních čar	18
3.2 Předchozí pozorování, scénáře vzniku asymetrií profilů spektrálních čar slunečních erupcí	21
4 Metody užívané ke studiu asymetrií profilů spektrálních čar	25
4.1 Metoda bisektorů	25
4.1.1 Problémy metody bisektorů	26
4.2 Modelování přenosu záření v erupční atmosféře	29
4.2.1 Základní rovnice	30
4.2.2 Rychlosti v non-LTE výpočtech, aproximace užitá k jejich získání	33
5 Zpracování dat	37
5.1 Rádiová a rentgenová data	37
5.2 Optická data	37
5.2.1 Digitalizace a zpracování dat pomocí softwaru IDL	39
5.3 Zpracované erupce, výsledky	42
5.3.1 Získaná rychlostní pole – non-LTE výpočty	45
5.3.2 Získaná rychlostní pole – bisektory	51

6	Diskuze výsledků	55
	Závěr	62
	Obrazová příloha	63
	Literatura	79

Název práce: *Studium asymetrie profilů spektrálních čar slunečních erupcí*

Autor: *Tomáš Prosecký*

Katedra (ústav): *Astronomický ústav Univerzity Karlovy, Praha*

Vedoucí diplomové práce: *RNDr. Pavel Kotrč, CSc., Astronomický ústav Akademie věd ČR, Ondřejov*

e-mail vedoucího: *pkotrc@asu.cas.cz*

Abstrakt: *Spektrální čáry slunečních erupcí mohou vykazovat asymetrické profily. Tento jev může obsahovat informace o rychlostních polích přítomných v různých optických hloubkách a geometrických výškách sluneční atmosféry ovlivněné termálním ohřevem nebo různými netermálními procesy. Spektrální čáry různých prvků zpravidla vznikají v odlišných výškách sluneční atmosféry a mohou tedy nést prostorovou informaci o rozložení a o časovém vývoji rychlostního pole v erupci. V této práci je učiněn pokus analyzovat asymetrie profilů v čáře H_α u několika pozorovaných erupcí a určit tak vertikální rychlostní pole. Kromě klasické metody bisektorů je též použita metoda srovnávání profilů pozorovaných a spočtených pomocí non-LTE. Možnosti a výsledky obou metod jsou srovnávány a diskutovány.*

Klíčová slova: *Slunce – sluneční erupce – spektrum – asymetrie profilu čáry*

Title: *Study of spectral line profile asymmetries of solar flare*

Author: *Tomáš Prosecký*

Department: *Astronomical Institute of the Charles University, Prague*

Supervisor: *RNDr. Pavel Kotrč, CSc., Astronomical Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Ondřejov*

Supervisor's e-mail address: *pkotrc@asu.cas.cz*

Abstract: *Spectral lines in solar flares may indicate profile asymmetries. This phenomenon can contain information about velocity fields as present in different optical depths and geometric heights of solar atmosphere affected by thermal heating or different non-thermal flare processes. Spectral lines of various chemical elements originate in different heights of solar atmosphere so they can keep information about the spatial distribution and time evolution of velocity field in the flaring atmosphere. To detect vertical velocity field from observed H_α profiles spectral line profile asymmetries are analysed. In addition to a classical bisector method a method of comparison of the observed and non-LTE calculated profiles is used. Possibilities and results of these two methods are compared and discussed.*

Keywords: *Sun – solar flares – spectrum – line profile asymmetry*

Úvod

Slunce, ústřední těleso Sluneční soustavy, je pro vše živé na Zemi zdrojem nezbytného světla a tepla. Přestože intenzivní výzkum Slunce probíhá po velmi dlouhou dobu, zdaleka o naší mateřské hvězdě nevíme vše.

Nejenergetičtější a tedy jedním z nejzajímavějších jevů, jež na Slunci probíhají, jsou sluneční erupce. Pod tímto pojmem se skrývají procesy, při nichž dochází k náhlému rychlému uvolnění přebytku energie, jež se může nashromáždit v určitých částech sluneční atmosféry. Přestože je dnes téměř jisté, že prvotní příčinou slunečních erupcí je magnetické pole, detailní vysvětlení erupčních procesů zatím chybí.

Asymetrie profilů spektrálních čar slunečních erupcí může nést informace o rychlostních polích přítomných v různých optických hloubkách resp. geometrických výškách sluneční erupční atmosféry, jež může být ovlivněna termálním ohřevem, či různými netermálními procesy, jež mohou v erupcích probíhat. Spektrální čáry různých prvků, či dokonce různé části jednoho profilu, zpravidla vznikají v odlišných výškách sluneční atmosféry a mohou tedy nést informaci o prostorovém rozložení a o časovém vývoji rychlostního pole v erupci. Detekce asymetrií, jejich studium a snaha o interpretaci mohou sloužit k určování vertikálních pohybů v erupční atmosféře, a tedy k ověřování a konstrukci nejrůznějších erupčních modelů a scénářů.

Cílem diplomové práce je především obecné seznámení se s problematikou spektroskopických pozorování a zpracování dat, seznámení se s problematikou asymetrie spektrálních čar ve slunečních erupcích a studium možností využití asymetrie čar k detekci geometrického rozložení a časového vývoje rychlostních polí v různých fázích erupce.

Diplomová práce je členěna následujícím způsobem. V první resp. druhé kapitole jsou stručně shrnuty základní poznatky o Slunci resp. slunečních erupcích. Konkrétně je nastíněn pravděpodobný model slunečního magnetismu, který je považován za příčinu aktivních jevů na Slunci, a tedy i erupcí. Jsou zde nastíněny podmínky, které musí být splněny, aby došlo k uvolnění dostatečného množství energie pro vznik erupce a pravděpodobný scénář, kterým se tak děje. Dále je zde stručná zmínka o způsobech, kterými lze erupce klasifikovat a o spektrech slunečních erupcí.

Třetí kapitola je věnována asymetriím profilů spektrálních čar; jsou zde nastíněny jevy vedoucí ke vzniku asymetrií, ve druhé části této kapitoly pak

je provedena stručná rešerše literatury – jsou zde shrnuty vybrané dřívější i současné studie a poznatky.

Čtvrtá kapitola je věnována metodám, které je možno ke studiu asymetrických profilů využít. Jedná se o přímočarou metodu bisektorů (popsány jsou zejména problémy, které jsou s použitím této metody spojeny) a dále jsou zde stručně nastíněny základy značně náročnějšího modelování přenosu záření v erupci a srovnávání namodelovaného a pozorovaného profilu. Konkrétně jde o zápis rovnic, které popisují interakci plazmatu se zářením, a zjednodušující podmínky, které umožňují vyřešit daný systém rovnic.

Konečně v páté a šesté kapitole jsou zpracována pozorování tří erupcí a diskutovány získané výsledky. Je zde popsána cesta od prvotního vyhledání vhodných erupcí v archivu optického spektrografu v Astronomickém ústavu AV ČR v Ondřejově, přes následnou digitalizaci a kalibraci záznamu, až po konkrétní snahu získat z pozorovaných asymetrických profilů spektrálních čar vertikální rychlostní pole pomocí metody modelování přenosu záření a metody bisektorů.

Na konci diplomové práce je zařazena obrazová příloha ukazující výsledky získané metodou modelování přenosu záření pro případ jedné z erupcí.

Kapitola 1

Slunce

„Slunce je jen jednou ze stovek miliard hvězd naší Galaxie. Ničím nevyniká nad ostatními, důležité je pouze pro nás. Společně se vším živým na Zemi jsme na Slunce zcela odkázáni, protože nám od počátku existence poskytuje světlo a teplo.“

Rudolf Kippenhahn: *Odhalená tajemství Slunce*

1.1 Slunce – základní charakteristika

Slunce, ústřední těleso Sluneční soustavy, je hvězda zcela průměrných rozměrů, kolem níž obíhá Země. Pro vše živé na Zemi je tak zdrojem nezbytného světla a tepla. Pro astronomy pak navíc představuje možnost detailně studovat hvězdu na hlavní posloupnosti HR-diagramu, jakož i plazma za podmínek, kterých lze jen stěží dosáhnout v pozemských laboratořích.

Stavba Slunce je určena především jeho hmotností a chemickým složením. Slunce sestává především z vodíku a hélia – zastoupení ve fotosféře je 90,965 % pro vodík, 8,889 % pro hélium (dle [25]). Hmotnost společně s dalšími základními údaji o Slunci je možno najít v tabulce 1.1.

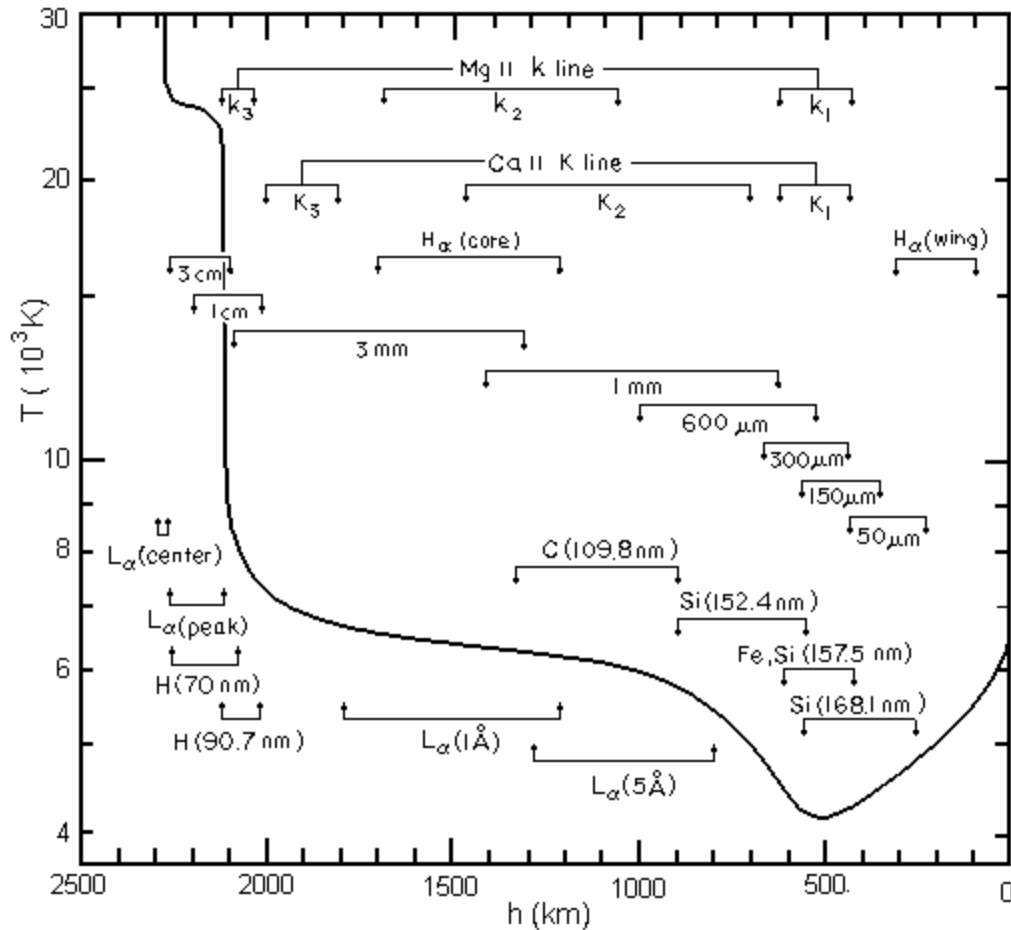
Zdrojem energie, kterou Slunce vyzařuje do svého okolí, jsou termonukleární reakce, probíhající za extrémních podmínek v centrální oblasti – *slunečním jádru*. Teplota této oblasti je zhruba 15 milionů kelvinů, což společně s dostatečně vysokým tlakem tvoří podmínky nutné pro spojování jader vodíku na jádra hélia. Plazma, které je zahřáto na vysokou teplotu, má tendenci zbavit se své energie a předávat ji svému okolí. Přenos energie se pak děje převážně procesem, který je za daných podmínek nejúčinnější. Do vzdálenosti přibližně 490 000 km od středu Slunce – v tzv. *zářivé vrstvě* – se energie přenáší ve formě fotonů, tj. zářením. Nad touto vrstvou se nachází tzv. *konvekční zóna* o tloušťce přibližně 200 000 km; zde se chladnější plazma stává pro procházející fotony neprůhledné (zejména díky rekombinaci vodíku) a výhodnějším se stává přenos energie konvekci – přenos energie prouděním tekutin.

stáří	$4,6 \times 10^9$ let
střední vzdálenost Země – Slunce (1 AU)	$149,598 \times 10^6$ km
hmotnost	$1,989 \times 10^{30}$ kg
průměrný poloměr	$695,995 \times 10^6$ m
povrch	$6,087 \times 10^{18}$ m ²
objem	$1,412 \times 10^{27}$ m ³
úniková rychlost	$617,7$ km.s ⁻¹
gravitační zrychlení na rovníku	$274,0$ m.s ⁻²
zářivost	$384,6 \times 10^{24}$ J.s ⁻¹
výkon 1 m ²	$63,29 \times 10^6$ J.m ⁻² .s ⁻¹
přeměna hmoty	$4\,300 \times 10^6$ kg.s ⁻¹
teplota na povrchu (efektivní)	5 770 K
střední hustota	$1\,408$ kg.m ⁻³
teplota v jádru	$1,57 \times 10^7$ K
hustota v jádru	$162\,000$ kg.m ⁻³
tlak v jádru	$2,48 \times 10^{16}$ Pa
hvězdná velikost	-26,74 mag
absolutní hvězdná velikost	+4,83 mag
spektrální typ	G2 V

Tabulka 1.1: Přehled základních údajů o Slunci. Data přejata z [25].

Existence konvektivní zóny je velice důležitá; na jejím dně je s největší pravděpodobností pomocí tzv. *slunečního dynama* udržováno a zesilováno magnetické pole Slunce, které je odpovědné za většinu aktivity, kterou můžeme v atmosféře Slunce pozorovat.

Atmosféru Slunce můžeme vertikálně rozdělit do několika oblastí. Nejnížší vrstvou je *fotosféra* – velice tenká vrstva s tloušťkou přibližně 500 km a efektivní teplotou 5 770 K, ze které k nám přichází většina viditelného světla. Plazma se tedy v této vrstvě stává v oblasti viditelného světla průhledné, a fotosféru je možno též definovat jako vrstvu vymezenou optickou hloubkou $\tau_{500} = 1$ (tj. optická hloubka na 500 nm) na jedné straně a teplotním minimem sluneční atmosféry na straně druhé. Teplotní strukturu sluneční atmosféry je možno vidět na obrázku 1.1. Ve fotosféře můžeme pozorovat projevy konvekce, tzv. *granulaci* a *supergranulaci*. Jedná se o vrcholky vzestupných proudů s typickou vertikální rychlostí 400 m.s⁻¹ a dobou života okolo 8 minut [4]. Supergranulace je pak projevem konvekce ve větších geometrických měřítkách – typické rozměry jsou 30 000 km. Nejvýraznějším jevem ve fotosféře, a zároveň nejnápadnějším projevem sluneční aktivity, jsou tzv. *sluneční skvrny* resp. skupiny skvrn. Jedná se o oblasti slunečního disku, jež se nám jeví jako tmavší skvrny díky tomu, že mají nižší teplotu (cca 4 000 K) než



Obrázek 1.1: Průběh teploty v závislosti na geometrické výšce ve sluneční atmosféře pro model klidného Slunce. Na obrázku jsou též vidět oblasti formování některých spektrálních čar. Převzato z [38].

je teplota jejich okolí. S největší pravděpodobností se jedná o důsledek potlačení konvekce vlivem silného magnetického pole (2 000–4 000 G, [25]), tj. díky tomuto magnetickému poli je omezen přísun energie do těchto oblastí. Doba existence slunečních skvrn se pohybuje od několika hodin u nejmenších skvrn až po několik měsíců u těch největších [4].

Nad fotosférou leží *chromosféra* – vrstva o tloušťce přibližně 2 000 km, kde teplota vzrůstá z hodnot, jež odpovídají teplotnímu minimu, až na hodnoty přibližně 20 000 K (viz obrázek 1.1). Jelikož částicová hustota v této vrstvě je ve srovnání s fotosférou výrazně menší (10^{10} cm^{-3} v horních oblastech chromosféry oproti 10^{17} cm^{-3} v oblasti fotosféry [37]), můžeme ji pozorovat pouze během slunečních zatmění resp. pomocí úzkopásmových filtrů v silných chromosférických čarách (nejčastěji H_α). V chromosféře můžeme pozorovat další projevy sluneční aktivity (jež zasahují i do nejvyšší vrstvy sluneční atmosféry – koróny), např. *protuberance* (oblak relativně chladného a hustého

plynu, udržovaný proti gravitaci magnetickým polem, pozorovaný na slunečném okraji), *filamenty* (protuberance promítající se na sluneční disk) nebo *sluneční erupce*, jež se v chromosféře projevují jako jasné skvrny či vlákna.

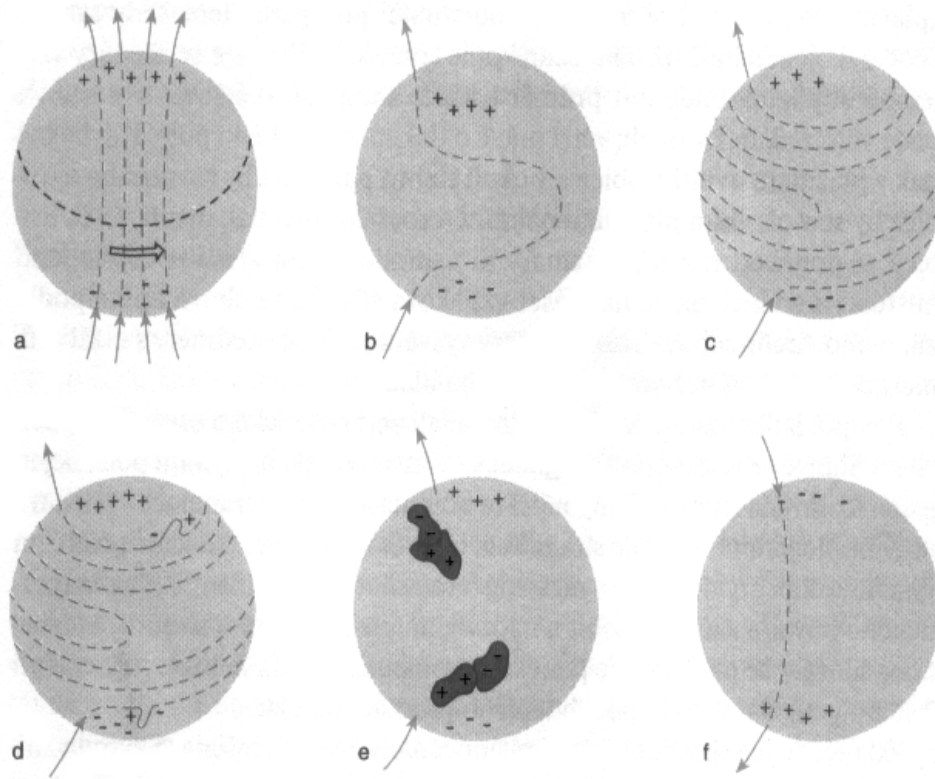
Vnější částí sluneční atmosféry je *koróna* – velmi rozsáhlá oblast obklopující Slunce do vzdálenosti mnoha milionů kilometrů (přecházející do meziplanetární hmoty). Je tvořena horkým ($T \sim 10^6$ K) a řídkým (částicová hustota $\sim 10^8 - 10^9$ cm⁻³) plazmatem, jež není uspořádáno homogenně, ale vytváří bohaté oblasti s nižší (koronální díry) a vyšší (koronální kondenzace nad aktivními oblastmi) hustotou, zejména v maximu slunečního cyklu. Korónu je možno pozorovat při zatměních Slunce pomocí koronografů umístěných na vysokohorských observatořích nebo pomocí přístrojů umístěných mimo zemskou atmosféru, jež detekují záření EUV (daleké ultrafialové, meze vlnových délek nejsou přesně určeny, přibližně lze brát 15 nm až 150 nm) a SXR (měkké rentgenové, přibližně 1 nm až 15 nm) oblasti spektra.

Mezi chromosférou a korónou je tzv. *přechodná vrstva*, oblast velice tenká, kde na vzdálenosti několika stovek kilometrů prudce stoupá teplota z hodnot chromosférických ($T \sim 10^4$ K) na hodnoty korunální. Tato oblast se pozoruje převážně v emisních EUV čarách [4].

1.2 Sluneční magnetismus

Za příčinu sluneční aktivity, a tedy i jejích pozorovatelných projevů (z nichž některé byly stručně popsány v předchozí části), je dnes všeobecně považováno sluneční magnetické pole. Ve slunečním plazmatu tečou silné elektrické proudy, jež jsou udržovány konvektivním prouděním podfotosférických vrstev. Jakýkoliv elektrický proud je však doprovázen magnetickým polem. Předpokládá se proto, že vnitřní pohyby Slunce, tzv. *sluneční dynamo*, jsou příčinou slunečního magnetismu.

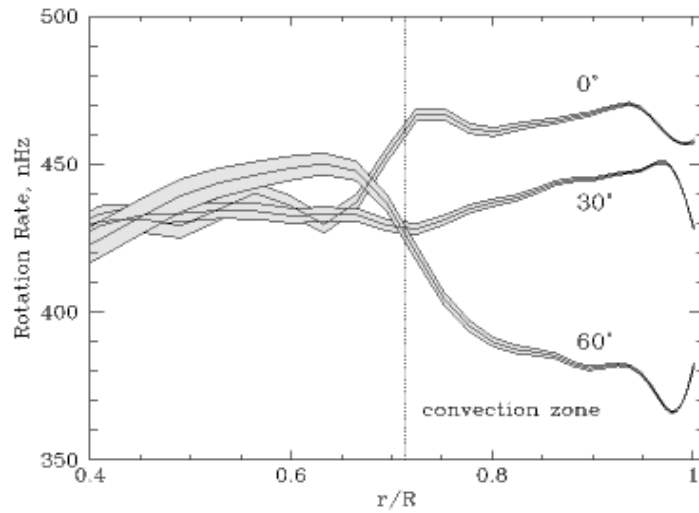
V oblasti magnetických pólů Slunce je možno naměřit slabé (10^{-4} T, [25]) magnetické pole globálního charakteru, které je poloidální (tj. jeho siločáry leží v rovině poledníků) a které střídá polaritu ve dvaadvacetiletém cyklu (tzv. *Haleův cyklus*). Dnes uznávaný model tohoto dvaadvacetiletého cyklu předpokládá, že globální pole předchází vzniku všech polí lokálních. V prvním stadiu je toto pole symetrické, procházející nepříliš hluboko pod povrchem Slunce (viz obr. 1.2 a). Ze studia Slunce pomocí helioseismologie (využití zvukových a tíhových vln ke studiu slunečního nitra) víme, že jádro Slunce rotuje jako tuhé těleso. Zhruba od oblasti, kde začíná konvektivní zóna, však nastává tzv. diferenciální rotace, tj. oblasti v různé vzdálenosti od rovníku rotují různou úhlovou rychlostí (např. rotace na rovníku trvá přibližně 25 dní, v oblastech 40° od rovníku je to již 27 dní [36]). Výsledky helioseismologie jsou znázorněny na obrázku 1.3. Dále je nutné si uvědomit, že magnetické siločáry jsou v plazmatu tzv. *zamrzlé* – tímto pojmem vyjadřujeme zachování



Obrázek 1.2: Vysvětlení schématu slunečního magnetického cyklu. Převzato z [24].

magnetického toku v plazmatu; siločáry se pohybují s plazmatem a naopak pohybující se plazma s sebou unáší siločáry a deformuje je. Je-li hustota kinetické energie pohybujícího se plazmatu ($1/2 \rho \cdot v^2$) větší než hustota energie magnetického pole ($B^2/8\pi$), jsou siločáry vířivým pohybem plazmatu zamotávány. Kinetická energie plazmatu se tak mění v energii magnetického pole, viz sluneční dynamo. Naopak, silnější magnetické pole strhává plazma s sebou a určuje tak jeho pohyb.

V důsledku diferenciální rotace a zamrznutosti siločar jsou tyto v oblasti rovníku strhávány plazmatem a dochází k jejich „navíjení“. Poloidální magnetické pole přechází v toroidální – jeho siločáry leží v rovníkové rovině (viz obr. 1.2 b,c,d). Jak se siločáry navíjejí stále hustěji, dochází k zesilování magnetického pole a magnetické silotrubice (svazky siločar), jež takto vznikly, se mohou vynořit nad povrch. Příčinou je tzv. *magnetický vztlak* – mezi tlakem plazmatu v silotrubici a tlakem v okolí silotrubice je rovnováha; tlak v silotrubici však má dvě složky: tlak plazmatu a tlak magnetický, proto tlak plazmatu v silotrubici musí být menší než tlak plazmatu mimo; jelikož teplota plazmatu vně i uvnitř trubice je stejná, znamená to, že rozdíl tlaků je



Obrázek 1.3: Graf frekvence sluneční rotace jako funkce poloměru na třech heliografických šířkách: 0, 30 a 60 stupňů. Tato ukázková data byla získána během dvou měsíců pomocí přístroje *MDI* (*Michelson Doppler Imager*) v rámci experimentů družice *SOHO* (*Solar and Heliospheric Observatory*). Převzato z [44].

způsoben menší hustotou plazmatu v silotrubici – silotrubice je tedy lehčí než okolní plazma a je tlačena směrem k povrchu. Přitom se objeví dvojice skvrn s odpovídající polaritou (viz obr. 1.2 e). V poslední fázi pak dochází k přepólování magnetického pole, jež předtím zesláblo. Mechanismus přepólování není ještě zcela objasněn. Nakonec tedy nalezneme po přibližně jedenácti letech opět poloidální pole, ale s opačnou polaritou. Hovoříme tak o *jedenáctiletém cyklu* sluneční aktivity.

Kapitola 2

Erupce

2.1 „Standardní“ model sluneční erupce

Nejenergetičtějším a pravděpodobně tedy nejzajímavějším projevem sluneční aktivity jsou sluneční erupce. Jedná se o jev, při kterém se náhle uvolňuje přebytek energie nashromážděný v určitých částech sluneční atmosféry. Detailní vysvětlení erupčních procesů zatím chybí, jelikož se však erupce vyskytují v místech silných magnetických polí – aktivních oblastech – považuje se za prvotní zdroj jejich energie právě magnetické pole.

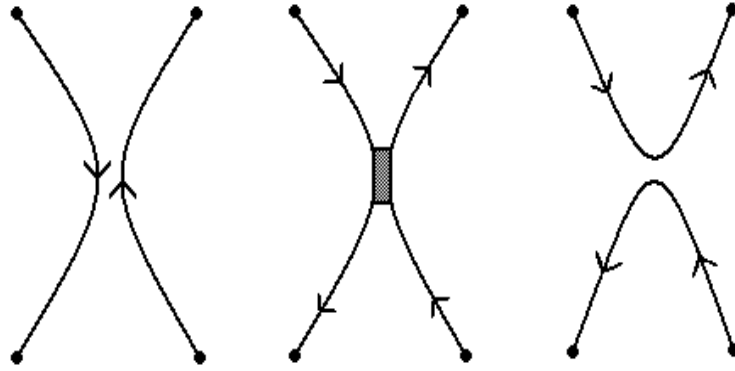
Pole ve vrchní chromosféře a vnitřní koróně má obecně stabilní konfiguraci. V důsledku konvektivních pohybů plazmatu v podfotosférických vrstvách však může dojít k takové deformaci jím unášených siločar, jež v daném místě vede ke zvýšení gradientů složek vektoru magnetické indukce. Dle Maxwellovy rovnice v kvazistacionárním přiblížení (*Ampérův zákon*)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (2.1)$$

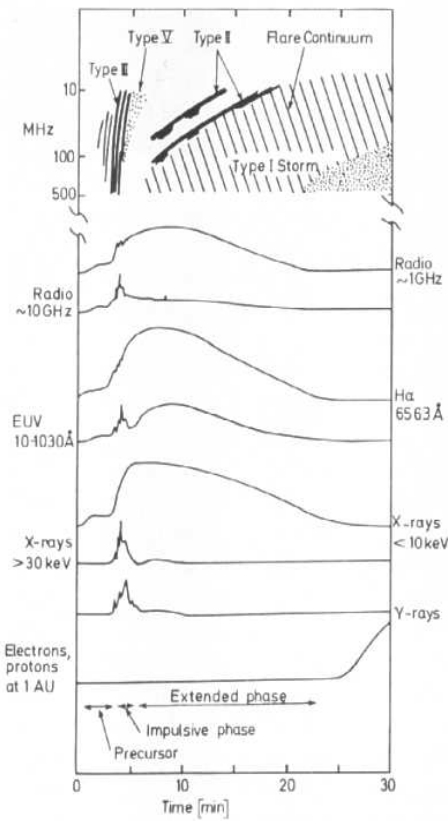
kde \mathbf{B} je magnetická indukce a μ_0 susceptibilita vakua, jsou v tomto místě indukovány proudy s hustotou \mathbf{j} ; při stlačování polí opačné polarity se tvoří tzv. *proudová vrstva*. Ve výsledku tedy dochází ke vzrůstu celkové objemové energie koronálního magnetického pole ($\int_V B^2/8\pi dV$).

Pro vlastní vznik erupce je klíčovým momentem zvýšení jinak zanedbatelné rezistivity na anomální hodnotu (např. v důsledku střetu proudové vrstvy s plazmou, jež má výrazně vyšší teplotu – teplotní nestabilita, nebo v důsledku vzniku turbulentní nestability). Dochází tak k vymizení indukovaných proudů, vzrůstá magnetická difúze a formují se nová propojení magnetických siločar [21], [4]. Nastala tzv. *rekonexe magnetického pole*, viz obr. 2.1. Tato fáze erupce je obvykle označována jako *přederupce* či *přederupční zjasnění*, trvá několik minut a je detekovatelná v EUV a SXR oboru spektra [14], viz obr. 2.2.

Vlastní rekonexi pak začíná tzv. *impulzní fáze*. Dochází k uvolnění nashromážděné energie ve formě elektromagnetického záření, ohřevu plazmatu



Obrázek 2.1: Schéma rekonexe magnetického pole: a) původní uspořádání magnetického pole, b) vznik proudové vrstvy, c) nové propojení magnetických siločar. Převzato z [21].

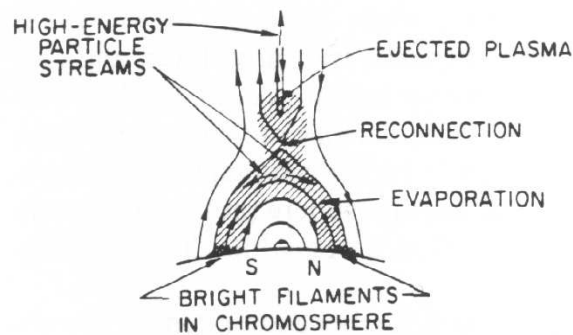


Obrázek 2.2: Elektromagnetické a částicové záření typické erupce. Převzato z [33].

(v místě rekonexe) a zejména kinetické energie tzv. *částicových svazků*. Typické energie těchto svazků jsou ≥ 20 keV pro elektrony a ≥ 20 MeV pro protony [21]. Tyto vysokoenergetické částice se následně pohybují podél nově

Forma uvolněné energie	Velké erupce [J]	Suberupce [J]
Meziplanetární ejekce a rázové vlny	$(1 - 3) \cdot 10^{25}$	—
SXR, UV záření	$(3 - 5) \cdot 10^{24}$	$\leq 10^{22}$
H_{α}	$3 \cdot 10^{23}$	$\approx 10^{19}$
HXR (tvrdé rentgenové záření)	$(3 - 5) \cdot 10^{19}$	$\leq 10^{17}$
γ záření	$(1 - 3) \cdot 10^{18}$	—
Urychlené elektrony	$(1 - 3) \cdot 10^{24}$	$\approx 10^{20}$
Urychlené protony	$(1 - 3) \cdot 10^{24}$	—

Tabulka 2.1: Charakteristické hodnoty uvolněné erupční energie. Rozdělení na velké erupce a suberupce - viz klasifikace erupcí v tabulce 2.2. Data převzata z [21].



Obrázek 2.3: Schéma předpokládaného erupčního scénáře. Převzato z [33].

propojených magnetických siločar, a to jak do nižších oblastí sluneční atmosféry, tak do koróny. V nižších oblastech svazky interagují s částicemi okolního plazmatu, kterému tak předávají svou energii. Plazma se ohřívá a svazky jsou termalizovány. V impulzní fázi dochází k rychlým změnám intenzit záření ve všech spektrálních oborech, viz obr. 2.2.

Díky prudkému ohřevu plazmatu dochází k jeho vypařování do koronálních oblastí magnetických smyček. Teploty těchto oblastí mohou dosáhnout až 30 MK, výrazně vzrůstá intenzita jejich záření v SXR oboru spektra. Nakonec dochází k postupnému chladnutí (vlivem přenosu energie do nově se tvořících smyček a vyzařování elektromagnetického záření) a plazma padá zpět do chromosféry [37]. Postupný pokles intenzity záření může trvat až několik hodin, hovoříme o *graduální fázi* erupce. Celková energie uvolněná erupcí může přesáhnout 10^{25} J, celkový výkon Slunce je možno pro srovnání najít v tabulce 1.1. Energie je uvolňována v různých formách, podrobnosti lze nalézt v tabulce 2.1. Schematicky je tento erupční scénář znázorněn na obrázku 2.3.

Importance	Plocha erupce (10^{-6} viditelné polokoule)
S (suberupce)	≤ 100
1	100 - 250
2	250 - 600
3	600 - 1200
4	≥ 1200

Tabulka 2.2: Klasifikace erupcí dle plochy pozorované v čáře H_α . Chromosférická zjasnění přesahující plochu $3 \cdot 10^8 \text{ km}^2$ jsou dělena do čtyř tříd, menší se nazývají suberupce. Převzato z [14].

Třída erupce	Tok energie [W m^{-2}]
A	$\geq 10^{-8}$
B	$\geq 10^{-7}$
C	$\geq 10^{-6}$
M	$\geq 10^{-5}$
X	$\geq 10^{-4}$

Tabulka 2.3: Klasifikace dle toku energie v pásmu $0,1 - 0,8 \text{ nm}$. Převzato z [37].

2.2 Klasifikace erupcí

Existuje mnoho způsobů, jak klasifikovat erupci. Záleží na spektrálním oboru ve kterém provádíme pozorování. Obecně se hovoří o síle erupce či o tzv. *importanci* – mohutnosti. Např. z pozorování v čáře H_α je možno erupci klasifikovat dle plochy, kterou zabírá v době své maximální jasnosti, viz tabulka 2.2. Další způsob klasifikace využívá výrazného zvýšení intenzity záření v SXR oblasti spektra během erupce (viz oddíl 2.1). Dělení do tříd se provádí dle maximální dosažené hodnoty toku energie. V neposlední řadě lze erupce rozdělit do dvou základních tříd dle jejich morfologie. První třídu tvoří rozsáhlé, tzv. *dvouvláknové* erupce. Mají obvykle složitou strukturu, typickým znakem je systém erupčních smyček, ve kterých těsně před fází vzplanutí dochází ke změnám uspořádání na velkorozměrových škálách, a fáze vzplanutí se projevuje zjasněním dvou úzkých vláken na každé straně magneticky neutrální linie (odtud název), která můžeme pozorovat v čáře H_α . Druhým typem (mnohem častějším) jsou tzv. *kompaktní erupce*. Projevují se jako menší (přibližně 10 - 100 krát ve srovnání s erupcemi dvouvláknovými) jasné obloučky a výsledkem jsou pouze malé změny ve struktuře magnetických smyček [14].

2.3 CME

Mnohé větší erupce jsou doprovázeny *koronálním výronem hmoty* (CME, coronal mass ejection). Energie uvolněná v této formě může představovat největší část celkově uvolněné erupční energie, viz tabulka 2.1. Ze sluneční koróny je v takovém případě velkou rychlostí vyvržen mrak řídkého žhavého plazmatu, který se podél siločar meziplanetárního magnetického pole pohybuje směrem do hlubin Sluneční soustavy. Takovéto vysokoenergetické částice při interakci s ochrannými vrstvami Země (zemská magnetosféra a atmosféra) způsobují geomagnetické bouře (rozkolísání celého magnetického pole Země trvající několik hodin až dnů) a polární záře. Rovněž představují velké nebezpečí pro citlivou elektroniku družic a kosmonauty na oběžné dráze.

2.4 Elektromagnetické záření erupce

Elektromagnetické záření produkované erupcemi je v širokém rozsahu vlnových délek, obvykle od tvrdého rentgenového záření (HXR, $\approx 10^{-2}$ nm), méně často od γ záření ($\approx 2 \cdot 10^{-4}$ nm), do kilometrových rádiových vln ($\approx 10^4$ m). Charakter záření sluneční erupce je především tepelný, pouze na velmi krátkých vlnových délkách (HXR s $\lambda \leq 0,1$ nm) a v oblasti velmi dlouhých (rádiových) vln se pozorují krátkodobá netepelná vzplanutí, vzbuzená především energetickými částicemi (netepelné brzdné záření, synchrotronové záření aj.). V různých místech sluneční atmosféry vznikají různé typy záření, jež pak nazýváme erupcemi v H_α , rentgenovými či rádiovými erupcemi [4].

Záření erupce v optické oblasti je emisní čarové, zejména vynikají nízké čáry *Balmerovy série* a čáry H a K ionizovaného vápníku. Profily těchto čar jsou obvykle velmi široké, a to až zhruba do 1 nm; svědčí tak o vysoké hustotě ionizovaného plynu – tlakové rozšíření, *Starkův jev*. Rovněž se u těchto profilů často pozorují asymetrie, tj. jedno křídlo je širší a intenzivnější než druhé. Nejčastěji se pozoruje tzv. *červená asymetrie*, což znamená, že převládá záření v křídle s větší vlnovou délkou nad zářením ve středu čáry H_α . Výjimečně se mohutné erupce projevují i zjasněním fotosféry. Malé části takové erupce pak můžeme pozorovat v bílém světle (odtud název – tzv. *bílé erupce*), asi 10 minut během impulzní fáze. Jsou tvořeny jedním či dvěma jasnými body, jež leží ve stejné vzdálenosti od neutrální magnetické linie, a představují oblasti propojené magnetickými smyčkami procházejícími erupční oblastí.

Podrobnosti o ostatních oborech elektromagnetického záření v erupci je možno najít např. v [4], [14] či [36].

Kapitola 3

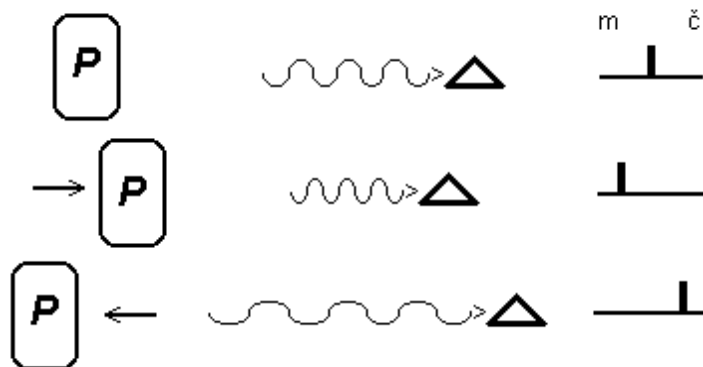
Asymetrie profilů spektrálních čar ve slunečních erupcích

3.1 Vznik asymetrických profilů spektrálních čar

Profil spektrální čáry obecně znamená závislost intenzity záření na vlnové délce. Protože jsou tyto profily ovlivňovány fyzikálními podmínkami, jež panují v prostředí jejich vzniku, je spektroskopie nejlepším (a ve většině případů také jediným) nástrojem ke studiu těchto podmínek. Asymetrie profilů spektrálních čar ve sluneční erupci tedy může nést informaci o rychlostních polích přítomných v různých optických hloubkách a geometrických výškách sluneční atmosféry, jež je ovlivněna termálním ohřevem, či různými netermálními procesy v erupci. Spektrální čáry různých prvků, či dokonce různé části jednoho profilu, zpravidla vznikají v odlišných výškách sluneční atmosféry a mohou tedy nést prostorovou informaci o rozložení a o časovém vývoji rychlostního pole v erupci.

Asymetrie profilů spektrálních čar znamená odchylku od ideálního symetrického profilu, jež odpovídá vzniku spektrální čáry v klidné nepohybující se atmosféře. Takový profil je ovlivňován a rozšiřován u různých čar v různých podmínkách různými efekty, např. Starkův jev (rozšíření spektrálních čar způsobené elektrickým polem okolních částic plazmatu, které působí na atom absorbující resp. emitující záření) či Dopplerovské rozšíření spektrální čáry (dané tepelnými pohyby absorbujících resp. emitujících atomů). Mnoho informací o profilech spektrálních čar a efektech způsobujících jejich rozšíření je obsaženo v práci [20].

Situace se však zkomplikuje, pokud uvážím možnou přítomnost makroskopických pohybů plazmatu, ze kterého k nám přichází záření. Vlivem *Dopplerova jevu* bude docházet k celkovému posuvu spektrálních čar resp. v reálném případě spíše k jejich „deformacím“; čáry přestávají být symetrické.



Obrázek 3.1: Schematické znázornění Dopplerova jevu. V levé části obrázku je znázorněn pohyb prostředí, ve kterém vznikají spektrální čáry (P) vůči spektrografu (symbol trojúhelníčku znázorňuje hranol spektrografu), uprostřed vlnová délka záření, napravo pak výsledný posuv spektrální čáry (m symbolizuje modrou a \check{c} červenou oblast spektra).

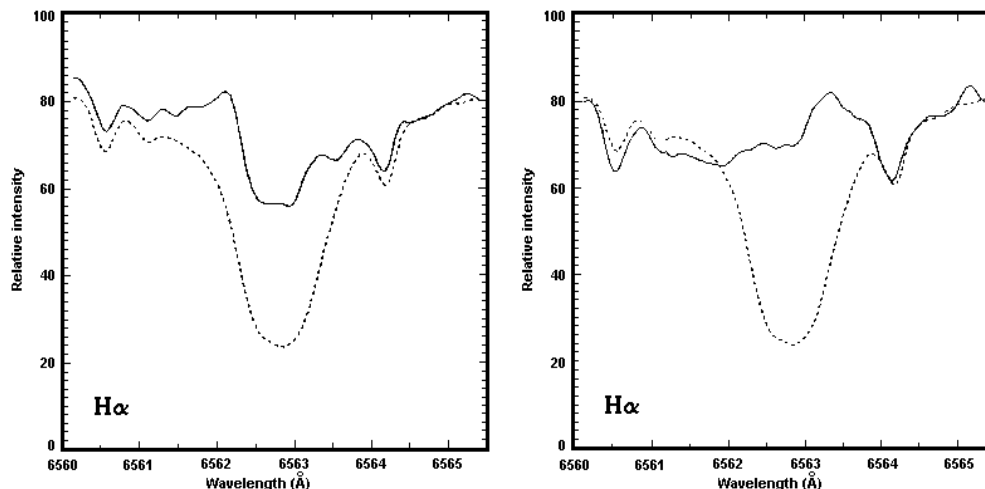
Dopplerův posuv je charakterizován vztahem

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c}, \quad (3.1)$$

kde c je rychlost světla, v_r rychlost pohybujícího se plazmatu ve směru paprsku pozorovatele (radiální rychlost), $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ je vlnová délka spektrální čáry, která vzniká v klidném plazmatu (laboratorní hodnota), a $\Delta\lambda$ rozdíl vlnových délek pro případ pohybujícího se a klidného prostředí, ve kterém čáry vznikají.

Pokud se tedy bude vrstva plazmatu, ve které vzniká celá spektrální čára (a to jak pro případ čistě emisní, tak pro případ čistě absorpční čáry), pohybovat stejnou rychlostí, a mezi námi a touto vrstvou nebude další materiál, který by mohl přicházející záření ovlivnit, uvidíme ve výsledném spektru posuv celé čáry, odpovídající vztahu 3.1. V případě pohybu vrstvy plazmatu směrem k nám tak uvidíme čáru posunutou ke kratším vlnovým délkám, tj. do modré oblasti spektra. Pro pohyb plazmatu směrem od nás pak naměříme posuv k delším vlnovým délkám, tj. do červené oblasti spektra. Schematické znázornění je na obrázku 3.1.

Reálná situace je však podstatně složitější. Pokud se podíváme na obrázek 1.1, zjistíme, že obecně různé části spektrálních čar mohou vznikat v různých hloubkách atmosféry. Např. *jádro* čáry H_α vzniká ve vyšších vrstvách než tzv. *křídla* této čáry. Uvědomíme-li si, že obecně se různé vrstvy mohou pohybovat různou rychlostí, dojdeme k závěru, že různé části profilu mohou mít rozdílný posuv, podle toho, jak se pohybovala vrstva, ve které tyto části vznikaly. Nakonec se celá situace velmi výrazně zkomplikuje tím, že



Obrázek 3.2: Ukázka erupčního profilu čáry H_{α} s modrou asymetrií (vlevo) a červenou asymetrií (vpravo). Erupční profily jsou na obrázku znázorněny plnou čarou. Převzato z [16].

různé vrstvy sluneční atmosféry mohou k záření na jeho cestě různě přispívat emisí, či naopak jeho intenzitu snižovat absorpcí.

Jak již bylo řečeno na konci předchozí kapitoly, záření erupcí v optické oblasti je především *emisní* čárové. U těchto čar se velmi často pozorují asymetrie, tj. intenzita záření je větší (pro případ emisních profilů) buď v červeném (tzv. *červená asymetrie*) nebo modrém (tzv. *modrá asymetrie*) křídle čáry. Příklady asymetrických profilů jsou na obrázku 3.2.

Na jeden z hlavních problémů při studiu asymetrií narazíme, zkusíme-li zjednodušeně takovéto asymetrické profily interpretovat jako důsledek Dopplerova jevu. Větší intenzita modrého křídla čáry totiž může vznikat díky emisi záření z vrstvy, jež se pohybuje určitou rychlostí směrem k pozorovateli, nebo naopak v důsledku absorpce záření ve vrstvě, jež se pohybuje směrem od pozorovatele – dochází tedy ke snižování intenzity záření v červeném křídle čáry a výsledkem bude zvýšená intenzita záření v křídle modrém. Analogicky větší intenzita červeného křídla čáry může být důsledek emise záření z vrstvy pohybující se směrem od pozorovatele, nebo naopak důsledek absorpce ve vrstvě pohybující se směrem k pozorovateli.

Vidíme tedy, že příčinou asymetrických profilů jsou nesymetrické pohyby hmoty ve sluneční atmosféře a existence Dopplerova jevu. Situace je však značně komplikovaná, jednoznačná a přímočará interpretace není možná, neboť jeden spektrální profil může být teoreticky důsledkem přesně opačných jevů – pohybu určitých vrstev sluneční atmosféry směrem vzhůru, či naopak pohybu obecně jiných vrstev směrem dolů.

3.2 Předchozí pozorování, scénáře vzniku asymetrií profilů spektrálních čar slunečních erupcí

Asymetrie profilů (nejen chromosférických) spektrálních čar mají obecnou příčinu v pohybech hmoty v erupční atmosféře. Jejich detekce, studium a snaha o interpretaci tak mohou sloužit k určování těchto pohybů, a tedy k ověřování nejrůznějších erupčních modelů a scénářů. Proto je tento problém studován relativně dlouho a intenzivně. V této podkapitole se krátce pokusíme shrnout vybrané dřívější i současné poznatky a studie.

Nejrozsáhlejší pozorovací data jsou pochopitelně k dispozici pro spektrální čaru H_α . Asymetrické profily čar ve spektrech slunečních erupcí byly poprvé pozorovány Waldmeierem v roce 1941 [39]; jednalo se o červené asymetrie v čáře H_α .

V následujících letech byla se zlepšujícím se technickým vybavením provedena mnohá pozorování s obdobnými výsledky – u většiny erupcí byla v průběhu impulzní fáze zaznamenána červená asymetrie, pokud byla pozorována asymetrie modrá, jednalo se pouze o velmi krátký časový úsek (typicky 1-3 minuty) na počátku impulzní fáze erupce a následně došlo k vymizení této asymetrie či ke změně na asymetrii červenou; podrobnější chronologické shrnutí starších pozorování modré asymetrie je možno najít v článku [16].

Hlavní prací, která de facto potvrdila pravděpodobné vysvětlení červené asymetrie, a která tak završila první období výzkumu, kdy byly asymetrie studovány výhradně pomocí techniky bisektorů, časové analýzy řad pozorování a pomocí korelací mezi pozorováním v jednotlivých spektrálních oborech, je článek [19] z roku 1984; byla zde provedena analýza časového vývoje H_α spekter 30 erupcí, pro které též byla k dispozici data z mikrovlenného oboru. Červená asymetrie je zde interpretována jako důsledek pohybu stlačené chromosféry směrem dolů (*chromospheric condensation*) rychlostmi řádu desítek km s^{-1} . Původ těchto pohybů je pravděpodobně v rychlém ohřevu svrchní chromosféry, jež je způsobován elektronovými svazky během impulzní fáze erupce (viz část 2.1). Podrobněji: pokud je oblast sluneční chromosféry, jež je během erupce zasažena svazky vysokoenergetických netermálních elektronů, dostatečně silná, rychlý vzrůst teploty způsobí nárůst tlaku ohřívané oblasti. Tento zvýšený tlak kromě vypařování plazmatu do koronálních oblastí magnetických smyček způsobí též pohyb chladného a hustého plazmatu směrem opačným, tj. dolů. Viz [13], [1].

Tento scénář vzniku červené asymetrie během impulzní fáze sluneční erupce pro spektrální čary formované v příslušné oblasti, jako je např. právě čára H_α , je dnes obecně uznáván a potvrzen celou řadou dalších pozorování a studií, viz např. [6], [12], [40].

Tento scénář je rovněž podporován pozorováním v rentgenové oblasti spektra – jak již bylo zmíněno, předpokládá se, že během impulzní fáze sluneční erupce dochází k explozivnímu vypařování ohřívaného plazmatu do koronálních oblastí magnetických smyček, jež je způsobeno netermálními elektrony urychlenými při prvotním uvolnění energie sluneční erupce. Tyto pohyby směrem vzhůru by měly produkovat naopak modré asymetrie pozorovatelné v emisních čarách vznikajících v příslušných oblastech o teplotách několika milionů K, tj. pozorovatelné v rentgenové části spektra. (Spektrální čáry běžně užívané ke studiu eruptivních jevů, jako např. H_α či Ca II, vznikají v nižších oblastech podstatně chladnějšího plazmatu, a proto je nelze k detekci tohoto explozivního vypařování využít.) Výskyt těchto asymetrií byl skutečně u mnoha erupcí detekován pomocí přístrojů umístěných mimo zemskou atmosféru jako *Yohkoh* apod. (viz [2], [41], [51]). Rychlosti plazmatu získané při analýze dopplerovských pohybů těchto pozorování jsou řádu až několika stovek km s^{-1} .

Podstatně složitější a nejasnější situace panovala v případě snahy o správnou interpretaci modré asymetrie občas pozorované v počátcích impulzní fáze sluneční erupce (viz předchozí strana). Navíc se zlepšujícím se časovým i místním rozlišením pozorovacích přístrojů bylo zjištěno, že na různých pozicích jedné erupční oblasti může současně existovat modrá i červená asymetrie (viz [6]) a že modrá asymetrie může existovat po relativně delší dobu než zpočátku zaznamenávané 1-3 min [16]. První fyzikální scénáře možného vzniku modré asymetrie jsou popsány právě v článku [6] z roku 1990, kde byla modrá asymetrie detekována na počátku impulzní fáze erupce u dvou z pěti erupcí. Autoři zde nabízejí tři možné interpretace vzniku modré asymetrie, všechny jako důsledek pohybu relativně chladného plazmatu směrem vzhůru. Je zde nastíněn např. scénář, kdy modrá asymetrie vzniká v důsledku postupného ohřevu chladného materiálu, který se pohybuje směrem vzhůru, a tedy absorbuje v modrém křídle čáry H_α – v důsledku ohřevu dochází ke změně absorpce na emisi a tedy ke vzniku modré asymetrie. Nebo je zde uvažován scénář „lokalizovaného ohřevu spodních oblastí chromosféry“ – rychlý a lokalizovaný ohřev těchto oblastí může způsobit vzrůst lokálního tlaku a pohyb vrstev ležících nad ohřívanou oblastí směrem vzhůru (analogicky vysvětlení červené asymetrie). Protože však tento vzhůru se pohybující materiál musí jevit emisi v H_α (aby bylo možno vysvětlit pozorování), ohřev musí být dostatečně slabý a naopak tlak vrstev ležících nad ohřívanou oblastí dostatečně silný, aby nedošlo k odpaření pohybujícího se plazmatu do koronálních oblastí, kde již nelze pozorovat H_α emisi. Takovéto podmínky jsou poměrně specifické (způsobené pravděpodobně netermálními elektrony či protony o relativně vysoké a úzce vymezené střední energii, které projdou do hlubších vrstev sluneční chromosféry, kde jsou tyto částice termalizovány, aniž by zasáhly vrstvy svrchní a způsobily tak jejich „odpaření“), nicméně

jak autoři článku dodávají, „modré asymetrie v počátku impulzní fáze nejsou běžně pozorované“. To, že modré asymetrie souvisí s pohyby netermálních částicových svazků, potvrzuje také jejich časová korelace s emisí v rentgenovém oboru spektra.

Nicméně v článku [16] z roku 1994 je pomocí non-LTE simulací ukázáno, že modrá asymetrie může vznikat též v důsledku pohybu plazmatu směrem dolů, tj. od pozorovatele (dochází k absorpci v červeném křídle), jak bylo zmíněno v předcházející části této kapitoly. Jedná se o scénář beroucí v úvahu ohřev netermálními elektronovými svazky, kde není zanedbán vliv tzv. zpětného proudu (*return current*, viz [22]). Přestože teplota koronálních oblastí v počátku erupce prudce vzrůstá, chromosférické oblasti zatím zůstávají chladné, což pro elektronové svazky znamená skok v rezistivitě. Vlivem zpětného proudu (jenž vzniká právě v důsledku rozdílné rezistivity) dochází k termalizaci svazků již ve velmi tenké vrstvě v blízkosti přechodové oblasti. Výsledkem je pohyb spodních oblastí přechodové vrstvy a svrchních oblastí chromosféry směrem dolů a svrchních oblastí přechodové vrstvy směrem vzhůru. Non-LTE simulace těchto autorů ukazují, že výsledkem je modrá asymetrie v důsledku absorpce v červené části čáry H_α ve vrstvách pohybujících se směrem od nás.

Podobných výsledků, tj. potvrzení toho, že modrá asymetrie v počátcích impulzní fáze erupce může za určitých specifických podmínek vznikat v důsledku absorpce ve vrstvách pohybujících se směrem dolů, od pozorovatele (pokud jsou tyto lokalizovány do oblasti svrchní chromosféry), bylo dosaženo též např. v pracích [9] resp. [10].

V posledních letech se též ukázalo, že např. čáry H_α a infračervené Ca II 8542 mohou současně jevit opačnou asymetrii (např. [9]). To vede k otázce souvislosti rychlostního pole v erupci a čarových zdrojových funkcí. Proto je potřeba provádět náročné non-LTE simulace, jež zahrnují konzistentně rychlostní pole, jako např. v práci [30], kde také lze nalézt mnoho informací týkajících se této problematiky.

Trochu jiné fyzikální scénáře je nutno uvažovat v případě asymetrií pozorovaných v průběhu graduální fáze erupce (viz část 2.1). Např. v práci [32] autoři pozorovali malé, ale dlouhotrvající modré posuvy v čáře H_α ve vlákních tzv. dvouvláknových erupcích (viz část 2.2), jež následně interpretovali jako pohyby plazmatu směrem vzhůru rychlostmi do cca 10 km s^{-1} , což je konzistentní s představou tzv. jemného či pomalého vypařování (*gentle evaporation*). Jak bylo zmíněno dříve, dochází během erupce k uvolňování energie ve formě svazků netermálních částic, jež postupují do chromosférických oblastí sluneční atmosféry a způsobují jejich explozivní vypařování. Pokud je ovšem energetický tok přenášený těmito částicemi slabý, dochází pouze k slabému vypařování, tj. k *gentle evaporation*. Lze tedy předpokládat, že tento jev vzniká poté, co dojde k uvolnění primární energie a termalizování

elektronových svazků. Pomalé vypařování pak může být způsobeno vysokým energetickým tokem vznikajícím v důsledku vedení tepla z oblastí vysoko-teplotního plazmatu, jež se v průběhu erupce nachází v magnetických trubicích nad chromosférickými oblastmi. Takovéto fyzikální podmínky přichází v úvahu právě u graduální fáze erupce (viz např. [1]).

Dále např. v práci [23] je zaznamenána slabá červená asymetrie v průběhu graduální fáze, je však ukázáno (pomocí non-LTE výpočtů), že opět může docházet k absorpci v modrém křídle čáry H_α u plazmatu pohybujícího se směrem vzhůru, tj. konzistentně s představou pomalého vypařování v průběhu graduální fáze erupce.

Jak vidíme, situace kolem asymetrií zdaleka není jasná a vyžaduje další intenzivní studium, zejména pomocí non-LTE modelování, jelikož profil čáry H_α může vznikat jak v důsledku absorpce, tak díky zvýšené emisi; přímá interpretace tedy může být značně obtížná a může vést ke zkresleným výsledkům (viz [1], [16], [30]). V případě impulzní fáze je pak vhodné studovat zejména čistě emisní čáry rentgenového oboru spektra [1].

Kapitola 4

Metody užívané ke studiu asymetrií profilů spektrálních čar

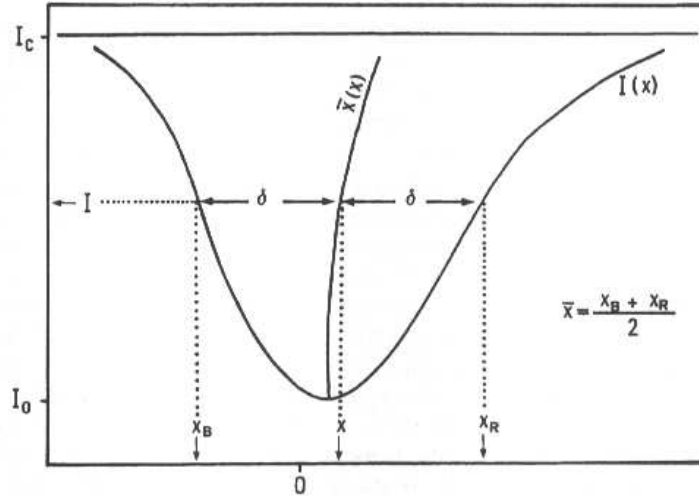
Ke zkoumání asymetrií profilů spektrálních čar ve slunečních erupcích lze v zásadě užít dvou přístupů. První je „přímočará“ metoda *bisektorů*, druhý je založen na modelování přenosu záření v erupci a srovnávání namodelovaného a pozorovaného profilu. Tato podkapitola si klade za cíl stručně popsat zmíněné metody a shrnout hlavní problémy, jež jsou s jejich užitím spojeny.

4.1 Metoda bisektorů

Před rozvojem počítačové techniky se ke kvantitativnímu zkoumání asymetrií profilů spektrálních čar ve slunečních erupcích nejčastěji užívala právě metoda bisektorů. Díky své jednoduchosti a přímočarosti je užívána i dnes. S užitím této metody pro analýzu rychlostních polí v erupcích je však spojena řada problémů a výsledky mohou být často nepřesné a zavádějící. Naopak bisektory jsou s úspěchem užívány k detekci konvektivních pohybů (pohyby granulí a intergranulárních oblastí) v klidné sluneční fotosféře (např. [15]) či atmosférách jiných stabilních, nemagnetických a nepekuliárních hvězd hlavní posloupnosti (např. [45] a reference zde uvedené). Obsáhlé shrnutí výsledků z těchto oblastí je možno nalézt v [11].

Bisektor je definován jako spojnice středů úseček, které propojují místa stejné intenzity na opačných stranách profilu spektrální čáry. Názorná ukázka je na obrázku 4.1. Pro praktické účely je nejvhodnější vyjádřit vlnovou délku jako vzdálenost x od laboratorního středu spektrální čáry λ_0 v jednotkách rychlosti (tj. interpretujeme posuv ve vlnové délce na základě Dopplerova jevu, viz rovnice 3.1)

$$x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} c. \quad (4.1)$$



Obrázek 4.1: Definice bisektoru. Bisektor \bar{x} je spojnice středů úseček, jež propojují místa stejné intenzity I na opačných stranách profilu spektrální čáry. Na ose x je vlnová délka záření nebo vzdálenost od laboratorního středu čáry (označen 0); indexy R a B značí „červenou“ a „modrou“ oblast čáry. Bisektor je definován pro intenzity $I = \langle I_0, I_C \rangle$, kde I_0 je intenzita v jádru čáry a I_C intenzita kontinua. Převzato z [5].

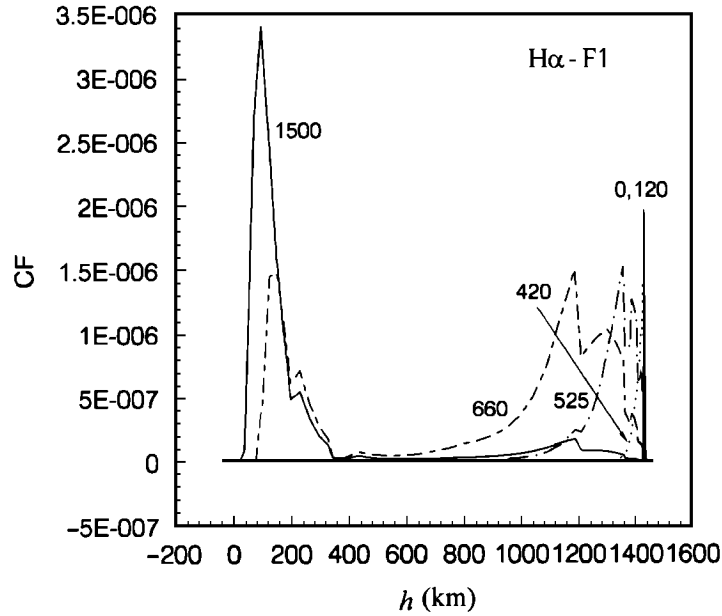
Matematicky pak lze bisektor vyjádřit jednoduchým vztahem

$$\bar{x} = \frac{x_R + x_B}{2}, \quad (4.2)$$

kde x_R a x_B jsou vzdálenosti od laboratorního středu spektrální čáry, jimž přísluší stejná hodnota intenzity; indexy R a B značí „červenou“ a „modrou“ část profilu (viz obrázek 4.1). Hodnotu bisektoru, kterou z těchto dvou vztahů získáme, tak můžeme přímo interpretovat jako rychlost pohybu plazmatu, ve kterém je formována příslušná část profilu spektrální čáry.

4.1.1 Problémy metody bisektorů

Dalším krokem, který musí následovat, je přiřazení takto odvozených rychlostí k jednotlivým geometrickým výškám či optickým hloubkám v atmosféře; zde narazíme na první problémy této metody. V prvním přiblížení lze toto přiřazení udělat následujícím způsobem. Máme-li např. absorpční čáru H_α , která vzniká v klidné sluneční atmosféře, můžeme pomocí obrázku 1.1 určit, že křídla této čáry vznikají přibližně ve výškách 100 - 300 km a jádro čáry přibližně ve výškách 1200 - 1700 km nad povrchem Slunce. Rychlosti určené pomocí bisektorů pro křídla a jádro čáry pak odpovídají rychlostem těchto vrstev. Analogický postup je možný pro další spektrální čáry, jež jsou samozřejmě formovány v různých oblastech sluneční atmosféry. Se vzrůstajícím



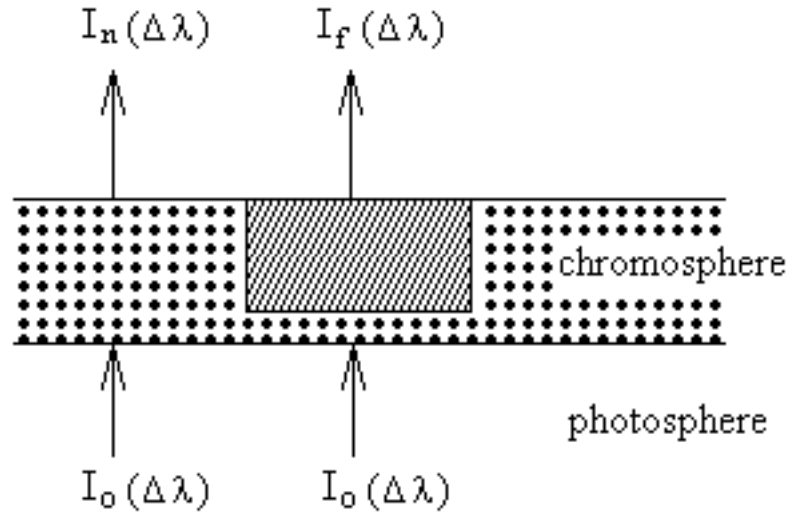
Obrázek 4.2: Ukázka příspěvkové funkce. Příspěvkové funkce pro vybrané vlnové délky v čáře H_α pro F1 model erupční atmosféry. Čísla u jednotlivých křivek znamenají vzdálenost od středu čáry v mÅ. Na ose x jsou geometrické výšky ve sluneční atmosféře. Rozměr příspěvkové funkce je $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. Převzato z [31].

počtem různých spektrálních čar tak lze zvýšit rozsah atmosférických oblastí, ve kterých jsme alespoň přibližně schopni stanovit vertikální rychlostní pole. V praxi však obvykle nejsou tak rozsáhlá pozorovací data k dispozici. Navíc takovéto přiřazení hloubek je velmi nepřesné.

Určité (i když ne příliš výrazné) zpřesnění by mohlo přinést užití tzv. *příspěvkových funkcí* (contribution function, CF). Příspěvkové funkce v podstatě vyjadřují množství energie, kterým určitá vrstva sluneční atmosféry přispívá k celkové vystupující monochromatické intenzitě. Tj. jsou přesnější alternativou k obrázku 1.1 a k postupu z předchozího odstavce. Matematicky můžeme psát

$$I_\nu(0) = \sum_{k=1}^n CF_k, \quad (4.3)$$

kde $I_\nu(0)$ je vystupující monochromatická intenzita a k označuje vrstvu ve sluneční atmosféře. Nevýhodou zůstává, že lze použít pouze takové příspěvkové funkce, které jsou „jednoznačné“, tj. mají pouze jeden výrazný vrchol (*peak*). Vezmeme-li si např. příspěvkovou funkci pro čáru H_α a F1 model [27] erupční atmosféry (viz obr. 4.2), vidíme, že ke stanovení vrstvy, ze které přichází převážná většina záření dané vlnové délky, můžeme užít příspěvkové funkce pro vzdálenost (od středu čáry) 0, 120, 420 a 1500 mÅ. Příspěvková funkce pro vzdálenost 660 mÅ má dva výrazné vrcholy, tj. jednoznačné při-



Obrázek 4.3: Schematická geometrie erupční oblasti. Šrafovaně je znázorněna erupce a tečkovaně neporušená atmosféra. $I_o(\Delta\lambda)$ je intenzita v hloubce nezasážené erupcí, $I_f(\Delta\lambda)$ je intenzita záření vystupujícího z erupce a $I_n(\Delta\lambda)$ je intenzita záření vystupujícího z blízké neporušené oblasti. Převzato z [19].

řazení hloubky není možné. Navíc tento postup přiřazení hloubek sluneční atmosféry k rychlostem odvozeným z bisektorů je možný použít pouze pro ty spektrální čáry, u nichž se příspěvkové funkce za přítomnosti vertikálních makroskopických rychlostních polí výrazně nemění. Dle [31] je však tato podmínka pro důležité spektrální čáry H_α , H_β či $\text{CaII } 8542$ splněna. Další podrobnosti o příspěvkových funkcích lze též nalézt v [31].

Dalším problémem metody bisektorů je právě její přímočarost; pomocí této metody nelze určit mechanismus vzniku asymetrií (tj. zda např. červená asymetrie vznikla v důsledku emise záření z vrstvy pohybující se směrem od pozorovatele, či naopak v důsledku absorpce ve vrstvě pohybující se směrem k pozorovateli; viz strana 20) a v některých případech tak mohou být výsledky zkreslené či dokonce zcela opačné. Vždy záleží na interpretaci konkrétních výsledků.

V neposlední řadě může být problémem „plochost“ pozorovaných spektrálních profilů. Jelikož uvažujeme o použití metody bisektorů v případě emisních erupčních profilů, může se stát, že emise zcela „překryje“ absorpční jádro čáry, zároveň ale nebude dostatečně velká, abychom pozorovali výrazný emisní peak, a profil tak bude „plochý“ - metodu bisektorů nebude možné použít. Tento problém někteří autoři (např. [6], [8], [19]) řeší tak, že metodu bisektorů aplikují na tzv. rozdílové profily, tj. na profily získané z erupčních profilů odečtením „statického“ profilu (obvykle uvažován profil klidného Slunce z oblasti blízko zkoumané erupce). Tento krok však lze použít pouze

za určitých zjednodušujících předpokladů ([19], [42]).

Vydeme-li z geometrie na obrázku 4.3, můžeme formální řešení rovnice přenosu záření (viz. str. 31) psát ve tvaru

$$I_f(\Delta\lambda) = I_0(\Delta\lambda) \exp(-\tau_f(\Delta\lambda)) + \int_0^{\tau_f} S(\Delta\lambda, t) \exp(-t) dt, \quad (4.4)$$

kde $I_0(\Delta\lambda)$ je intenzita záření v hloubce nezasažené erupcí, $I_f(\Delta\lambda)$ je intenzita záření vystupujícího z erupce, $\tau_f(\Delta\lambda)$ je optická tloušťka erupce a $S(\Delta\lambda, t)$ je zdrojová funkce. $\Delta\lambda$ značí vzdálenost od středu spektrální čáry. Jestliže je neporušená chromosféra pro dané vlnové délky průhledná a jestliže nyní budeme předpokládat, že zdrojová funkce $S(\Delta\lambda, t)$ je v erupční atmosféře konstantní a že optická tloušťka erupce $\tau_f(\Delta\lambda)$ je výrazně menší než jedna, můžeme místo $I_0(\Delta\lambda)$ psát $I_n(\Delta\lambda)$ a celou rovnici 4.4 převést na tvar

$$I_f(\Delta\lambda) = I_n(\Delta\lambda) + S [1 - \exp(\tau_f(\Delta\lambda))], \quad (4.5)$$

tj. dostáváme vyjádření pro rozdílové profily ΔI

$$\Delta I(\Delta\lambda) \equiv I_f(\Delta\lambda) - I_n(\Delta\lambda) = S [1 - \exp(\tau_f(\Delta\lambda))]. \quad (4.6)$$

Vidíme tedy, že rozdílové profily můžeme používat pouze za předpokladu, že zdrojová funkce v erupci je konstantní a že optická tloušťka erupce je výrazně menší než jedna. Pro jádro diagnosticky důležité čáry H_α tak rozdílové profily užít nemůžeme, jelikož zde není splněn předpoklad $\tau_f \ll 1$ ([43]). Pro křídla čáry H_α tento předpoklad být splněn může, ale také nemusí. Záleží vždy na konkrétní erupci. Stanovení optické tloušťky je značně problematické, alespoň přibližně ji lze určit pomocí *metody vyplnění absorpčních čar* (Method of Filling up the Absorption Lines, [34]).

4.2 Modelování přenosu záření v erupční atmosféře

Pod pojmem *model hvězdné atmosféry* rozumíme specifikování všech atmosférických stavových parametrů jako funkci hloubky (geometrické nebo optické) nebo jako funkci sloupcové hmoty $dm = -\rho dz$. Základním typem modelů jsou statické modely konstruované za podmínek hydrostatické rovnováhy, tj. bez přítomnosti výrazných makroskopických pohybů. Tyto modely lze dále rozdělit na *LTE* a *non-LTE* modely. LTE modely počítají s lokální termodynamickou rovnováhou (*Local Thermodynamic Equilibrium*), tj. s aproximací, která předpokládá, že teplota se sice s výškou mění, přitom však v malém okolí každého místa se plazma chová stejně jako v termodynamické rovnováze odpovídající určité teplotě. Pod pojem non-LTE pak můžeme shrnout jakékoliv odchylky od LTE. Mnoho informací týkajících se modelování hvězdných atmosfér lze najít např. v [18] či [29].

Pro modelování přenosu záření v erupční atmosféře je z důvodu nízké hustoty plazmatu nutno použít značně komplikovanější model non-LTE. V následujících odstavcích se pokusíme shrnout základní rovnice a charakteristiky používané pro modelování přenosu záření.

4.2.1 Základní rovnice

Základní rovnicí je *rovnice přenosu záření* (radiative transfer equation, RTE), kterou lze v nejobecnějším tvaru zapsat

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{n} \cdot \nabla\right) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) = \eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) - \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t), \quad (4.7)$$

kde I je specifická intenzita závislá na frekvenci záření ν , směru šíření záření \mathbf{n} , poloze \mathbf{r} a čase t . Tato rovnice tedy vyjadřuje změnu intenzity záření v důsledku interakce záření s látkou (plazmatem), jejíž vlastnosti jsou v daném místě \mathbf{r} popsány *emisním koeficientem* η a *absorpčním koeficientem* χ .

Absorpční koeficient popisuje úbytek z pole záření způsobený látkou. Matematicky lze psát

$$dE = \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) dS ds d\omega d\nu dt, \quad (4.8)$$

kde dE je množství energie, které element látky o průřezu dS a délce ds odebere ze záření o specifické intenzitě I dopadající na průřez dS v prostorovém úhlu $d\omega$. Rozměr takto definovaného absorpčního koeficientu je cm^{-1} . Veličina $1/\chi$ má tedy rozměr délky a vyjadřuje charakteristickou vzdálenost, kterou foton urazí, než je absorbován, tj. střední volnou dráhu.

Emisní koeficient vyjadřuje, jak látka přispívá k poli záření. Matematické vyjádření má tvar

$$dE = \eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) dS ds d\omega d\nu dt, \quad (4.9)$$

kde dE je energie uvolněná z elementárního objemu látky (o průřezu dS a délce ds) do prostorového úhlu $d\omega$ ve směru \mathbf{n} a frekvenčním intervalu $d\nu$. Rozměr emisního koeficientu je $\text{erg cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Pro zjednodušení v dalším uvažujme důležitý případ jednodimenzionální planparalelní atmosféry, navíc časově nezávislý. Rovnici přenosu záření pak dostaneme ve tvaru

$$\mu \frac{dI(\nu, \mu, z)}{dz} = \eta(\nu, \mu, z) - I(\nu, \mu, z) \chi(\nu, \mu, z). \quad (4.10)$$

Intenzita záření je nyní funkcí pouze frekvence ν , geometrické souřadnice z a směrového cosinu μ (tj. $\mu = \cos \theta$, kde θ je úhel mezi směrem šíření záření a normálou k povrchu). Pokud tuto rovnici vydělíme absorpčním koeficientem

χ dostaneme tvar (pomocí indexu zde explicitně vyjadřujeme pouze závislost na ν , jelikož je nejpodstatnější)

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad (4.11)$$

kde τ_ν je *optická hloubka* definovaná vztahem

$$d\tau_\nu = -\chi_\nu dz, \quad (4.12)$$

a S_ν je tzv. *zdrojová funkce* definovaná jako

$$S_\nu = \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu}. \quad (4.13)$$

Absorpční a emisní koeficienty jsou lokální veličiny, proto rovnice (4.13) platí obecně pro všechny geometrie. Zdrojová funkce, jak název napovídá, je úměrná počtu fotonů emitovaných v jednotkovém intervalu optické hloubky. Intenzitu záření vystupující z nějakého objemu látky pak můžeme získat z tzv. *formálního řešení*, které pro případ jednorozměrné planparalelní atmosféry můžeme obecně zapsat jako

$$I(\tau_1, \mu) = I(\tau_2, \mu) \exp[-(\tau_2 - \tau_1)/\mu] + \int_{\tau_1}^{\tau_2} S(t) \exp[-(t - \tau_1)/\mu] dt/\mu, \quad (4.14)$$

resp. pro případ polonekonečné atmosféry ($\tau_1 = 0$, $\tau_2 = \infty$) se tato rovnice redukuje na tvar

$$I(0, \mu) = \int_0^\infty S(t) \exp[-t/\mu] dt/\mu. \quad (4.15)$$

Vrátíme-li se k rozdílu mezi LTE a non-LTE, můžeme říci, že v případě LTE je stav plazmatu rovnovážný (charakterizovaný teplotou T) a intenzita je určována řešením rovnice přenosu záření (tj. výrazem (4.14)), kde za S dosazujeme tzv. Planckovu funkci B . V případě non-LTE je situace podstatně komplikovanější. Zdrojovou funkci předem neznáme (tj. $S \neq B$); zdrojová funkce je silně závislá na poli záření (emisní i absorpční koeficient závisí na populaci atomárních hladin, jež jsou funkcí pole záření).

Jako další tedy musíme řešit *rovnice statistické rovnováhy* (equations of statistical equilibrium, ESE), jež popisují excitační a ionizační rovnováhu v dané látce. Základní tvar ESE je

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}) = \sum_{j \neq i} [n_j (R_{ij} + C_{ij}) - n_i (R_{ij} + C_{ij})], \quad (4.16)$$

kde \mathbf{v} je rychlost plazmatu, n_i resp. n_j jsou populace atomárních hladin i resp. j , a R_{ij} resp. C_{ij} jsou „radiative rates“ resp. „collisional rates“ pro daný přechod. R_{ij} vyjadřují četnost zářivých přechodů a závisí na poli záření;

C_{ij} vyjadřují četnost kolizních přechodů a jsou funkcí elektronové hustoty a teploty. Většina modelů předpokládá stacionární stav, tj. člen $dn_i/dt = 0$, statistické rovnováhy tak nejsou ovlivněny hydrodynamikou plazmatu. Počet všech přechodů z hladiny i se tedy rovná počtu všech přechodů do hladiny i ze všech ostatních hladin.

Pro každou atomární hladinu budeme mít jednu rovnici typu (4.16). Tento systém rovnic pro všechny hladiny atomu však není lineárně nezávislý. Proto potřebujeme ještě jednu rovnici, abychom mohli takový systém uzavřít. Obvykle se používá *rovnice zachování počtu částic* (total number conservation equation)

$$\sum_i n_i + n_e = N = \frac{p_{gas}}{kT}. \quad (4.17)$$

V této rovnici N vyjadřuje celkovou částicovou hustotu, k je Boltzmannova konstanta, T je teplota prostředí a p_{gas} je tlak plynu. Elektronovou hustotu n_e můžeme určit z rovnice zachování náboje, vyjadřující celkovou elektrickou neutralitu látky, a N stanovíme pomocí veličin T a p_{gas} . Teplotu T můžeme určit z rovnice zářivé rovnováhy, vyjadřující zachování celkového zářivého toku, resp. v případě semiempirického modelu atmosféry máme T zadánu např. jako funkci sloupcové hmoty. Konečně tlak plynu p_{gas} plyne z pohybové rovnice

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \mathbf{f}, \quad (4.18)$$

kde ρ je hustota látky, p je celkový tlak a \mathbf{f} jsou vnější síly. Pro jednorozměrný hydrostatický případ tak dostáváme rovnici hydrostatické rovnováhy

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g, \quad (4.19)$$

kterou s využitím definice sloupcové hmoty (str. 29) přepíšeme na tvar

$$\frac{dp}{dm} = g, \quad (4.20)$$

jenž má jednoduché řešení

$$p(m) = mg + p(0), \quad (4.21)$$

kde bereme $p = p_{gas}$. V obecném případě se však celkový tlak p skládá ze tří složek - tlak plynu, turbulentní tlak a tlak záření. Pro stacionární případ (rychlosti nezávislé na čase, $\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$) dostaneme výslednou rovnici ve tvaru $p + \rho v^2 = mg$.

K celkovému řešení konečně potřebujeme znát řadu pomocných výrazů, jako např. definiční výrazy emisního a absorpčního koeficientu, které závisí na obsazení hladin (skládají se z jednotlivých příspěvků od „vázaně-vázaných“, „vázaně-volných“ a „volně-volných přechodů“), a proto potřebujeme znát strukturu atomů. Rovněž musíme znát geometrii modelovaného jevu.

Pojmem struktura atomů označujeme, kolik hladin a přechodů bereme při výpočtu v úvahu. To záleží především na tom, které spektrální čáry a s jakou přesností chceme modelovat. Pro vodík se obvykle užívá pětihladinový model plus kontinuum, dávající dostatečně přesné výsledky pro spektrální čáry H_α a H_β [20].

Stanovit skutečnou geometrii modelovaného erupčního jevu je v podstatě nemožné, proto se užívá řada zjednodušujících geometrií, zejména model polonekonečné atmosféry či jednorozměrné planparalelní atmosféry (vrstvy).

Výsledný soubor rovnic tvoří vysoce nelineární systém, jehož řešení je značně složitým numerickým problémem. V současné době se k výpočtu obvykle užívá metoda tzv. *urychlených lambda iterací* (accelerated lambda iterations, ALI), jejíž princip je popsán např. v [18] a v referencích zde uvedených lze také najít podrobnosti.

4.2.2 Rychlosti v non-LTE výpočtech, aproximace užívá k jejich získání

Pro studium asymetrií spektrálních profilů, které jsou důsledkem makroskopických pohybů plazmatu, je nutné do výpočtu zavést rychlosti těchto pohybů.

Obecně se tyto rychlosti objevují v rovnicích statistické rovnováhy (4.16), v pohybové rovnici (4.18) a v tzv. profilu čáry φ_{ij} (line profile function), který se vyskytuje v definičních vztazích pro „radiative rates“ (viz 4.16). Je funkcí frekvence ν a směrového cosinu μ . Pro vertikální rychlostní pole v má závislost na μ tvar

$$\varphi_{ij}(\mu, \nu) = \varphi_{ij}\left(\nu - \frac{\mu v}{c} \nu_0\right), \quad (4.22)$$

kde ν_0 je frekvence středu čáry, c je rychlost světla. Protože profil čáry vystupuje též ve vztazích pro emisní a absorpční koeficient, jsou rychlosti implicitně přítomny rovněž ve zdrojové funkci a optické hloubce, tj. v rovnici přenosu záření. Podrobnější informace lze nalézt např. v [29] a [30].

Pro případ malých rychlostí, které neovlivňují výrazně excitační a ionizační podmínky v plazmatu, je možné k výpočtu intenzity (pro její následné srovnání s profily pozorovanými s cílem získat průběh vertikálního rychlostního pole v atmosféře) použít statický non-LTE model pro zjištění stavových parametrů atmosféry a následně provést formální řešení rovnice přenosu záření s předepsaným průběhem pole rychlostí.

Toto přiblížení jsme pro další výpočty zvolili i my. Konkrétní postup je převzat z článku [1]. Cílem výpočtu je zkonstruovat *grid* („mříž“, „soubor“; fázový prostor diskretních parametrů, jejichž vzájemné kombinace popisují různé možné hodnoty zkoumaného systému) syntetických profilů, které jsou následně srovnávány s profily pozorovanými. V našem případě se tedy jedná o konstrukci gridu pro čáru H_α . Tento grid je konstruován pomocí non-LTE

kódu vyvinutého Heinzelem ([17]). K výpočtu je užitá jednorozměrná plan-paralelní atmosféra v hydrostatické rovnováze. Excitační a ionizační rovnováhy pro atom vodíku jsou získány současným řešením rovnice přenosu záření, rovnic statistické rovnováhy pro pětihladinový vodík plus kontinuum a rovnic zachování počtu částic a náboje (viz předchozí část kapitoly). Výsledný systém se řeší pomocí MALI (Multilevel Accelerated Lambda Iterations). Podrobnosti ohledně tohoto výpočtu je možno najít v práci [1].

Tento výpočet umožňuje nalézt grid modelů erupční chromosféry variovaním dvou vstupních parametrů. Jako iniciační je užit F1 model slabé erupce ([27]). Variovaným parametrem je m_0 , jenž modifikuje sloupcovou hmotnostní škálu referenční atmosféry, a ΔT , jenž modifikuje teplotní rozdělení v referenční atmosféře.

Použité vztahy jsou

$$m(ID) = m_{rm}(ID) + m_0, \quad (4.23)$$

a

$$T(ID) = T_{rm}(ID) + \frac{[m_1 - m(ID)]\Delta T}{m_1}, \quad (4.24)$$

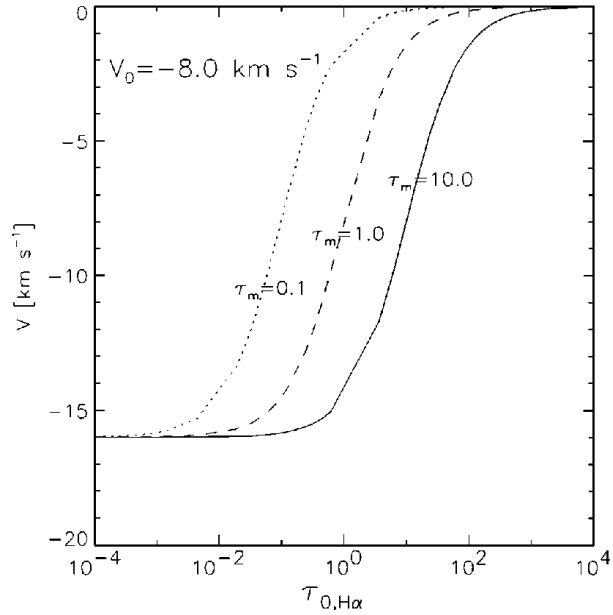
kde index rm označuje referenční F1 model, sloupcová hmota m_1 určuje výšku v atmosféře nad kterou se při výpočtu modifikuje teplota, ID označuje hloubkové body semiempirického modelu.

Dalším krokem výpočtu je zavedení rychlostního pole jako funkce optické hloubky. Předpokládaný tvar tohoto pole je

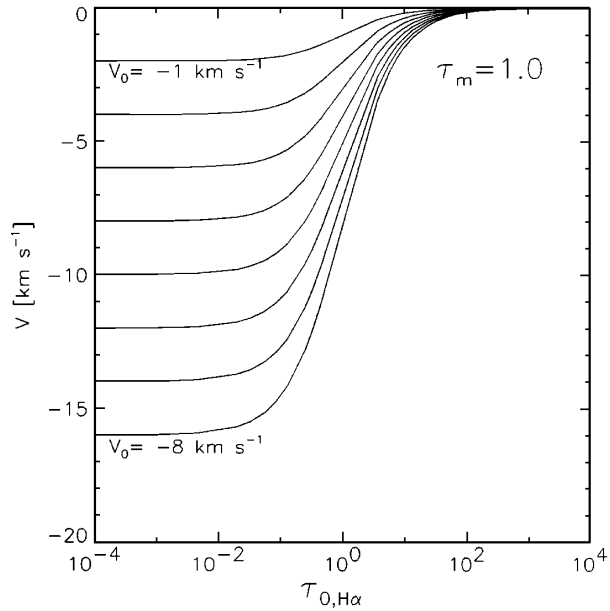
$$V(\tau) = \frac{2V_0}{1 + \tau/\tau_m}, \quad (4.25)$$

kde τ_m označuje hloubku, ve které je rychlost rovna V_0 . Pro $\tau \ll \tau_m$ (vrchní vrstvy chromosféry) se rychlost blíží $2V_0$, pro $\tau \gg \tau_m$ (spodní vrstvy blízké fotosféře) se rychlost blíží 0. Takovéto rychlostní pole je používáno pro popis expandující atmosféry [29] a pravděpodobně dobře popisuje vypařování atmosféry v průběhu erupce (viz kapitola 2.1) [1],[30]. Záporné znaménko rychlosti označuje pohyb vzhůru. Ukázky průběhu takového rychlostního pole jsou na obrázcích 4.4 a 4.5.

Obecný postup hledání průběhu vertikálního rychlostního pole v erupční atmosféře s využitím předchozích vztahů je následující. V prvním kroku se zkonstruuje grid statických modelů atmosféry variovaním parametrů m_0 a ΔT . Každý pozorovaný profil se následně srovnává s profily, jež odpovídají tomuto gridu, a pomocí metody nejmenších čtverců se hledá nejlepší shoda. Pro takto nalezené parametry statické atmosféry se v dalším kroku provedením formálního řešení RTE konstruuje další grid, tentokrát již se zavedeným rychlostním polem (4.25). Parametry gridu jsou nyní V_0 a τ_m . Nakonec se opět každý pozorovaný profil pomocí metody nejmenších čtverců srovná s tímto „rychlostním“ gridem.



Obrázek 4.4: Ukázka průběhu rychlostního pole (4.25) s optickou hloubkou pro jádro čáry $\text{H}\alpha$ v závislosti na parametru τ_m a pro $V_0 = 8 \text{ km s}^{-1}$. Převzato z [1].



Obrázek 4.5: Ukázka průběhu rychlostního pole (4.25) s optickou hloubkou pro jádro čáry $\text{H}\alpha$ v závislosti na parametru V_0 a pro $\tau_m = 0, 1$. Převzato z [1].

Tento postup je časově úsporný, neboť úplné non-LTE výpočty jsou prováděny pouze pro „statický“ grid, „rychlostní“ grid je konstruován pomocí

formálního řešení RTE pouze pro konkrétní parametry m_0 a ΔT a ne pro celý grid těchto parametrů. Ovšem, jak již bylo zmíněno, tento postup je možné použít pouze pro malé rychlosti, které výrazně nepřekračují termální rychlosti plazmatu, tj. přibližně pro rychlosti $V \leq 10 \text{ km}^{-1}$, a které tak neovlivňují excitační a ionizační podmínky v plazmatu; více je možno nalézt v [30].

Konkrétní provedení výpočtu, jež byl právě popsán, a získané výsledky jsou k nalezení v kapitole 5.3.

Kapitola 5

Zpracování dat

5.1 Rádiová a rentgenová data

Data z těchto spektrálních oborů slouží pouze jako data doplňková. Jejich význam spočívá v tom, že pokud máme v průběhu erupce zaznamenán zvýšený tok rádiového či rentgenového záření, můžeme usuzovat na přítomnost pohybu nabitých suprathermálních svazků částic. Tj. zejména rentgenové záření umožňuje poměrně spolehlivě rozlišit jednotlivé fáze (impulzní a graduální) erupce.

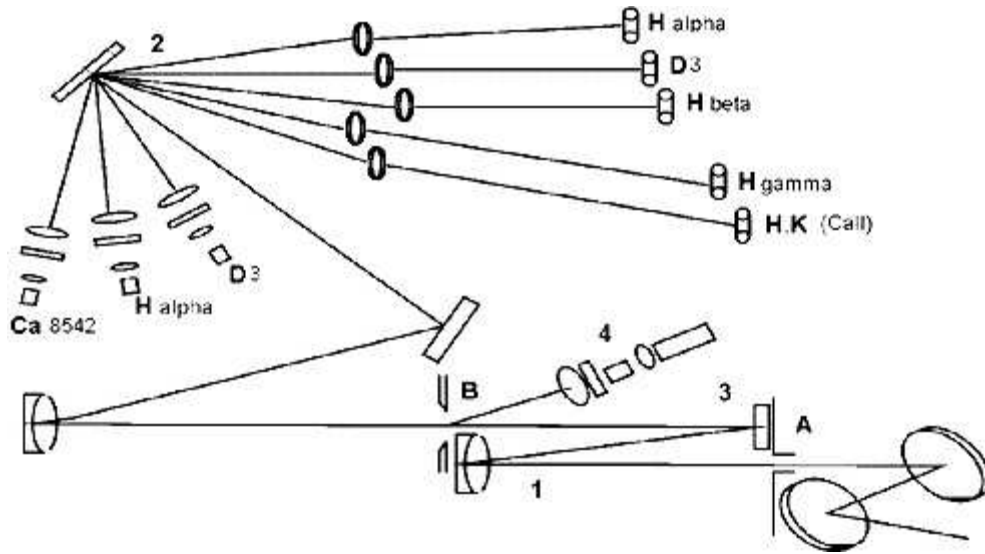
Pozorování v rentgenovém oboru byla pořízena družicí *GOES* (*Geostationary Operational Environmental Satellite*), jejíž data jsou přístupná na internetu [48].

Data v rádiovém oboru byla získána na *slunečním oddělení Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově*, kde se provádí rádiová pozorování ve třech pásmech. Radioteleskop *RT3* pracuje na frekvenci 3,0 GHz s časovým rozlišením 10 ms a radioteleskopy *RT4* a *RT5* pozorují na frekvencích 2,0 - 4,5 GHz resp. 0,8 - 2,0 GHz s časovým rozlišením 100 ms a s využitím 256 frekvenčních kanálů (viz [47]). Rádiový tok v těchto frekvencích je právě z oblastí chromosféry a nízké koróny, kde jsou pozorovány erupce.

5.2 Optická data

Optická data byla získána z archivu slunečního oddělení Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově, kde se již od roku 1958 nacházel *mnohokamerový sluneční spektrograf* (*Multichannel Flare Spectrograph, MFS*). Tento přístroj sloužil až do června loňského roku, od července ho na slunečním oddělení nahradil nově modernizovaný přístroj *HSFA2* (*Horizontal-Sonnen-Forschungs-Anlage*, viz [46]).

Parametry MFS byly zvoleny tak, aby bylo možno ve velmi krátkých expozičních časech snímat současně spektra slunečních erupcí a protuberancí ve vybraných spektrálních oblastech a diagnosticky důležitých spektrálních

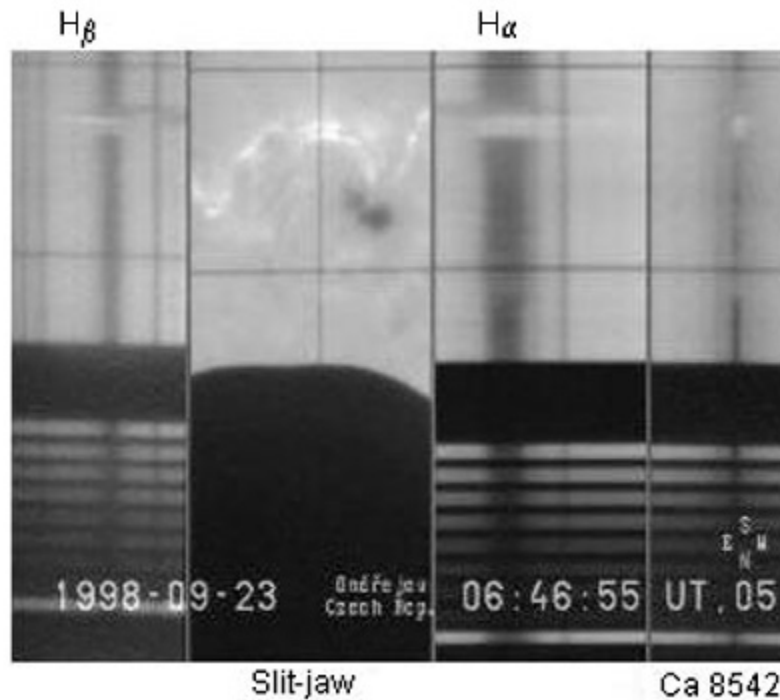


Obrázek 5.1: Schéma MFS. Převzato z [46].

čarách. Podrobnosti o MFS je možné najít v [35]. Na obrázku 5.1 je vidět schéma tohoto přístroje.

Paprsek slunečního světla po průchodu coelostatem dopadá na sférické zrcadlo (1) s průměrem 230 mm a ohniskovou vzdáleností 1 350 cm. Poté se odráží od rovinného zrcadla (3) a vytváří v ohniskové rovině, kde je umístěna i štěrbinu spektrografu (B), obraz Slunce o průměru 125,6 mm (průměrná hodnota, jež se v průběhu roku mění). Po průchodu štěrbinou, jejíž používaná šířka je $53 \mu\text{m}$, dopadá světlo na zrcadlo kolimátoru s parametry 230 mm/850 cm, a po dalším odrazu od rovinného zrcadla dopadá na mřížku (2). Mřížka má rozměry $90 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ a 600 vrypů na milimetr. Maximum koncentrace světla je nastaveno do druhého pravého řádu.

Na počátku devadesátých let byl tento přístroj podstatně modernizován [26] a místo fotografických kamer byl nainstalován systém černobílých CCD detektorů. Rozměry čipů kamer jsou $6,4 \text{ mm} \times 4,8 \text{ mm}$. Kamery obvykle pracují s frekvencí 25 snímků za sekundu a expoziční doba, jež se nastavuje vnitřní elektronikou kamer, se pohybuje v rozmezí $1/10\,000 \text{ s}$ až $1/50 \text{ s}$. Typický výstup z ondřejovského MFS je vidět na obrázku 5.2. Výstup je tvořen směšovačem ze 4 CCD kamer. Jde o profily spektrálních čar H_α , H_β , $\text{Ca II } 8542 \text{ \AA}$ a o tzv. slit-jaw snímek. Na tomto snímku je zobrazena ta část sluneční chromosféry, přes kterou prochází štěrbinu spektrografu, tj. můžeme přesně vidět, jaká část slunečního povrchu je zodpovědná za jaký spektrální profil. Tento snímek vzniká odrazem světla od planoparalelní skleněné destičky s propustnou štěrbinou, kterou byla nahrazena klasická štěrbinu. Odražené světlo pak prochází úzkopásmovým H_α filtrem (4) a je zaznamenáno CCD kamerou.



Obrázek 5.2: Výstup z ondřejovského MFS. Převzato z [46].

Takovýto výstup je společně s údaji o datu a době pozorování zaznamenáván na videokazetu. V této podobě jsou data v Ondřejově archivována.

5.2.1 Digitalizace a zpracování dat pomocí softwaru IDL

Prvním krokem při výběru dat pro další zpracování bylo srovnání časových záznamů optických [46] a radiových [47] pozorování a výběr těch záznamů, které se překrývaly. Dalším krokem pak bylo prohledání archivu videokazet a výběr záznamů erupcí vhodných ke zdigitalizování.

Digitalizace videosignálu znamená převod analogového záznamu videa do digitální formy pomocí tzv. grabberu. Technické podrobnosti je možno najít např. v [3]. Takto můžeme získat jednotlivé snímky záznamu erupce, jež jsou vhodné k dalšímu zpracování.

Ke zpracování zdigitalizovaných snímků se využívá software vyvinutý na slunečním oddělení Astronomického ústavu AV ČR v programovacím jazyce *IDL* (Interactive Data Language [50]). Jedná se o programy *calib.pro*, *xlook.pro* a *uprava.pro*. Autorkou poslední verze programů je Eva Havlíčková [46].

Hlavním problémem dat pořízených pomocí MFS je jejich kalibrace, tj. převod zaznamenaných přístrojových veličin na reálně použitelné fyzikální

veličiny. Musíme tedy provést *kalibraci vlnových délek* a *kalibraci intenzit*. K tomuto účelu slouží právě program `calib.pro`.

Kalibrace vlnových délek je závislá na tzv. *disperzní křivce*, která je definována jako vztah mezi polohou pixelu x v meridionální rovině snímku získaného danou kamerou a vlnovou délkou λ snímaného záření. Tato závislost je obecně nelineární, avšak v případě MFS jsou velikosti CCD čipů kamer ve srovnání s jejich vzdáleností od mřížky natolik malé, že lze předpokládat disperzní křivku tvaru

$$\lambda = c_1 x + c_2. \quad (5.1)$$

Koeficienty c_1 a c_2 jsou určeny polohou kamery a optickou soustavou před kamerou. Tyto koeficienty se stanovují z libovolného spektrálního profilu klidného Slunce. Určuje se pozice dvou terestrických čar vody se známou vlnovou délkou, jež se promítají do blízkosti zkoumaných spektrálních čar (H_α , H_β nebo $\text{Ca II } 8542 \text{ \AA}$; např. pro H_α se jedná o čáry s vlnovými délkami $6560,555 \text{ \AA}$ a $6564,206 \text{ \AA}$).

Kalibrace intenzit se určuje pomocí tzv. *kalibrační křivky*, což je převodní vztah mezi intenzitou světla vstupující do spektrografu a odezvou snímacího systému. Pro dobrou kalibraci intenzit je třeba, aby na zkoumaném obrázku bylo spektrum klidného Slunce, které se snímá přes škálu zeslabujících klínů o známé optické hustotě. Jejich význam je ten, že umožňují získat více bodů, kterými se kalibrační křivka prokládá. Kdyby se klíny nepoužívaly, znali bychom pouze dva body kalibrační křivky určené z profilu klidného Slunce - jeden z hodnoty kontinua a druhý ze středu čáry. Příklad kalibrační křivky získané s pomocí škály zeslabujících klínů je na obrázku 5.3.

Tvar kalibrační křivky, tj. funkční závislost odezvy kamery I na intenzitě dopadajícího světla I_d , je výrobcem kamery udávána ve tvaru

$$I = (AI_d + B)^\gamma. \quad (5.2)$$

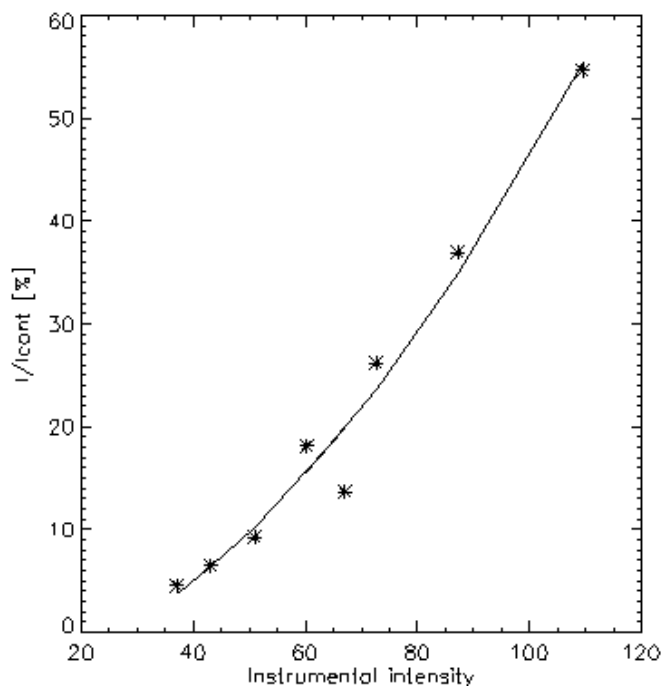
V tomto vztahu γ udává tzv. gamma korekci, která upravuje lineární odezvu kamer vhodně pro citlivost lidského oka, jež vnímá signál na obrazovce nelineárně. Konstanty A a B určují tvar této závislosti. Jelikož však chceme získat hodnoty intenzity světla, jež do detektoru vstupuje, určujeme závislost

$$I_d = f^{-1}(I). \quad (5.3)$$

Tj. ke každému signálu odezvy I přiřazujeme funkční hodnotu I_d , která signál vybudila. Kombinací vztahů 5.2 a 5.3 dostaneme

$$I_d = aI^b + c. \quad (5.4)$$

Hodnota I_d se udává v procentech lokálního kontinua pro úhel Θ , což je úhel mezi normálou ke slunečnímu povrchu v daném místě a zorným paprskem pozorovatele (tj. normálou k povrchu v místě středu slunečního disku).

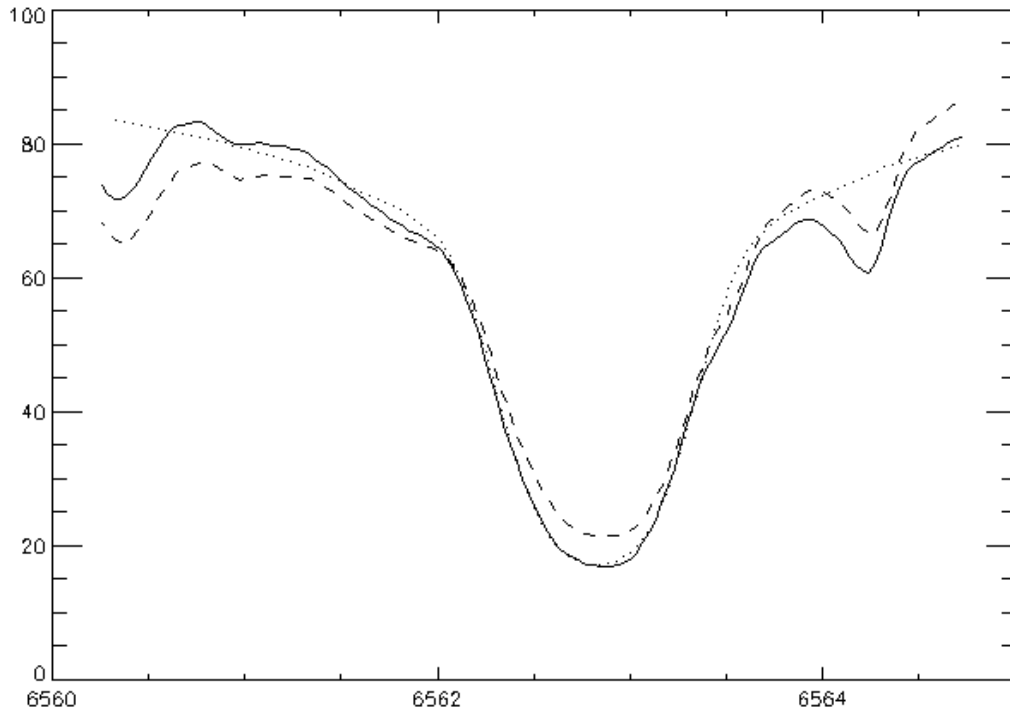


Obrázek 5.3: Příklad kalibrační křivky pro oblast H_{α} určené za použití škály zeslabujících klínů o známé optické hustotě.

Vstupem do programu *calib.pro* je tedy zpracováváný zdigitalizovaný snímek sluneční chromosféry, výstupem jsou koeficienty disperzní (c_1, c_2) a kalibrační (a, b, c) křivky.

Tyto koeficienty tvoří (společně s příslušným snímkem) vstup do dalšího programu, *xlook.pro*, který slouží k výběru konkrétního místa, jehož profil nás zajímá. Výstupem z tohoto programu je spektrální profil uložený ve formátu *FITS* (*Flexible Image Transport System*).

Posledním krokem procedury získávání spektrálních profilů je odečtení úrovně tzv. *rozptýleného světla*, jež může být značně vysoká. Pod pojem rozptýlené světlo rozumíme parazitní světlo snižující kvalitu výsledných pozorování, které do spektrografu vniká z okolí, či světlo, které vzniká přímo ve spektrografu, např. rozptylem na prachových částicích. K odečtení rozptýleného světla slouží program *uprava.pro*. Tento program umožňuje pohybovat celým profilem ve směru os x a y (tj. ve směru λ a I), přenásobovat spektrální profil určitou hodnotou či korigovat tzv. lineární růst (odchylka kontinua profilu od vodorovné hladiny způsobená rozptýleným světlem). V praxi probíhá korekce rozptýleného světla následovně. Pomocí programu si načteme spektrální profil klidného Slunce, který pochází z oblasti blízké zkoumanému profilu. Tento klidný profil pak pomocí úprav, které program dovoluje, korigujeme tak, aby se co nejvíce shodoval s referenčním profilem klidného Slunce pro danou oblast, tzv. *Davidovským* profilem (viz [7]). Stejně úpravy pak



Obrázek 5.4: Ukázka profilu klidného Slunce před (čárkovaná čára) a po (plná čára) odstranění rozptýleného světla. Tečkovaně je na obrázku zobrazen referenční (tzv. Davidovský) profil klidného Slunce.

provedeme i se zkoumaným profilem. V praxi se nám nejvíce osvědčil postup korekce lineárního růstu, přenásobení určitým koeficientem a odečtení (tj. posun celého profilu ve směru osy y) příslušné hodnoty rozptýleného světla. Ukázka korigovaného a nekorigovaného profilu je na obrázku 5.4.

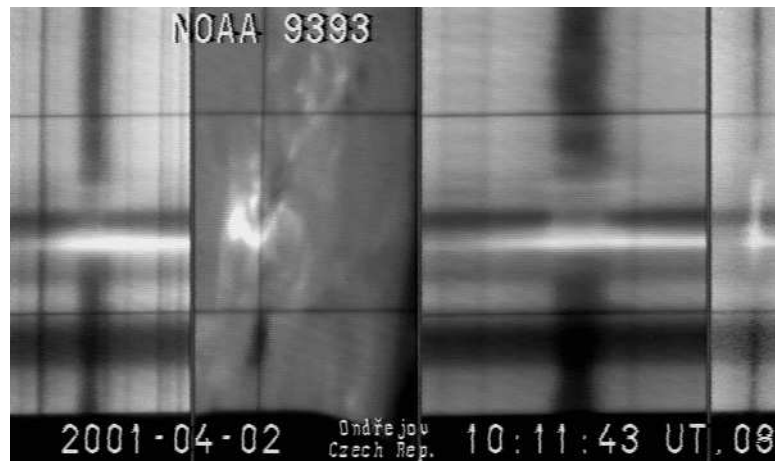
5.3 Zpracované erupce, výsledky

Postupem uvedeným v předchozí části byly vybrány a zdigitalizovány celkem 3 erupce. Jejich přehled je v tabulce 5.1. V této tabulce je postupně uvedeno datum, čas pozorování dané oblasti na ondřejovském MFS (čas O.), dále čas trvání erupce a čas, kdy erupce dosahovala maximální intenzity dle *NGDC* (*National Geophysical Data Center*) [49], čas trvání erupce a čas, kdy erupce dosahovala maximální intenzity v rentgenovém oboru (dle GOES, [48]), označení aktivní oblasti dle *NOAA* (*National Oceanic and Atmospheric Administration*), souřadnice erupce a importance (dle NGDS) a třída erupce (dle GOES). Erupce č.1 byla vybrána kvůli výrazným asymetriím patrným již z předběžné prohlídky archivovaného záznamu, erupce č.2 a č.3 byly vybrány kvůli vhodné pozici blízko středu slunečního disku ($\cos \theta = 0,8$; θ je úhel mezi pozicí erupce a středem slunečního disku), protože pro tuto po-

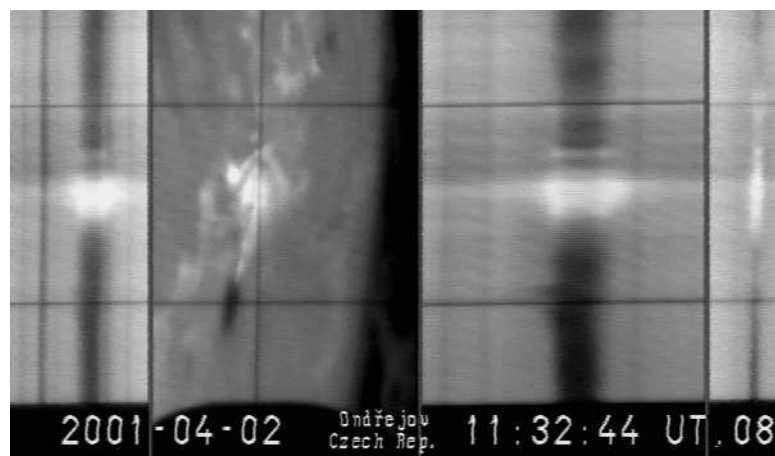
Číslo	1	2	3
Datum	02.04.2001	05.08.2003	10.08.2003
Čas O. [UT]	10:08 - 12:06	09:06 - 09:33	10:15 - 10:45
Čas N. [UT]	10:06 - 10:42 11:00 - 12:30	09:08 - 09:28	10:16 - 10:25
Max N. [UT]	10:10 11:13	09:14	10:21
Čas G. [UT]	10:04 - 10:20 10:58 - 12:05	- -	10:11 - 10:31
Max G. [UT]	10:14 11:36	-	10:20
NOAA	9393	0421	0425
Pozice	N16 W60 N16 W62	S06 W33	S06 W36
Importance	1N 1F	SF	SF
Třída	X1.4 X1.1	-	C3.5

Tabulka 5.1: Přehled zdigitalizovaných jevů. Postupně je uveden čas pozorování dané oblasti na ondřejovském MFS (čas O.), čas trvání erupce a čas maxima dle NGDC (čas N., max N.), čas trvání erupce a čas maxima v rentgenovém oboru dle GOES (čas G., max G.), označení aktivní oblasti dle NOAA, souřadnice erupce a její importance (dle NGDC). Posledním údajem je třída erupce (dle GOES).

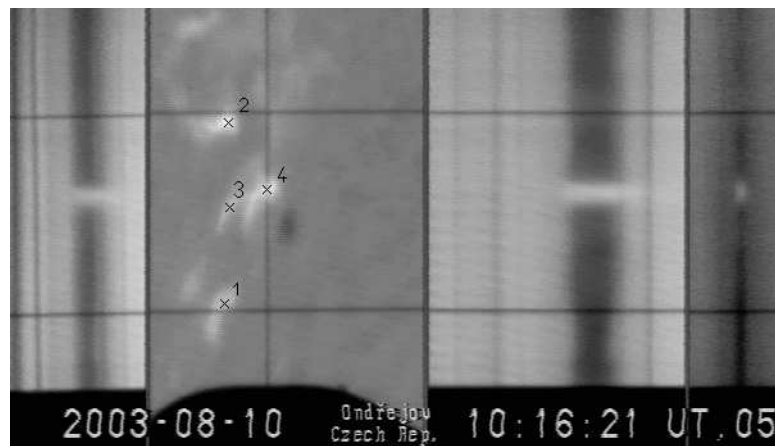
zici již existoval grid statických H_{α} profilů (viz oddíl 4.2.2). U erupce č.1 jsou v tabulce u časů, pozice, importance a třídy uvedeny dva údaje, neboť ve skutečnosti se jednalo o dvě erupce, následující v jedné oblasti těsně po sobě. Z těchto efektů jsme nakonec pro další zpracování (kalibrace a korekce rozptýleného světla) vybrali jevy č.1 a č.3. Jev č.2 jsme dále nezpracovávali, protože po prohlídce předběžně získaných profilů zde nebyly patrné žádné asymetrie. Kalibraci vlnových délek a intenzit a korekci rozptýleného světla jsme tedy provedli (postupem uvedeným v předchozím oddílu) pro erupce č.1 a č.3. Ve výsledku jsme pro erupci č.1 obdrželi 85 profilů pokrývajících časový úsek zhruba 10:08 až 11:53 UT a pro erupci č.2 jsme získali 26 profilů pokrývajících časový úsek zhruba 10:15 až 10:30 UT. Ukázky záznamů z ondřejovského MFS jsou pro tyto dvě resp. tři erupce na obrázcích 5.5, 5.6 a 5.7. V obrazové příloze je možno najít celkový rentgenový tok ze Slunce v době zpracovávaných jevů.



Obrázek 5.5: Ukázka erupce ze dne 2.4.2001



Obrázek 5.6: Ukázka erupce ze dne 2.4.2001



Obrázek 5.7: Ukázka erupce ze dne 10.8.2003

5.3.1 Získaná rychlostní pole – non-LTE výpočty

Dalším krokem bylo provedení srovnání pozorovaných profilů, získaných průměrováním přes celou oblast daného erupčního jádra, s gridem syntetických profilů získaným pomocí non-LTE výpočtu, který byl obecně popsán v oddílu 4.2.2. Nejprve jsme pozorované profily srovnali s gridem H_α profilů odpovídajících statickým modelům erupční atmosféry. Grid byl získán modifikací parametrů m_0 a ΔT . Syntetických profilů bylo celkem $23 \times 26 = 598$, tj. 23 hodnot m_0 v rozsahu -10^{-4} až $+10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$, s krokem $5 \cdot 10^{-5} \text{ g cm}^{-2}$, a 26 hodnot ΔT v rozsahu -700 až $+500 \text{ K}$, s krokem 50 K . Syntetické profily byly počítány pro dvě pozice na Slunci, tj. pro $\cos \theta = 0,45$ a $\cos \theta = 0,8$. První odpovídá erupci č.1, druhá erupci č.3. Ve výsledku jsme tak měli dva soubory syntetických profilů, z nichž každý byl srovnáván s pozorovanými profily z příslušné erupce. Výpočty syntetických profilů braly v úvahu mikroturbulentní a Starkovské rozšíření spektrálních čar. Nakonec byla provedena konvoluce s gaussovským profilem pološířky $0,20 \text{ \AA}$ (pro čáru H_α odpovídá 7 km s^{-1}), s cílem simulovat makroturbulentní rozšíření a instrumentální efekty (viz [1]). Tyto gridy jsme získali od dr. Berlickiho¹.

Srovnávání pozorovaných a syntetických profilů bylo provedeno metodou nejmenších čtverců pomocí programu *srovnani.pro*, který jsme si k tomuto účelu vytvořili v programovacím jazyce IDL. Tento program počítá rozdíly intenzit pozorovaného profilu a každého z 598 syntetických profilů. Rozdíly jsou počítány pro 161 bod vlnových délek, které pokrývají interval přibližně $6562,03 \text{ \AA}$ až $6563,63 \text{ \AA}$, tj. $-0,8 \text{ \AA}$ až $+0,8 \text{ \AA}$. Syntetické profily čáry H_α existují pro rozsah zhruba $\pm 2 \text{ \AA}$, při srovnávacím výpočtu však bylo nutno provést „odříznutí“ blendu způsobeného terestrickou čarou vody $6564,206 \text{ \AA}$, a proto je zde uvažován pouze rozsah $\pm 0,8 \text{ \AA}$ v okolí čáry H_α . Matematicky je možno pro n -tý syntetický profil definovat celkový rozdíl v intenzitách jako

$$\chi_n^2 = \sum_{i=1}^{161} (I_{\lambda_i}^{obs} - I_{n,\lambda_i}^{synt})^2, \text{ kde } n = 1, \dots, 598. \quad (5.5)$$

I^{obs} je intenzita pozorovaného a I_{synt} intenzita syntetického profilu. Poslední částí tohoto kroku je nalezení minima mezi souborem hodnot χ_n^2 . Dostáváme tak mezivýsledek v podobě parametrů m_0 a ΔT , které odpovídají syntetickému profilu s nejmenší hodnotou χ_n^2 , a které určují statický model chromosféry.

Bohužel pro erupci č.1 se nepodařilo najít dobrou shodu mezi pozorovanými a syntetickými profily, získané hodnoty χ^2 jsou příliš vysoké – pro dobrou shodu je zapotřebí, aby χ^2 dělený počtem uvažovaných „stupňů volnosti“ (tj. počtem uvažovaných vlnových délek) byl řádově 1 [43]. Tato podmínka je poměrně dobře splněna pro erupci č.3, viz tabulka 5.2. Naopak pro

¹Observatoire de Paris, Section de Meudon, France; Astronomical Institute of the Wrocław University, Wrocław, Poland

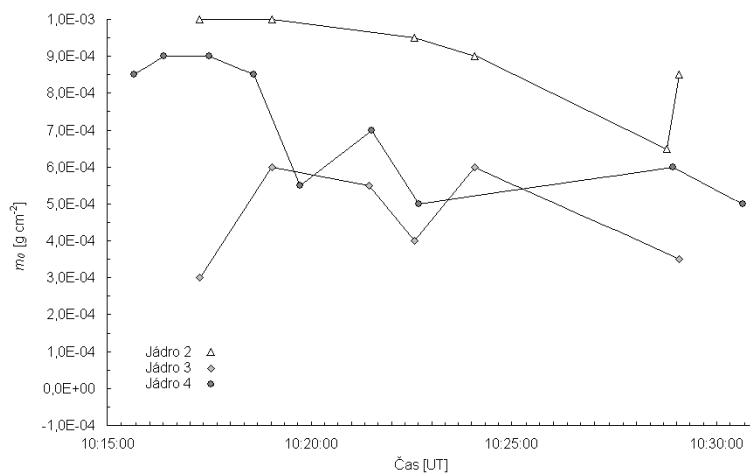
Jádno	Čas [UT]	$\chi^2/161$	m_0 [g cm ⁻²]	ΔT [K]
1	10:15:41	1,99	0,00070	-500
2	10:17:15	6,13	0,00100	-300
	10:19:01	9,39	0,00100	-250
	10:22:35	5,98	0,00095	-300
	10:24:05	4,02	0,00090	-350
	10:28:45	2,56	0,00065	-500
	10:29:04	3,01	0,00085	-450
3	10:17:15	2,60	0,00030	-700
	10:19:01	2,38	0,00060	-700
	10:21:26	1,81	0,00055	-500
	10:22:35	3,14	0,00040	-550
	10:24:05	2,85	0,00060	-400
	10:29:04	6,16	0,00035	-700
4	10:15:38	3,04	0,00085	-500
	10:16:21	4,57	0,00090	-400
	10:17:29	3,68	0,00090	-450
	10:18:34	2,66	0,00085	-450
	10:19:43	3,29	0,00055	-550
	10:21:31	3,69	0,00070	-450
	10:22:41	2,84	0,00050	-550
	10:28:54	3,28	0,00060	-600
	10:30:38	4,65	0,00050	-700

Tabulka 5.2: Parametry m_0 a ΔT statického modelu erupční atmosféry získané výpočtem nejlepší shody pozorovaného a syntetického profilu, erupce č.3. Pozice jader jsou znázorněny na obrázku 5.7.

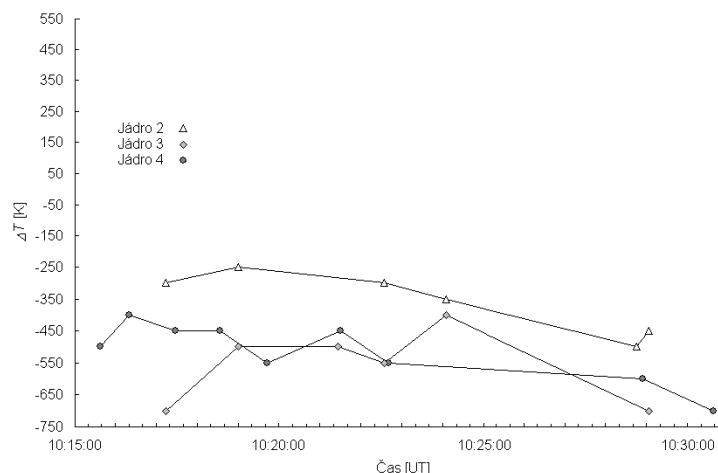
erupci č.1 se získané hodnoty pohybují v rozmezí přibližně 20 až 100, tj. jsou řádově 10-krát až 100-krát horší. Pravděpodobné příčiny jsou diskutovány v následující kapitole. Z dalšího výpočtu jsme proto erupci č.1 vyloučili.

Získané hodnoty parametrů pro erupci č.3 je možno najít v tabulce 5.2. Na obrázcích 5.8 resp. 5.9 je zaznamenán časový vývoj těchto parametrů pro jádra č.2, č.3 a č.4 (viz obrázek 5.7). Srovnání pozorovaných a teoretických profilů je možno najít v příloze, viz obrázky 6.6 až 6.16. Pro jádro č.1 byl zpracováván profil pouze pro čas 10:15:41, neboť v dalších časech, kdy byly získány profily této oblasti, již bylo toto jádro velmi slabé (viz obrázky v příloze) – profily byly prakticky srovnatelné s profilem klidného Slunce.

Veličiny m_0 a ΔT získané v předchozím kroku slouží jako vstupní parametry kroku následujícího (ten jsme prováděli už pouze pro erupci č.3). Do výpočtu se nyní zavádí rychlostní pole 4.25 závislé na optické hloubce ve středu čáry H $_{\alpha}$. Pro konkrétní model atmosféry se tak konstruuje nový



Obrázek 5.8: Časový vývoj parametru m_0 . Pozice jader jsou znázorněny na obrázku 5.7.



Obrázek 5.9: Časový vývoj parametru ΔT . Pozice jader jsou znázorněny na obrázku 5.7.

soubor profilů, jehož parametry jsou nyní τ_m a V_0 (viz oddíl 4.2.2). Populace hladin a elektronové hustoty jsou brány z předchozího výpočtu statické atmosféry. Takto získané profily již vykazují asymetrie v důsledku dopplerovských posuvů způsobených pohybem hmoty. Pro každý analyzovaný profil získáváme nový, „rychlostní“, grid $21 \times 41 = 861$ profilů, jež odpovídají modelům atmosféry se zavedeným rychlostním polem. Pro konstrukci tohoto gridu se užívá 21 hodnot $\log \tau_m$ v rozmezí $-1,0$ až $+1,0$, s krokem $0,1$, a 41 hodnot V_0 v rozmezí $-10,0$ km.s⁻¹ až $+10,0$ km.s⁻¹, s krokem $0,5$ km.s⁻¹. Získané syntetické profily byly opět konvolovány s gaussovským profilem pološířky $0,20 \text{ \AA}$ (viz předchozí krok). Ve výsledku jsme tak měli 21 souborů syntetických profilů (pozorovaných profilů je celkem 22, pro dva tyto pro-

Jádro	Čas [UT]	$\chi^2/161$	$\log \tau_m$	V_0 [km.s ⁻¹]
1	10:15:41	1,95	-0,4	-1,25
2	10:17:15	3,85	+1,0	+0,63
	10:19:01	5,45	+1,0	+2,50
	10:22:35	3,82	+1,0	+1,25
	10:24:05	2,82	+1,0	+0,63
	10:28:45	1,62	-0,2	+5,00
	10:29:04	2,10	-0,9	+12,50
3	10:17:15	1,96	-0,8	-1,88
	10:19:01	2,05	-1,0	+9,38
	10:21:26	1,77	-0,6	+3,13
	10:22:35	2,01	+0,5	+2,50
	10:24:05	1,87	-0,7	+6,25
	10:29:04	2,17	+1,0	+2,50
4	10:15:38	2,35	-1,0	+12,50
	10:16:21	3,68	+1,0	+0,63
	10:17:29	2,67	-0,9	+12,50
	10:18:34	1,94	-0,9	+12,50
	10:19:43	1,87	+0,1	+5,00
	10:21:31	2,26	-0,7	+11,87
	10:22:41	1,60	+0,2	+3,75
	10:28:54	1,84	+0,3	+6,25
	10:30:38	1,54	+1,0	+5,63

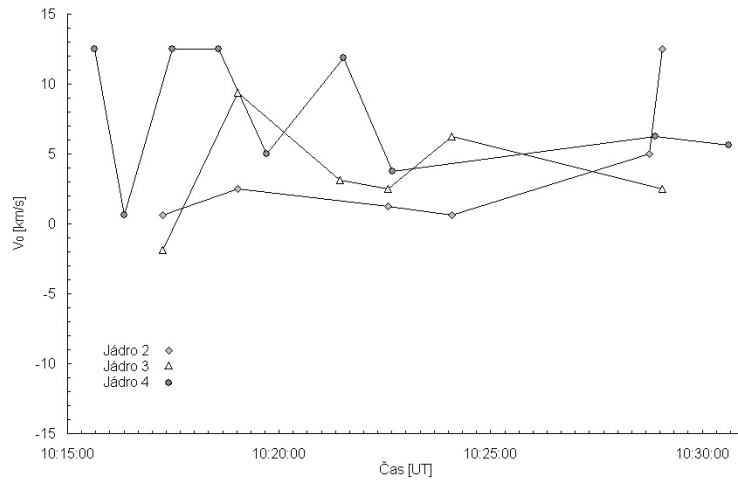
Tabulka 5.3: Parametry $\log \tau_m$ a V_0 definující vertikální rychlostní pole získané výpočtem nejlepší shody pozorovaného a syntetického profilu, erupce č.3. Pozice jader jsou znázorněny na obrázku 5.7.

fily byly nalezeny shodné parametry statické atmosféry), z nichž každý byl srovnáván s příslušným pozorovaným profilem. Výpočty syntetických profilů opět provedl dr.Berlicki.

Konečnou fází výpočtu bylo opětovné srovnání pozorovaných a syntetických („nyní rychlostních“) profilů. Pro srovnání se opět používá metoda nejmenších čtverců – program *srovnani.pro*.

Výsledné parametry získané výpočtem nejlepší shody pozorovaných a syntetických profilů je možno najít v tabulce 5.3. Protože se předpokládá kolmost toků plazmatu k povrchu Slunce, je v této tabulce u parametru V_0 uváděna hodnota korigovaná pro danou pozici erupce, tj. $\cos \theta = 0,8$. Srovnání pozorovaných a teoretických profilů je opět možno najít v příloze, viz obrázky 6.6 až 6.16.

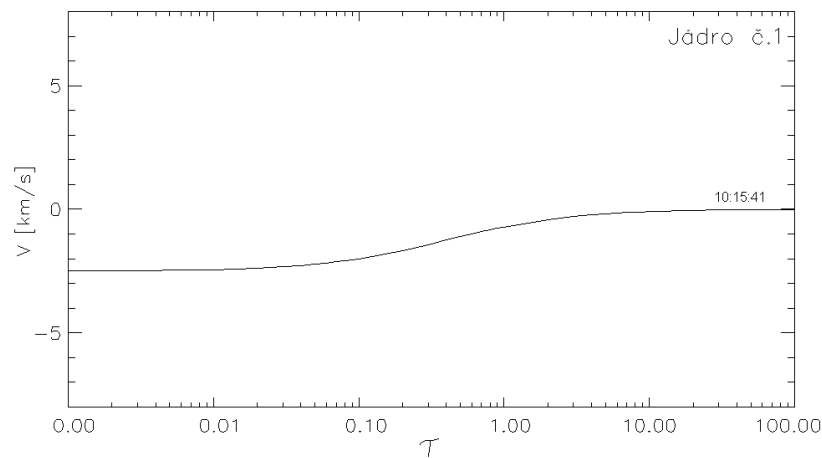
V tabulce 5.3 je též uvedena hodnota χ^2 , jež v tomto kroku musí být menší nebo alespoň stejná jako v kroku předchozím – jak vidno, pro všechny



Obrázek 5.10: Časový vývoj výsledné rychlosti V_0 získané srovnáním pozorovaných a syntetických profilů. Pozice jader jsou znázorněny na obrázku 5.7.

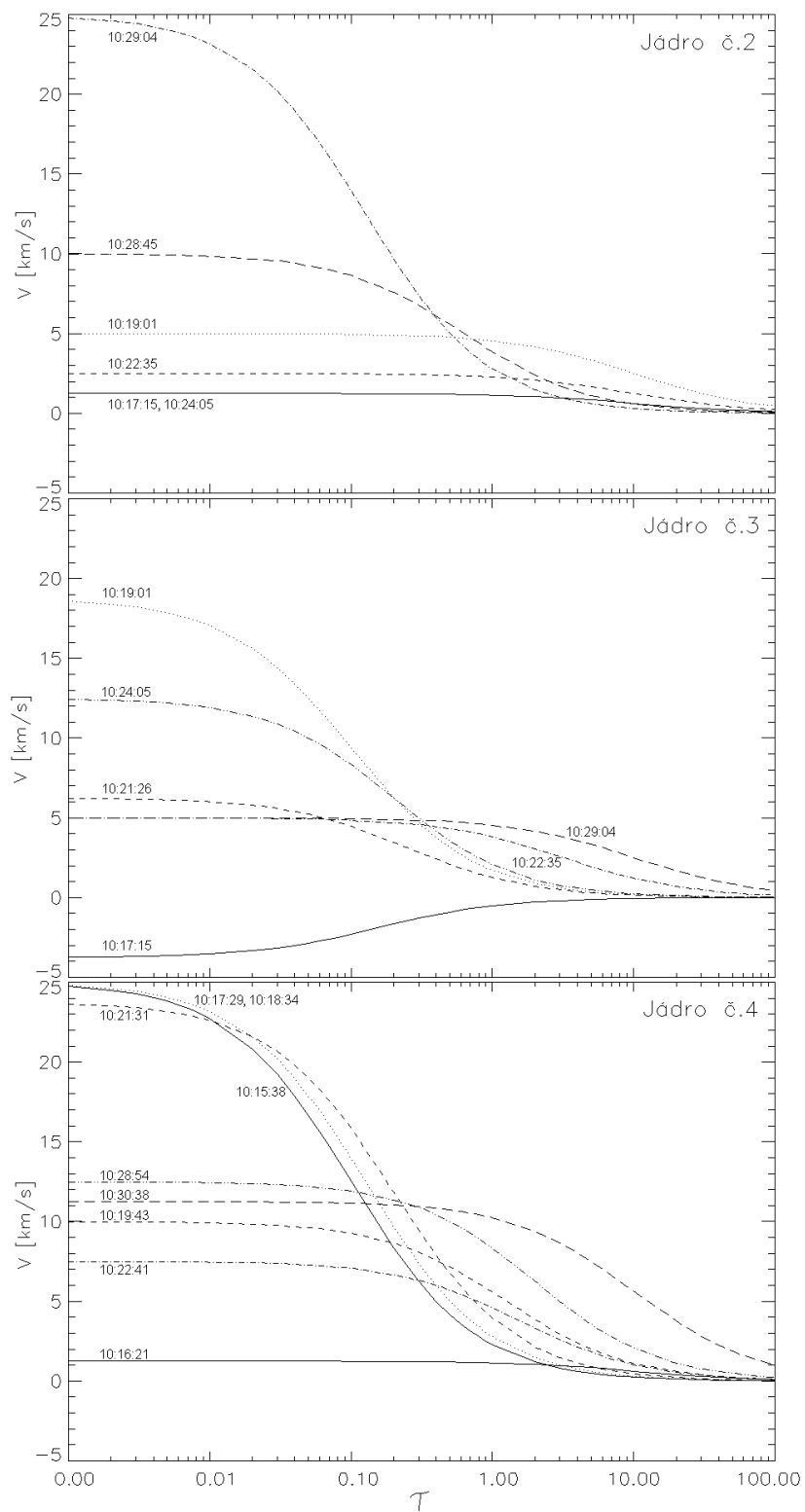
profily je toto splněno². Časový vývoj výsledné rychlosti V_0 pro jádra č.2, č.3 a č.4 je znázorněn na obrázku 5.10.

Konečně parametry V_0 a τ_m slouží ke stanovení výsledného rychlostního pole ve tvaru 4.25. Průběh těchto rychlostních polí pro jednotlivá jádra v závislosti na optické hloubce ve středu čáry H_α je ukázán na obrázcích 5.11 resp. 5.12.



Obrázek 5.11: Průběh vertikálního rychlostního pole pohybujícího se plazmatu v závislosti na optické hloubce ve středu čáry H_α pro jádro č.1. Čas pozorování je vyznačen na obrázku.

² Nesplnění této podmínky vedlo k odhalení nekonzistentnosti mezi „statickým“ a „rychlostním“ gridem, jež musela být odstraněna, a tedy k celkovému pozdržení této práce.



Obrázek 5.12: Průběh vertikálního rychlostního pole pohybujícího se plazmatu v závislosti na optické hloubce ve středu čáry H_α pro jádro č.2, č.3 a č.4. Časy jednotlivých pozorování jsou vyznačeny na obrázku.

5.3.2 Získaná rychlostní pole – bisektory

Jak již bylo popsáno ve 4. kapitole, lze ke studiu asymetrií profilů spektrálních čar rovněž použít metodu bisektorů. Z tohoto důvodu jsme v programovacím jazyce *IDL* [50] napsali program *bisec.pro*, který umožňuje výpočet bisektorů pro prakticky libovolný profil spektrální čáry, tj. jak pro emisní tak pro absorpční profil. Podmínkou samozřejmě je, aby zkoumaný profil nebyl příliš „plochý“ (viz část 4.1.1), a aby tedy existovala oblast, ve které je principiálně možno bisektory počítat.

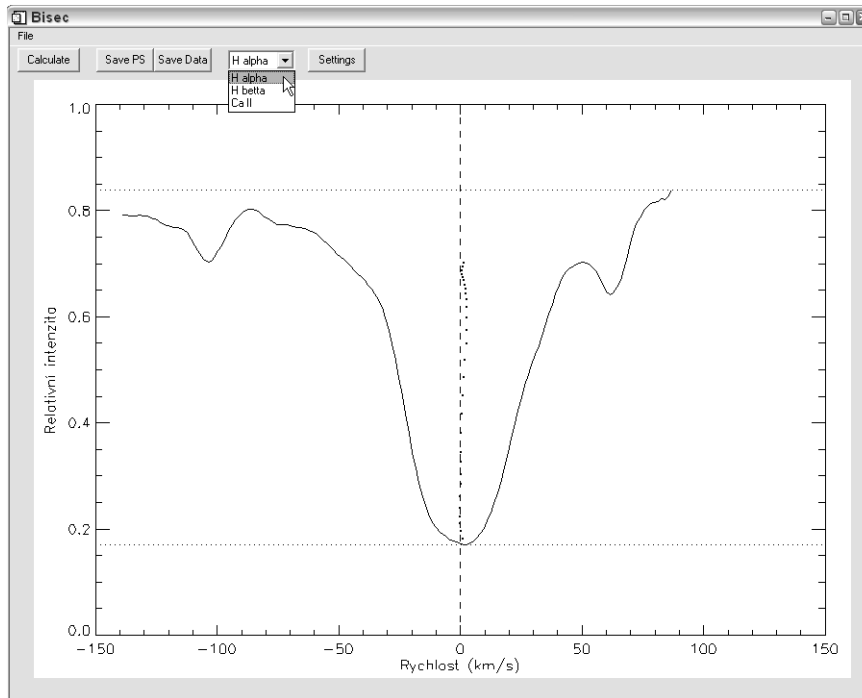
Program funguje následujícím způsobem. Uživatel si zvolí profil, u kterého chce spočítat bisektory a načte ho do programu. Program pracuje se soubory *FITS* získanými pomocí programu *xlook.pro* (viz část 5.2.1). Dále si uživatel zvolí hladiny intenzity, mezi kterými chce spočítat bisektory, a spustí vlastní výpočet. Program následně ke každému bodu (který se nachází ve zvoleném intervalu intenzit) levé části profilu najde bod na stejné hladině intenzity, tentokrát z pravé části profilu. Pokud se na stejné hladině intenzity žádný bod pravé části profilu nenachází (což je většinový případ), jsou vybrány dva nejbližší body, mezi kterými je provedena interpolace, jejímž výsledkem je bod ležící na stejné hladině intenzity jako bod z levé části profilu. Následně je proveden výpočet bisektorů dle vzorce 4.2, a to pro každou dvojici takto získaných bodů. Nakonec jsou získané hodnoty bisektorů pomocí Dopplerova vztahu 3.1 přepočteny na km s^{-1} . Získané výsledky jsou zobrazeny jak v podobě grafické (přímo v pracovním okně programu), tak v podobě textové. Stejně tak je možno výsledky uložit – buď jako prostý text nebo jako obrázek ve formátu *PS*.

Program umožňuje provádět výpočty celkem pro tři spektrální čáry, a to pro H_α , H_β a $\text{Ca II } 8542 \text{ \AA}$.

Chyby výsledných hodnot (bereme-li v úvahu pouze chyby vznikající při vlastním výpočtu v programu a ne chyby, jež vznikly při předchozím zpracování profilů, tj. chyby vzniklé při kalibraci prvotního snímku apod.) jsou výhradně chybami vznikajícími při interpolaci. Záleží tak pouze na „hustotě“ bodů zpracovávaného profilu (zanedbáme-li nepatrné chyby zaokrouhlovací). Se vzrůstajícím počtem bodů, které tvoří profil, hodnota nepřesnosti výpočtu klesá. Pro snímky získané ondřejovským přístrojem *MFS* (viz str. 37) a zpracované pomocí programu *xlook.pro*, tj. snímky profilů, kdy na jeden \AA spektra připadá cca 35 bodů, se maximální hodnoty chyb mohou pohybovat až okolo $1,2 \text{ km s}^{-1}$.

Program je tvořen pomocí tzv. *widgets*, procedur, jež umožňují vytvořit grafické uživatelské rozhraní a jež jsou přímo implementovány v programovacím jazyce *IDL*, a umožňuje tak přímé a pohodlné ovládání pomocí myši. Ukázka pracovní obrazovky a výstupu z programu je na obrázku 5.13.

K praktickému použití programu je ještě nutno dodat, že uživatel musí dávat pozor na tzv. *blends*, způsobené např. terestrickými čarami vody, neboť



Obrázek 5.13: Pracovní obrazovka programu *bisec.pro*. Tlačítko *File* slouží k načítání zkoumaných profilů, tlačítko *Settings* k nastavování hladin intenzity mezi kterými jsou počítány bisektory, tlačítko *Calculate* ke spuštění vlastního výpočtu, který je možno provádět pro tři spektrální čáry – H_{α} , H_{β} a $Ca II 8542 \text{ \AA}$. Výsledky je možno ukládat jako text (tlačítko *Save Data*) nebo jako obrázek (tlačítko *Save PS*).

tyto program neumí automaticky odhalit a výsledky tak mohou být nepřesné.

Bohužel ne všechny profily bylo možno pomocí metody bisektorů vyhodnotit. Důvodem byla právě zmiňovaná „plochost“ některých profilů; ve výsledku jsme tedy mohli pomocí programu *bisec.pro* zpracovat 14 profilů z 22. Grafické výsledky je možno najít v příloze – obrázky 6.17 a 6.18. Z těchto obrázků je také jasně patrné, proč je třeba dávat pozor na blendy způsobené terestrickými čarami vody apod. – u hodnot odvozených bisektorů díky těmto blendům dochází k různým posunům a nerealistickým skokovým změnám, jež mohou být i velmi výrazné. Tento problém se dá (společně s problémem plochosti) řešit odečtením profilu klidného Slunce od profilů zkoumaných (tzv. rozdílové profily) – vzhledem k tomu, že blendy mají prakticky u všech profilů zhruba stejnou hodnotu, dochází při odečtení profilů k jejich téměř úplnému vymizení nebo alespoň výraznému zmenšení. Toto odečítání však lze použít pouze za určitých zjednodušujících předpokladů, jež jsou konkrétně popsány v předchozí kapitole v části 4.1.1. O splnění těchto předpokladů se lze přesvědčit pomocí *metody vyplnění absorpčních čar* (Method of Filling up the Absorption Lines, [34]), jež byla zmíněna právě v části 4.1.1, avšak pro

Jádro	Čas [UT]	V_j [km.s ⁻¹]	V_k [km.s ⁻¹]
2	10:17:15	–	+10,5 !
	10:19:01	–	+12,5 !
	10:22:35	–	+12,5 !
	10:28:45	+6,0	+4,5 !
3	10:17:15	0,0	+5,5 !
	10:19:01	+6,0	+4,5 !
	10:21:26	+2,5	+6,0 !
	10:22:35	+3,5	+4,0 !
	10:24:05	+5,5	+2,5 !
	10:29:04	+3,0	+4,0 !
4	10:19:43	+6,0	+3,5 !
	10:22:41	+4,0	+3,0 !
	10:28:54	+6,5	+3,5 !
	10:30:38	+5,5	+3,5 !

Tabulka 5.4: Hodnoty rychlostí odvozené pomocí metody bisektorů pro vybrané profily erupce č.3. Pozice jader jsou znázorněny na obrázku 5.7. V_j značí rychlost odvozenou pro jádro čáry H_α , V_k pak rychlost odvozenou pro křídla této čáry. Pomocí ! jsou označeny hodnoty, jež jsou pravděpodobně nereálné, a to díky blendu terestrické čáry vody 6564,206 Å, jež se v profilech objevuje. Podrobnější komentář viz text.

námi zpracovávaná data z ondřejovského přístroje MFS není možné tuto metodu použít, neboť vyžaduje záznam alespoň několika dalších spektrálních čar z blízkého okolí čáry H_α – zaznamenávaný rozsah vlnových délek není u tohoto přístroje dostatečný. Proto jsme byli nuceni od použití rozdílových profilů upustit.

Kromě grafické podoby je možno získané výsledky nalézt v tabulce 5.4. Jsou zde uvedeny hodnoty bisektorů v km s⁻¹ získané pro jádro a pro křídla čáry H_α . Výsledné rychlosti jsou opět modifikované pro danou polohu erupce, tj. $\cos \theta = 0,8$.

Za jádro čáry byla zvolena oblast o přibližném rozsahu vlnových délek $\pm 0,2$ Å okolo laboratorní hodnoty středu čáry H_α . V tomto rozsahu vlnových délek resp. v intervalu jim odpovídajících hladin intenzit jsme určili hodnoty bisektorů, v tabulce pak je uvedena průměrná hodnota opravená o příslušnou polohu erupce a zaokrouhlena na poloviny km s⁻¹. Pro křídla byly hodnoty určeny analogicky, a to pro hladiny intenzit odpovídající vlnové délce přibližně 1,5 Å.

Vybrané rozsahy vlnových délek byly zvoleny s ohledem na kontribuční funkce F1 modelu převzaté z práce [31]. Bylo by samozřejmě vhodnější, aby rozsahy byly brány s ohledem na kontribuční funkce přesně příslušející da-

nému profilu (jež by bylo možno spočítat pomocí metody non-LTE výpočtů z parametrů m_0 a ΔT odvozených v části 5.3.1), ovšem s ohledem na spíše orientační výsledky (jejichž spolehlivost bude diskutována v následující kapitole) metody bisektorů se domníváme, že zvolené přiblížení je dostatečné.

Nakonec je nutno si uvědomit, že všechny získané hodnoty odvozené pro křídlo čáry jsou pravděpodobně nereálné, a to právě z důvodu blendu terestrické čáry vody 6564,206 Å. Pro první tři profily (jež jsou uvedeny v tabulce 5.4), pro které převládala emise (viz obrázek 6.17), by reálné hodnoty měly být větší – získané hodnoty bisektorů jsou díky blendu posunuty směrem k nulové hodnotě rychlosti. Ve zbývajících profilech naopak převládala absorpce, a tudíž jsou získané hodnoty posunuty směrem opačným – reálné hodnoty jsou pravděpodobně nižší. S ohledem na velikost zde získaných hodnot od 2,5 do 6,5 km s⁻¹ a s ohledem na předpokládaný průběh profilu v místě blendu se zdá, že skutečné hodnoty budou okolo 0 km s⁻¹.

Navíc pro první tři profily nebylo možno pomocí bisektorů rychlosti pro jádro čáry H_α určit vůbec, a to právě díky tomu, že profily jsou již poměrně silně emisní – začínají jevit tvar, který je v anglické literatuře obvykle označován pojmem *self-reversed*.

Kapitola 6

Diskuze výsledků

V předchozí kapitole byly popsány výsledky zpracování několika erupcí, pozorovaných na přístroji MFS v Ondřejově, získané metodou srovnávání profilů pozorovaných a spočtených pomocí non-LTE a metodou bisektorů. K těmto výsledkům je nutno učinit několik poznámek.

Především by bylo vhodné, aby bylo zpracováno a analyzováno více erupcí. Faktem však zůstává, že konstrukce souborů syntetických profilů, jež se využívají při srovnání a výpočtu, je náročná – zatím existují dva soubory právě pro polohy $\cos \theta = 0,8$ (erupce z 5.8.2003 a 10.8.2003 byly pro zpracování vybrány právě díky své vhodné poloze) a $\cos \theta = 0,45$ (jenž byl konstruován kvůli erupci z 2.4.2001). Bylo by tedy nutno ponořit se hlouběji do archivu a hledat erupce s vhodnou polohou, resp. získat nová vhodná pozorování. Obě varianty (stejně jako spočtení dalších souborů syntetických profilů pro další pozice na Slunci) jsou samozřejmě v budoucnu možné.

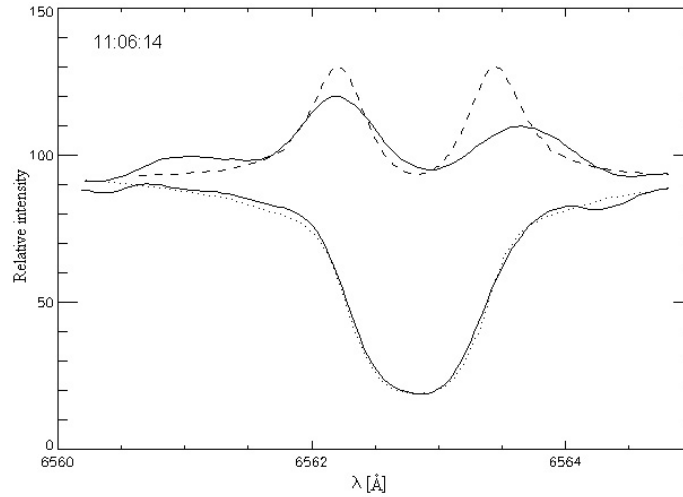
Ze tří vybraných a zdigitalizovaných erupcí jsme do úplného konce zpracovali pouze jednu, a to erupci z 10.8.2003. Pro erupci z 5.8.2003 nebyly po předběžném zpracování nalezeny žádné patrné asymetrie, proto jsme ji dále nezpracovávali; naopak pro erupci z 2.4.2001 byly nalezeny velmi výrazné asymetrie. U této erupce se vlastně jednalo o dvě erupce, jež proběhly těsně po sobě v jedné oblasti. Pro první z nich byla téměř po celou dobu jejího trvání (viz tabulka 5.1) pozorována červená asymetrie, pro druhou z nich pak byla ve shodě s mnoha předcházejícími pozorováními (viz část 3.2) v době impulzní fáze (viz obrázek 6.2) zaznamenána poměrně silná modrá asymetrie s dobou trvání přibližně 4 minuty, profil měl charakter *self-reversed*. Tato postupně odezněla, dané oblasti se na některých pozdějších snímcích jeví bez asymetrie, na některých lze rozeznat slabší červenou asymetrii. U této erupce bylo provedeno srovnání pouze se souborem statických syntetických profilů (viz předchozí kapitola) – protože při něm nebyla nalezena dobrá shoda mezi pozorovanými a syntetickými profily, další srovnávání s odpovídajícím rychlostním syntetickým souborem nebylo prováděno. Vysvětlení proč nebyla nalezena dobrá shoda je pravděpodobně následující:

- Získané pozorování má poměrně nízkou kvalitu. Je zde vysoká úroveň tzv. *parazitního* či *rozptýleného světla*, které vnáší značnou chybu do kalibrace intenzit, a tedy do celého dalšího výpočtu, o čemž svědčí i to, že přes značné úsilí se nám ne vždy podařilo při prvotním zpracování získat dobrou shodu mezi pozorovaným profilem klidného Slunce a profilem teoretickým (tj. Davidovským, viz část 5.2.1 a [7]). Kvalita pozorování je dána především tzv. seeingem. Jeho vliv na tvar profilu spektrální čáry je v tom, že do zkoumané oblasti přimíchává profily čáry H_α z okolních částí sluneční atmosféry, kde mohou být značně odlišné parametry plazmatu, a tím i jiný profil čáry H_α . Profil je tak jakoby „rozmazaný“. Při výpočtech teoretických profilů se obecně počítá s makroturbulentním rozšířením spektrální čáry, s instrumentálními efekty apod., a proto se provádí konvoluce s gaussovským profilem pološířky $0,2 \text{ \AA}$ (viz část 5.3.1 a [1]), avšak tato hodnota byla nalezena empiricky pro pozorování na VTT/MSDP spektrografu (viz [28]) umístěného na Kanárských ostrovech, kde také byla daná metoda výpočtu původně použita (viz [1]). Dá se předpokládat, že vliv seeingu bude pro ondřejovský MFS přeci jen větší, navíc instrumentální profil bude také jiný. Bylo by tedy vhodné, aby pro příště byla provedena analýza kvality pozorování na ondřejovských přístrojích a zjištěna lepší hodnota, se kterou by byly teoretické profily konvolovány.
- Pozorovaná erupce je zřejmě poměrně silná (viz též tabulka 5.1). Vzhledem k tomu, že námi použitá aproximace při zavedení rychlostí do non-LTE výpočtu je použitelná pro rychlosti do přibližně 10 km s^{-1} , a tedy pro hledání rychlostí, jež jsou předpokládány v průběhu graduální fáze erupce, je i pro výpočet statického gridu jako iniciační použit F1 model slabé erupce (viz [27]). Lepší shody by zřejmě bylo dosaženo, kdyby byl rozsah parametrů m_0 a ΔT statického gridu větší a blížil se spíše tzv. F2 modelu (viz též [27]). Ovšem rychlosti, které lze pro silnější erupce resp. pro impulzní fáze erupcí očekávat, jsou větší než 10 km s^{-1} , a proto je rozšíření parametrů statického gridu směrem k F2 modelu více méně bezpředmětné.

Ukázku jednoho z profilů, jenž byl získán při zpracování erupce ze dne 2.4.2001, společně s nejlépe odpovídajícím profilem statického syntetického souboru profilů je možno najít na obrázku 6.1.

Naopak pro poslední erupci z 10.8.2003 se nám podařilo pomocí metody non-LTE výpočtů stanovit průběh vertikálního rychlostního pole v závislosti na optické hloubce ve středu čáry H_α , navíc pro některé pozorované profily byly alespoň částečně určeny rychlosti metodou bisektorů.

Pro většinu analyzovaných profilů jsou rychlosti získané s pomocí metody non-LTE výpočtů kladné, tj. představují pohyby směrem dolů, pouze



Obrázek 6.1: Ukázka profilu erupce a profilu klidného Slunce ze dne 2.4.2001 (souvislá čára). Na obrázku je též zobrazen nejlépe odpovídající teoretický profil „statického“ gridu (čárkovaně). Rovněž je znázorněn teoretický profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku.

pro 2 profily z celkem 22 byly zjištěny velmi malé rychlosti záporné. To odpovídá tomu, že ve většině studovaných jader lze téměř po celou dobu erupce pozorovat slabou modrou asymetrii (viz obrazová příloha), jež se projevuje nepatrně zvýšenou intenzitou v oblasti vlnové délky okolo $-0,5$ až $-0,6$ Å. Jak je pomocí testovacích výpočtů v práci [1] nebo [30] ukázáno, může být modrá asymetrie způsobena pohybem hmoty směrem dolů. Celkově je rozsah získaného parametru V_0 od $-1,88 \text{ km s}^{-1}$ do $+12,50 \text{ km s}^{-1}$.

Tyto výsledky ovšem znamenají rozpor s předpokládaným scénářem *gentle evaporation*, jak byl nastíněn v části 3.2, který je podporován řadou předchozích pozorování, viz např. [1] nebo [23]. Tito autoři pozorovali v průběhu graduální fáze slabou červenou asymetrii a interpretovali ji jako pohyb plazmatu směrem vzhůru.

K tomuto zjištění je však ještě nutno učinit několik dalších poznámek. Přestože zde již bylo několikrát zmíněno, že tato metoda je použitelná pro malé rychlosti, jež se dají očekávat pro graduální fázi erupce, zkusili jsme zpracovat profily v podstatě ze všech jader erupce z celého časového rozsahu jejího trvání, a tedy i z impulzní fáze. Jak je vidět z tabulky 5.1 či z obrázku 6.3, maximum erupce nastalo přibližně v 10:20. Pro zhruba první polovinu zpracovaných snímků tak není rozpor mezi předpokládaným a získaným směrem pohybu hmoty, otázkou však je spolehlivost získaných rychlostí, které by pro impulzní fázi měly být přeci jen větší. Ovšem jak je vidět z tabulky 5.3, hodnoty χ^2 jsou i pro tyto počáteční časy pozorování poměrně malé, dosažená shoda teoretického a pozorovaného profilu je velmi dobrá.

Obecně lze říci, že téměř pro celou dobu trvání erupce ze dne 10.8.2003 byla pozorována slabá modrá asymetrie s celkovým červeným posuvem jádra, což lze dle testovacích výpočtů z práce [1] interpretovat jako pohyb směrem dolů. To pro případ graduální fáze (tj. pro časy zhruba od 10:20 dále) znamená rozpor se scénářem *gentle evaporation*. Otázka spolehlivosti a přesnosti těchto výsledků je diskutována dále, zde ještě poznamenejme, že z obrázku 5.8 je (alespoň pro jádro č.2 a č.4) jasně patrný pokles hodnoty parametru m_0 s časem. To souhlasí se závěry autorů práce [1]. Výraznější skoky v rovnoměrném postupném poklesu parametru m_0 jsou v podstatě pouze dva, a to pro jádro č.2 v čase 10:28:45 a pro jádro č.4 v čase 10:19:43, pro které je viditelný výraznější pokles tohoto parametru. Zde je však nutno poznamenat, že tyto skoky jsou s největší pravděpodobností způsobeny tím, že námi sejmuté profily v těchto časech nejsou, na rozdíl od ostatních časů, přesně ve středu daného jádra. Protože snímky erupční oblasti se získávají digitalizací videozáznamu (viz část 5.2.1), na kterém pozorovatel v některých chvílích povrch Slunce jenom rychle „proskenuje“, je pak obtížné trefit se při snímání obrázků přesně na určité místo.

Chyby a nepřesnosti získaných výsledků jsou způsobeny především následujícími jevy:

- Velký vliv na kalibraci intenzit má seeing, tj. jak již bylo řečeno, bylo by vhodné zjistit přesnější hodnotu pološířky gaussovského profilu, se kterým by byly teoretické profily konvolovány
- Rovněž velkou roli hrají nepřesnosti vznikající při vlastní fitovací proceduře. Jak bylo zmíněno v práci [1], velmi obtížné je fitování především „plochých“ profilů, kde vznikají největší nepřesnosti.
- S tím rovněž souvisí zjištění, které jsme učinili při srovnání profilů gridu statického a profilů odpovídajícího gridu rychlostního, pro které však byla rychlost rovna 0 km s^{-1} . Takové profily by teoreticky měly být naprosto stejné, nicméně pravděpodobně vlivem zaokrouhlovacích chyb při výpočtu jednotlivých souborů syntetických profilů je možno mezi nimi najít drobný rozdíl v intenzitách, jenž může dosáhnout velikosti ve výsledku odpovídající rychlostnímu rozdílu odhadem okolo $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$.
- Navíc je nutno upozornit na jednu věc, jež by mohla námi získané výsledky zcela změnit. U pozorovaných profilů (viz obrázky v příloze) je vidět jakýsi „hrb“ v červeném křídle okolo vlnové délky $+0,8$ až $+0,9 \text{ \AA}$. Protože námi zvolený rozsah fitovaných vlnových délek je přibližně $\pm 0,8 \text{ \AA}$, neměl tento „hrb“ na naše výsledky prakticky žádný vliv. Pokud by však byl námi použitý rozsah větší, výsledky by mohly být v podstatě přesně opačné, neboť tento „hrb“ se na první pohled jeví jako výrazná červená asymetrie. Nicméně jeho původ není zcela zřejmý.

Tento se jeví vždy na stejném místě, je vždy zhruba stejně široký a jeho intenzita vzrůstá v podstatě rovnoměrně s intenzitou emise ve střední části profilu. Jak ukázaly non-LTE výpočty prováděné autory prací [1] a [30], „hrby“ podobného charakteru v profilech díky pohybům hmoty v erupční atmosféře vznikají, avšak spíše právě v okolí vlnových délek $\pm 0,5 \text{ \AA}$, navíc z testovacích výpočtů a obrázku č.7 v práci [1] je jasné vidět, že vznik takového „hrbu“ by měl být doprovázen posunem celého profilu směrem opačným, tj. do modré oblasti. Nic takového jsme však nezaznamenali, ba naopak. Profily jeví červený „hrb“ a zároveň jsou celkově posunuty k červené oblasti vlnových délek. Je tedy otázkou, zda vůbec je možno tento „hrb“ charakterizovat jako asymetrii vznikající na Slunci, což by pak znamenalo, že naše výsledky jsou díky malému rozsahu vlnových délek, použitému při fitovací proceduře, zkreslené, či zda by se nemohlo jednat např. o nějaký blíže neurčený přístrojový efekt apod. Pomineme-li tedy tento „hrb“, pak ve zbytku téměř všech profilů je vidět slabé zvýšení intenzity v modrých oblastech profilu čáry, ale jádro je slabě posunuto k červené oblasti. To souhlasí se zmiňovanými simulacemi.

Výsledky získané metodou bisektorů jsou shrnuty v tabulce 5.4. Z ní je jasné patrné, že pro všechny profily, pro které bylo možno metodu bisektorů použít, byly v jádrech profilů získány kladné rychlosti znamenající pohyb směrem dolů. Co se týče rychlostí získaných z křídel profilů, tak již v předchozí kapitole bylo řečeno, proč jsou tyto výsledky v podstatě ve všech případech zkreslené. Pro „střední oblasti“ profilu by samozřejmě bylo možno získat rychlosti z metody bisektorů také, avšak vzhledem k tomu, že tyto části profilu vznikají díky příspěvkům z více oblastí sluneční atmosféry (tj. příspěvkové funkce mají více než jeden peak, viz např. [31]), je alespoň přibližné přiřazení hloubek k těmto rychlostem v podstatě nemožné.

Přesnost metody bisektorů je samozřejmě opět dána prvotním zpracováním snímku, tj. kalibrací intenzit, jež je ovlivněna zejména seeingem, úrovní rozptýleného světla apod. Velké problémy způsobují již zmiňované blendy te-restrictických čar vody. Značnou chybou k výslednému určení rychlostí přispívá rovněž vlastní výpočetní procedura – jak bylo zmíněno v minulé kapitole, velikost této chyby závisí především na „hustotě profilů“, tedy na množství obrazových bodů připadajících ve výsledném zpracovávaném snímku na jednotku vlnové délky, a může být pro snímky z MFS až 1,2 km/s.

Pokud se týče srovnání metody bisektorů a metody non-LTE výpočtů, bylo již v několika pracech (např. [16], [30]) zmíněno, že metoda bisektorů může vést ke zkreslení výsledků či dokonce k výsledkům naprosto opačným. Výsledky získané metodou bisektorů je možno pro naše výpočty ověřit jejich srovnáním s výsledky získanými metodou non-LTE výpočtů; to však lze provést pouze částečně. Principiálně by bylo možno spočítat příspěvkové

Jádro	Čas [UT]	V_{non} [km.s ⁻¹]	V_{bis} [km.s ⁻¹]
2	10:28:45	+2,8	+6,0
3	10:17:15	-0,5	0,0
	10:19:01	+1,7	+6,0
	10:21:26	+1,3	+2,5
	10:22:35	+3,8	+3,5
	10:24:05	+2,1	+5,5
	10:29:04	+4,5	+3,0
4	10:19:43	+5,6	+6,0
	10:22:41	+4,6	+4,0
	10:28:54	+8,3	+6,5
	10:30:38	+10,2	+5,5

Tabulka 6.1: Srovnání výsledků získaných metodou non-LTE výpočtů (V_{non}) a metodou bisektorů (V_{bis}). Komentář viz text.

funkce pro všechny námi studované profily, odtud přiřadit rychlosti získané pro jádro z výpočtu bisektorů ke geometrické výšce v atmosféře, a zároveň přepočítat optickou hloubku ve výsledcích získaných pomocí non-LTE výpočtů na hloubku geometrickou a nakonec provést přímé srovnání. Jelikož však výpočty příspěvkových funkcí pro konkrétní profily nemáme k dispozici, zvolili jsme pouze hrubé přiblížení: protože příspěvkové funkce pro jádro čáry H_{α} vznikají v relativně úzkém rozsahu geometrických hloubek (mají jeden ostrý peak a to pro F1 i F2 model sluneční erupce – lze tedy předpokládat, že i příspěvkové funkce pro naše konkrétní profily mají jeden ostrý peak), můžeme předpokládat, že pod touto vrstvou je optická hloubka větší než 1 (protože v definici příspěvkové funkce se optická hloubka vyskytuje v exponenciále, viz např. [31], bude s rostoucí optickou hloubkou příspěvková funkce velice rychle klesat; navíc souvislost optické hloubky a kontribuční funkce bude ovlivněna rychlostmi, protože však námi uvažované rychlosti jsou malé, lze toto v našem hrubém přiblížení zanedbat), a tedy že někde v této vrstvě by měla být optická hloubka přibližně rovna 1. Lze tak alespoň přibližně ztotožnit rychlosti odvozené z bisektorů pro jádro čáry jako rychlosti oblastí, kde optická hloubka je alespoň velmi zhruba rovna jedné. Výsledky získané metodou non-

-LTE výpočtů jsou již v závislosti na optické hloubce ve středu čáry. Stačí tak dle vzorce 4.25 vypočítat rychlost v optické hloubce 1. Výsledky tohoto postupu jsou uvedeny v tabulce 6.1, odkud je též vidět, že i přes velmi hrubé přiblížení, jež bylo pro přiřazení optické hloubky k bisektorům použito, bylo dosaženo poměrně dobré shody. Metodu bisektorů tak není možno a priori zavrhnout, ovšem je nutno s ní pracovat značně opatrně. Její nebezpečí tkví právě v přímočarosti interpretace získaných výsledků. Jak ukázaly testovací

výpočty v práci [1], modrá asymetrie může vznikat v důsledku toků směrem dolů, v profilu je vidět modrý peak, ale celý profil je posunut směrem k červeným vlnovým délkám. Pokud bychom aplikovali metodu bisektorů přímo na takový profil a uvažovali výsledky pouze v jádře, došli bychom ke kvalitativně správným hodnotám rychlosti. Pokud bychom ale provedli odečtení profilu klidného Slunce, jak to někteří autoři automaticky dělají, lze snadno nahlédnout, že výsledný rozdílový profil bude celkově posunut do modré oblasti a výsledky metody bisektorů budou přesně opačné. Jak píše autor práce [30]: aby bylo možno metodu bisektorů použít, je nutno uvažovat pouze části profilu, jež vznikají v pohybující se vrstvě – je třeba nějak odstranit vliv „pozadí“ klidného Slunce. Jak je však z předcházejícího patrné, nelze to udělat pouhým automatickým odečtením profilu klidného Slunce (jak je ostatně ukázáno i v kapitole 4.1.1).

V dnešní době kvalitní výpočetní techniky je tedy jasné, že jednoznačně lepší je studovat asymetrie profilů spektrálních čar pomocí sice náročnějšího avšak spolehlivějšího srovnávání profilů pozorovaných a profilů spočtených pomocí non-LTE výpočtů. Metodu bisektorů je možno použít, avšak spíše jen jako alternativu za vhodných podmínek (např. pro opticky tenké čáry) a s nejvyšší opatrností.

Závěr

Pomocí metody srovnávání profilů pozorovaných a profilů syntetických, spočtených pomocí non-LTE výpočtů, a pomocí metody bisektorů, pro níž jsme vyvinuli vlastní program, jsme se pokusili zpracovat H_α spektra několika erupcí pořízených ondřejovským přístrojem MFS s cílem stanovit průběh vertikálního rychlostního pole v erupci. Tento cíl se nám podařilo splnit pro jednu zpracovávanou erupci ze dne 10.8.2003. Pomocí metody srovnávání pozorovaných a syntetických profilů byl stanoven průběh vertikálního rychlostního pole v závislosti na optické hloubce v jádře čáry H_α . Pomocí metody bisektorů byla přibližně stanovena vertikální rychlost v oblastech, kde je formováno jádro čáry H_α . Získanými výsledky jsou kladné hodnoty rychlostí, které znamenají dolů směřující toky plazmatu. Tento výsledek není pro graduální fázi erupce konzistentní s představou tzv. *gentle evaporation*.

Na základě vlastních zkušeností musíme konstatovat, že jednoznačně lepší a spolehlivější metodou se ukázala náročnější metoda srovnávání profilů pozorovaných a syntetických. Do budoucna by určitě bylo vhodné provést další zkoumání pro větší počet erupcí. Vzhledem k tomu, že nastává minimum slunečního cyklu, bude se toto v nejbližších letech spíše odehrávat výzkumem erupcí z archivu MFS. Zde by bylo přínosné, aby byla provedena analýza pozorovacích podmínek a byla zjištěna optimální hodnota, se kterou by byly syntetické profily konvolvovány. Rovněž by bylo zajímavé pokud by se nějakým způsobem podařilo eliminovat blendy terestrických čar vody a mohl být pro čáru H_α použit podstatně širší rozsah vlnových délek.

V neposlední řadě by pak bylo vhodné, aby byly do budoucna zpracovány erupce i vzhledem k jiným spektrálním čarám než pouze čarám vodíku, aby tak byla získána široká síť dat zahrnujících co největší rozsah geometrických výšek ve sluneční atmosféře.

Metoda bisektorů by neměla být a priori zavrhována, avšak měla by být používána s maximální opatrností.

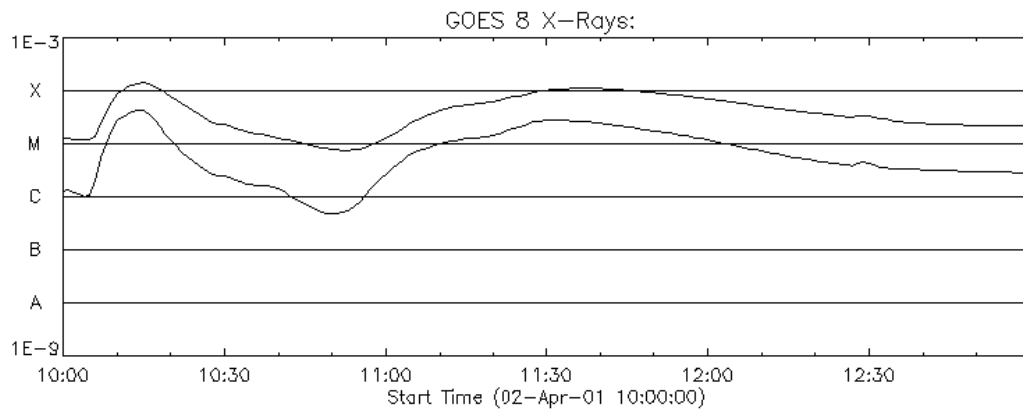
Obrazová příloha

V této obrazové příloze je na obrázcích 6.2 a 6.3 záznam rentgenového záření ze Slunce v době zpracovávaných erupcí č.1 a č.3.

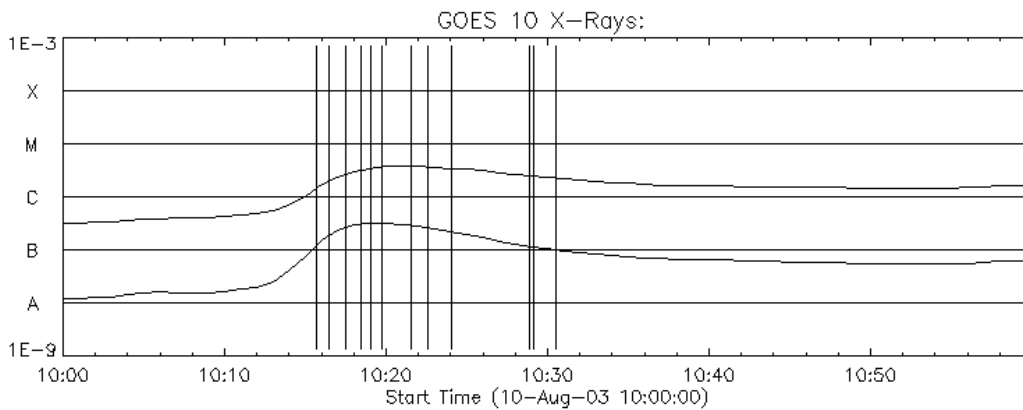
Na obrázcích 6.4 a 6.5 je záznam z ondřejovského radioteleskopu RT4 v době zpracovávaných erupcí č.1 a č.3.

Na obrázcích 6.6 až 6.16 jsou snímky z MFS pro erupci č.3. Dále jsou zde zobrazeny pozorované a jim odpovídající teoretické profily získané pomocí metody non-LTE výpočtů s konkrétním postupem uvedeným v oddílu 4.2.2 resp. 5.3.1.

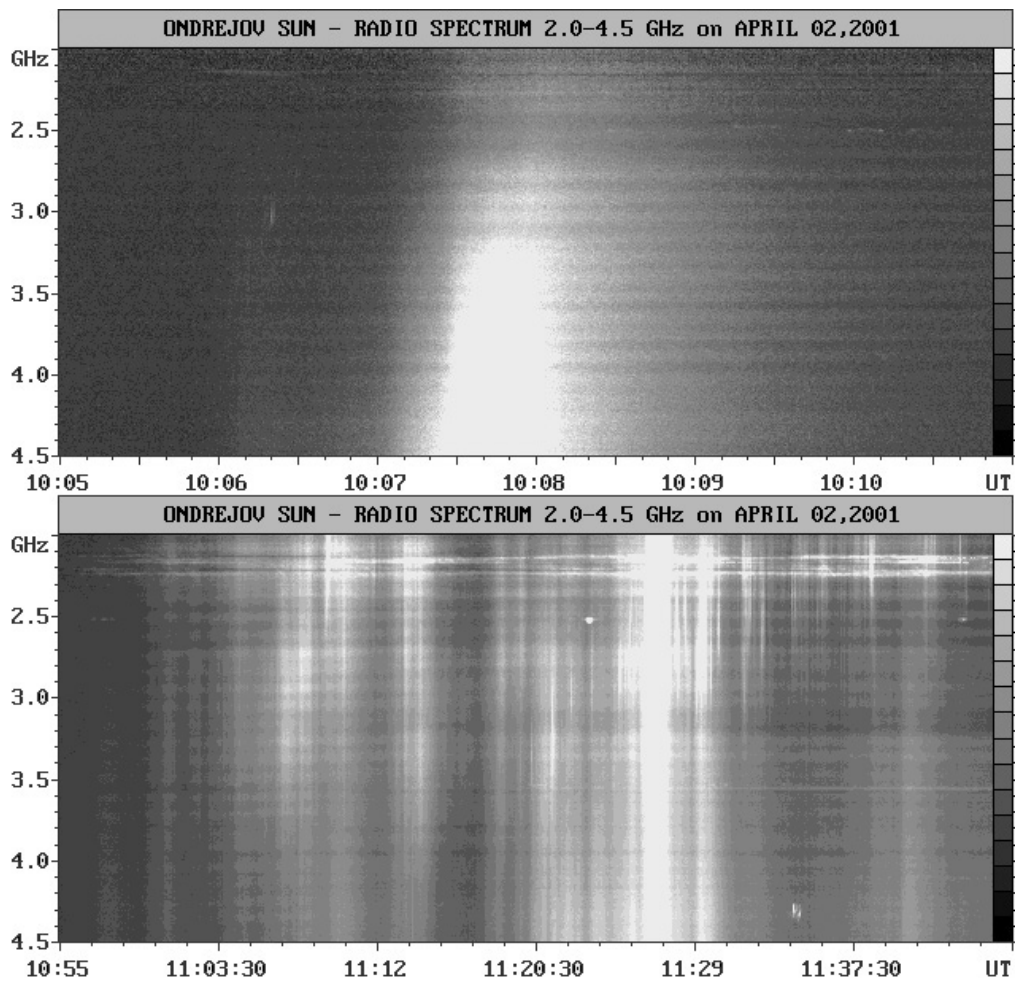
Nakonec na obrázcích 6.17 resp. 6.18 jsou zobrazeny výsledky získané pomocí programu *bisec.pro* metodou bisektorů, viz část 4.1 resp. 5.3.2.



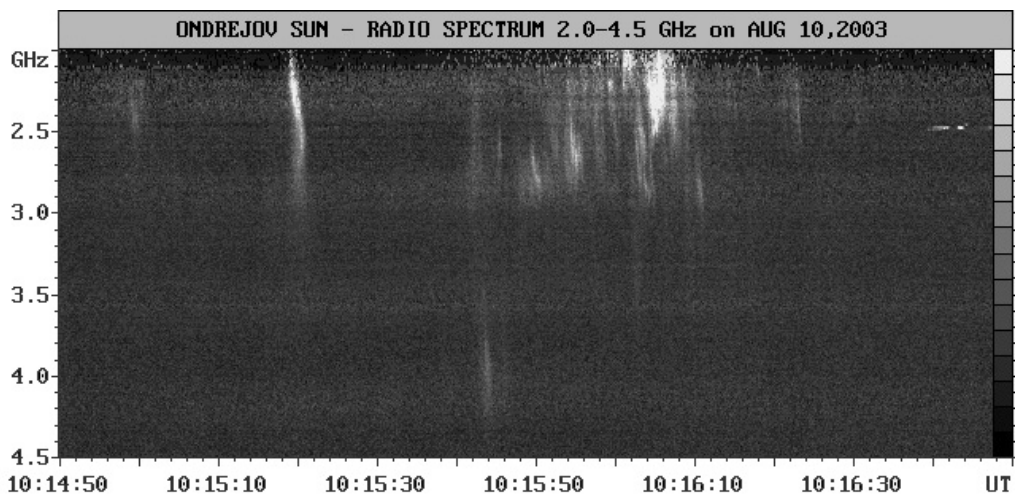
Obrázek 6.2: Rentgenový tok záření ze Slunce v době pozorování jevu ze dne 2.4.2001. Převzato z [48].



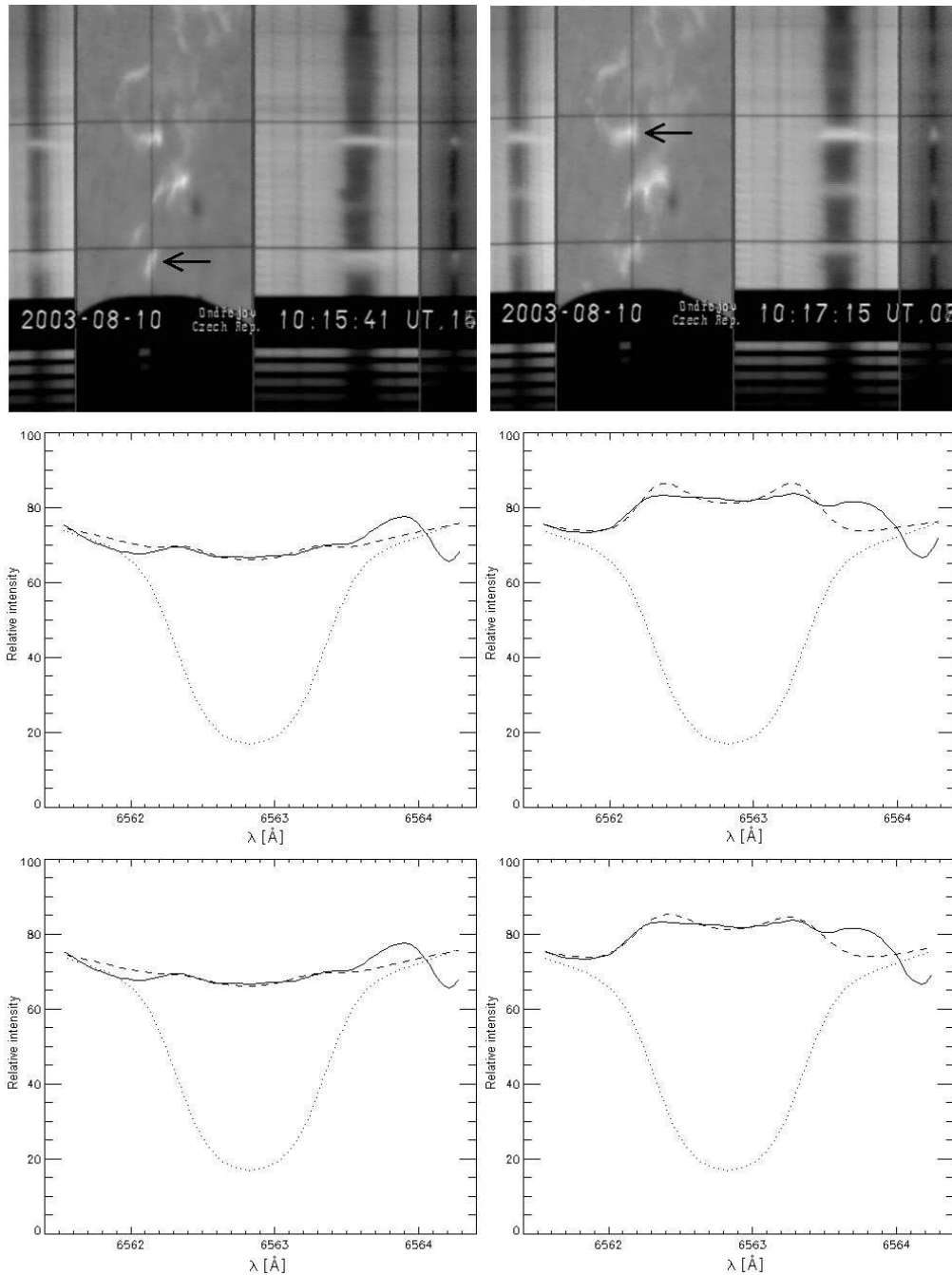
Obrázek 6.3: Rentgenový tok záření ze Slunce v době pozorování jevu ze dne 10.8.2003. Převzato z [48]. Svislé čáry zhruba označují časy pozorování jednotlivých profilů použitých k dalšímu zpracování (viz kapitola 5).



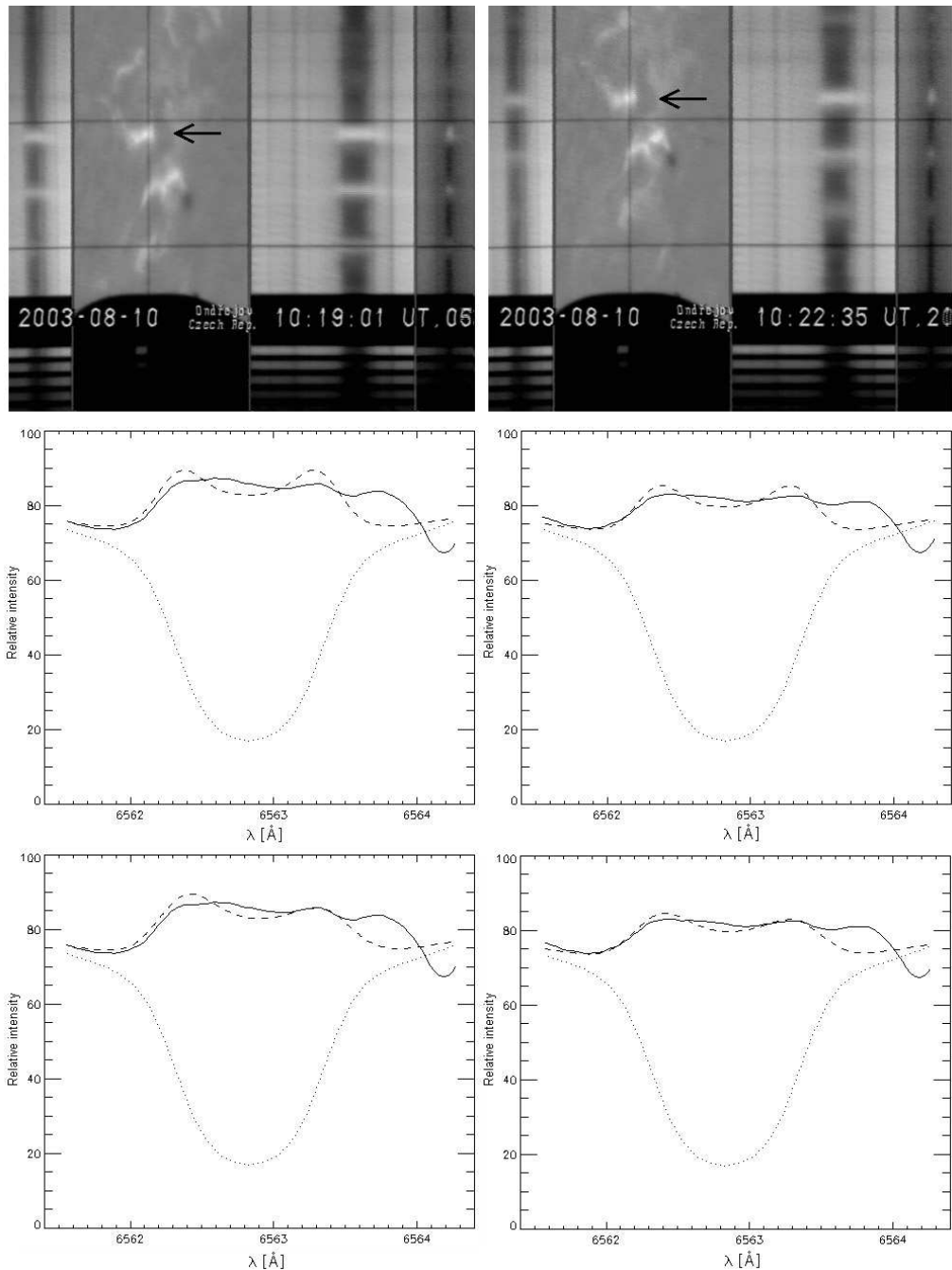
Obrázek 6.4: Záznam radioteleskopu RT4 v době pozorování jevu ze dne 2.4.2001. Převzato z [47].



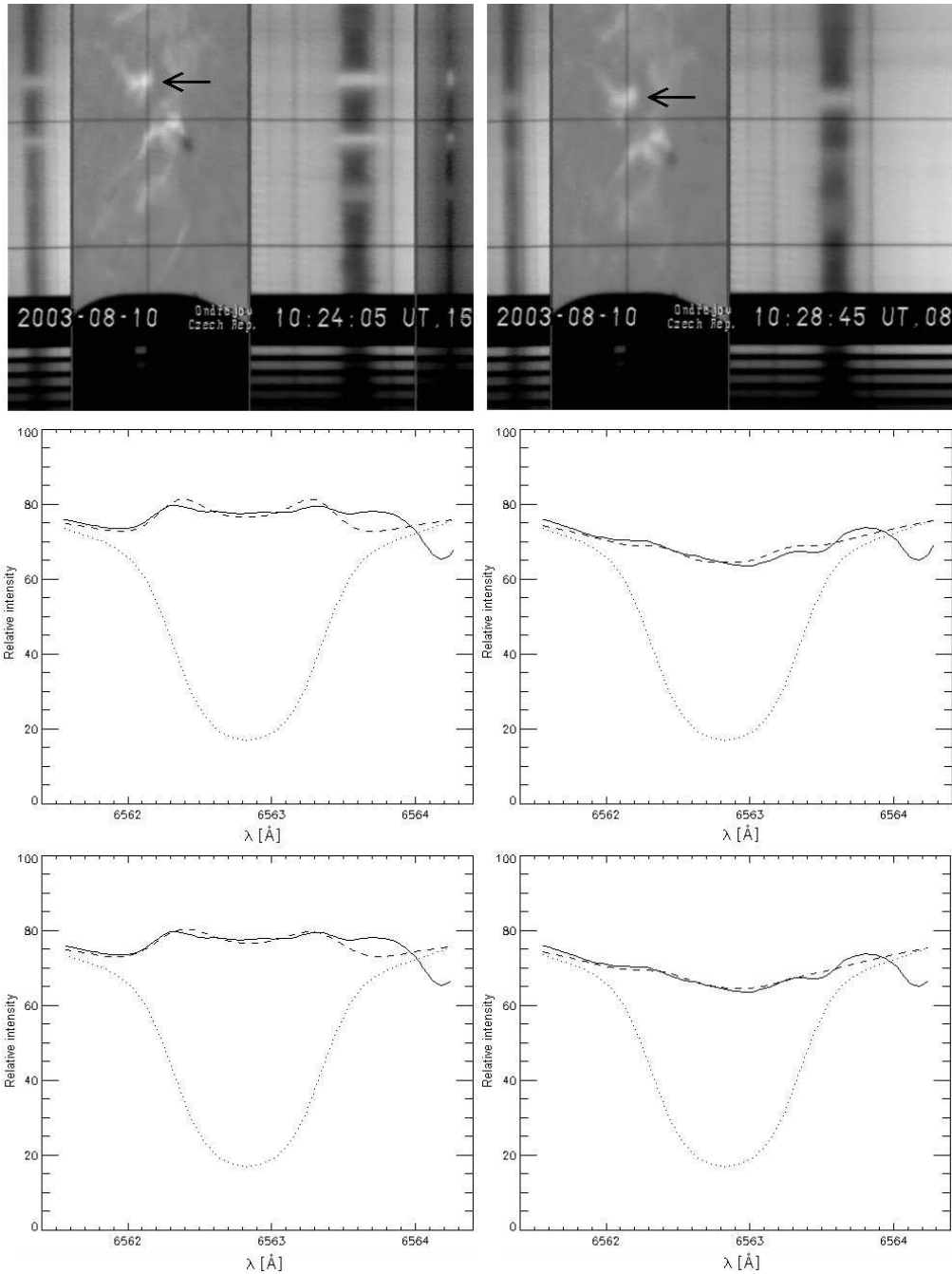
Obrázek 6.5: Záznam radioteleskopu RT4 v době pozorování jevu ze dne 10.8.2003. Převzato z [47].



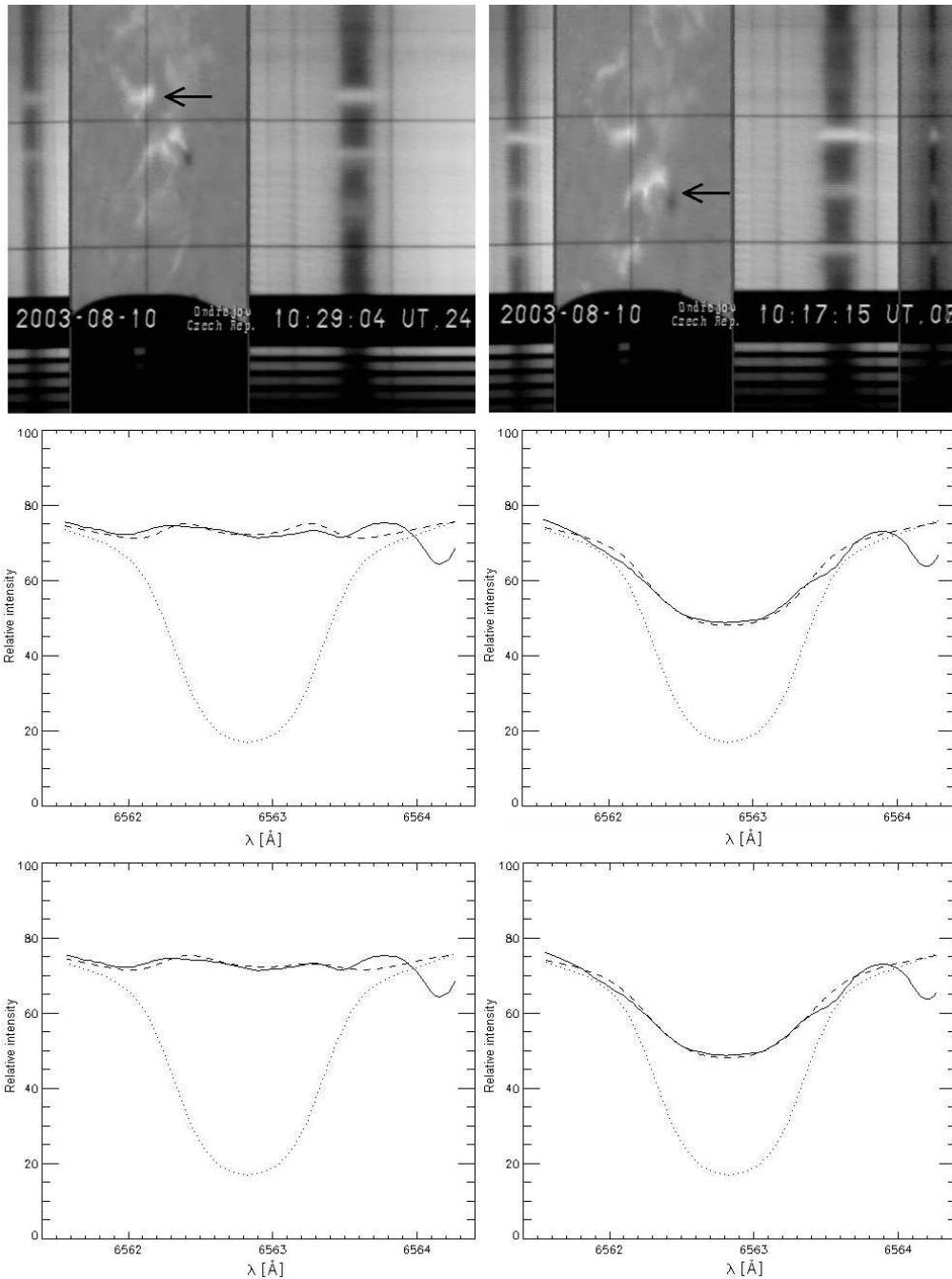
Obrázek 6.6: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorovaný profil pro erupční jádro č.1 (vlevo) resp. č.2 (vpravo) (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretický profil „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro tatáž jádra) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



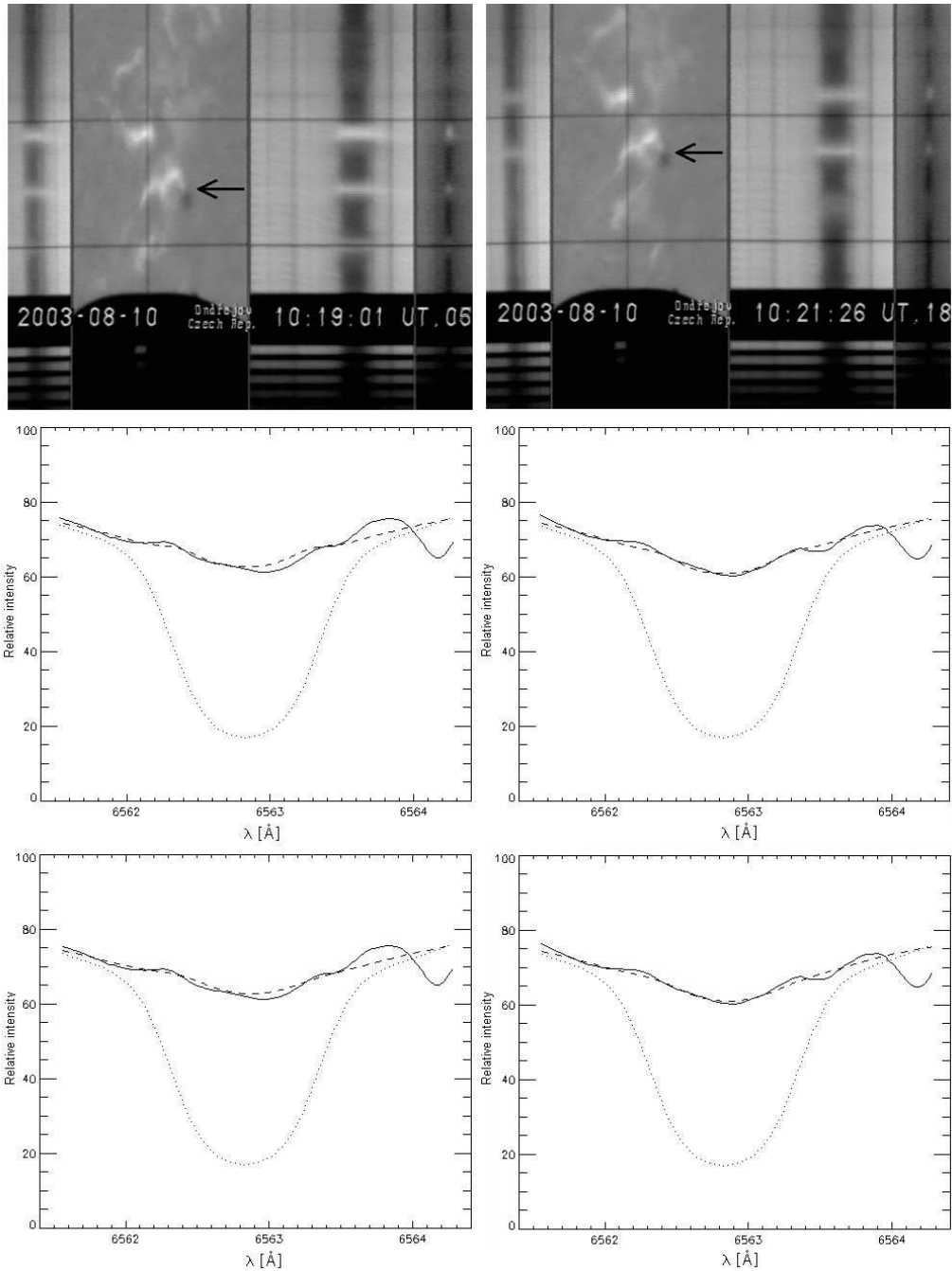
Obrázek 6.7: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.2 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



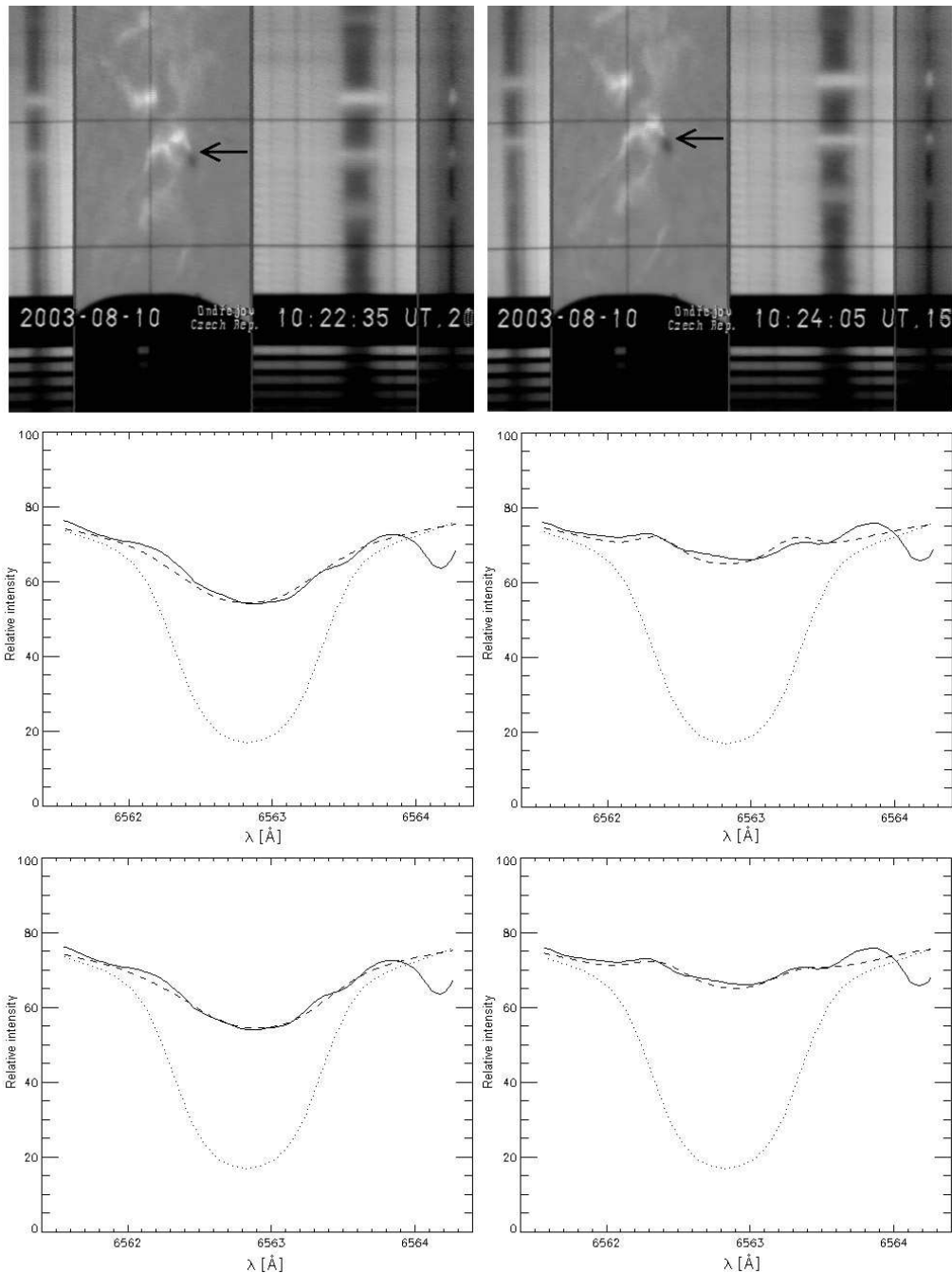
Obrázek 6.8: *Nahoře*: snímky zpracované erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.2 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



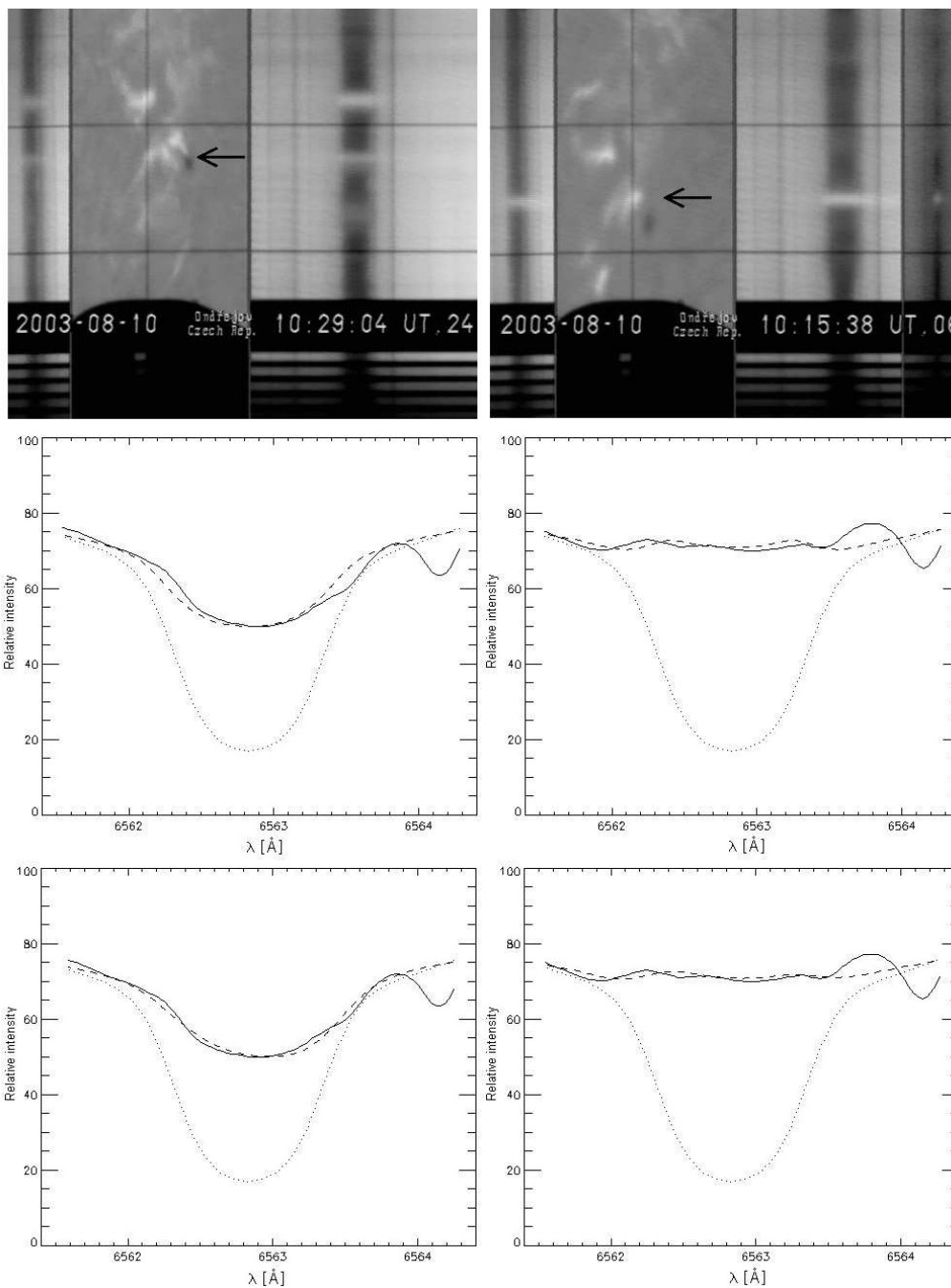
Obrázek 6.9: *Nahoře*: snímky zpracované erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorovaný profil pro erupční jádro č.2 (vlevo) resp. č.3 (vpravo) (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretický profil „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro tatáž jádra) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



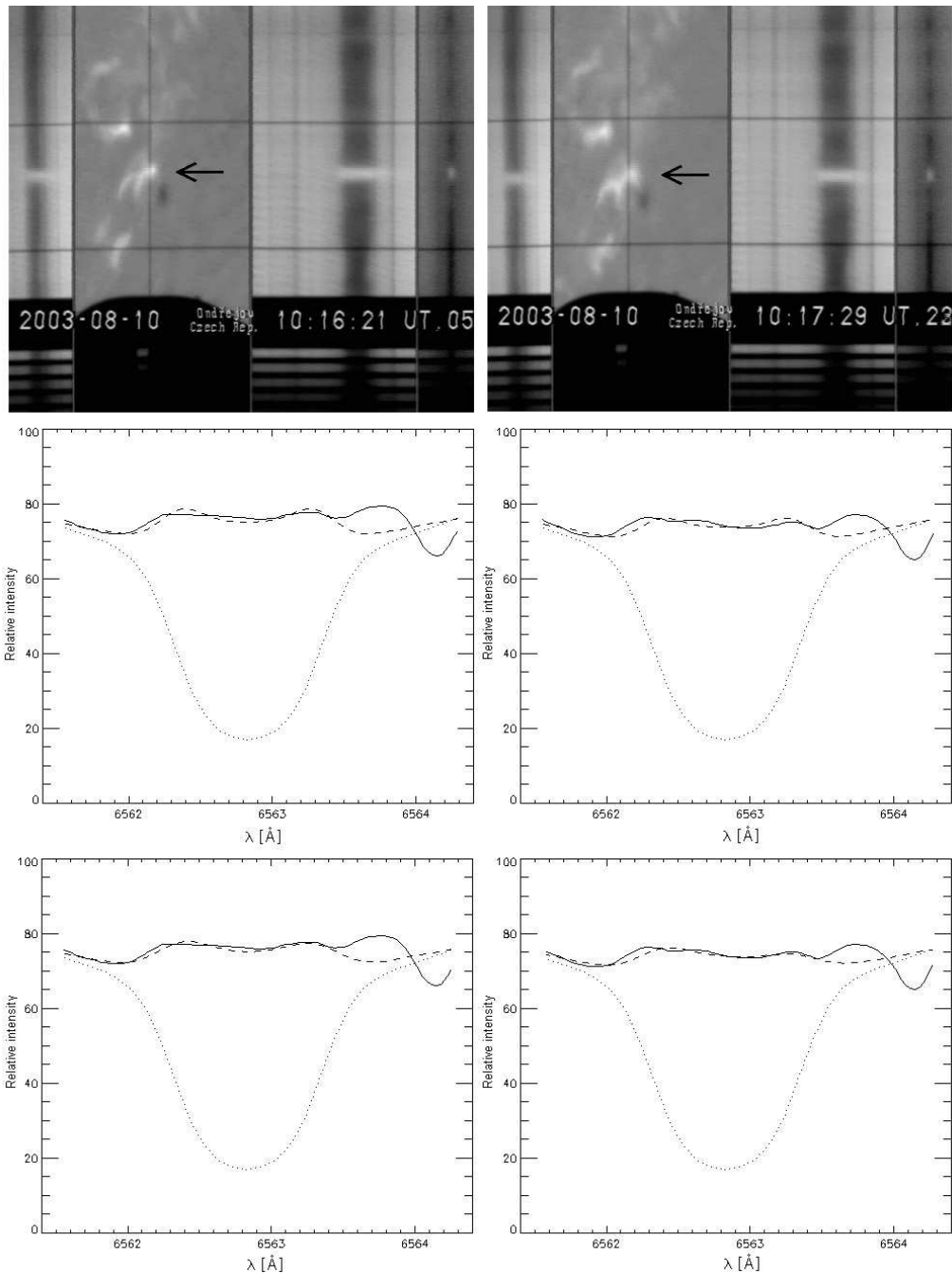
Obrázek 6.10: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.3 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



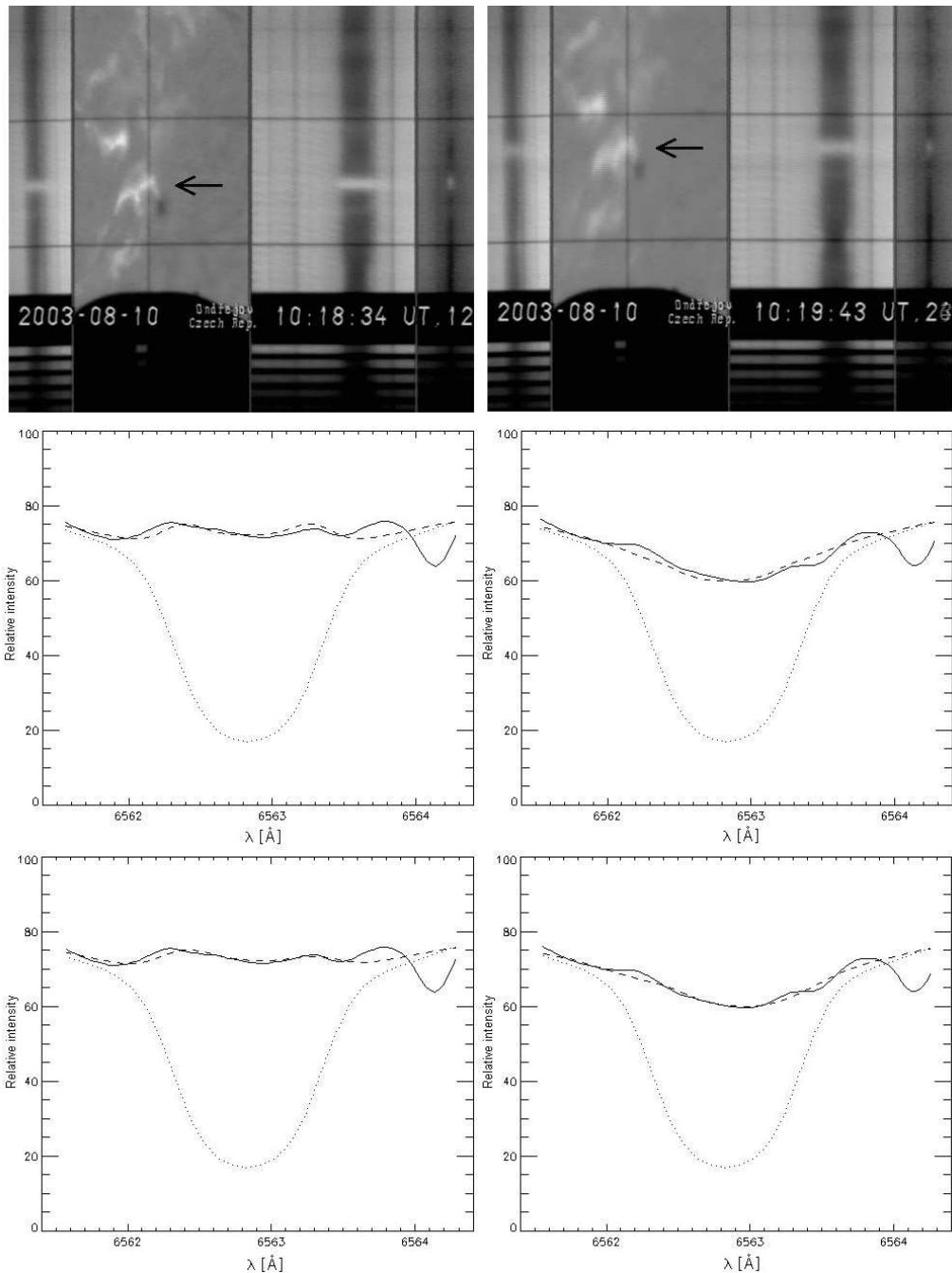
Obrázek 6.11: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.3 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



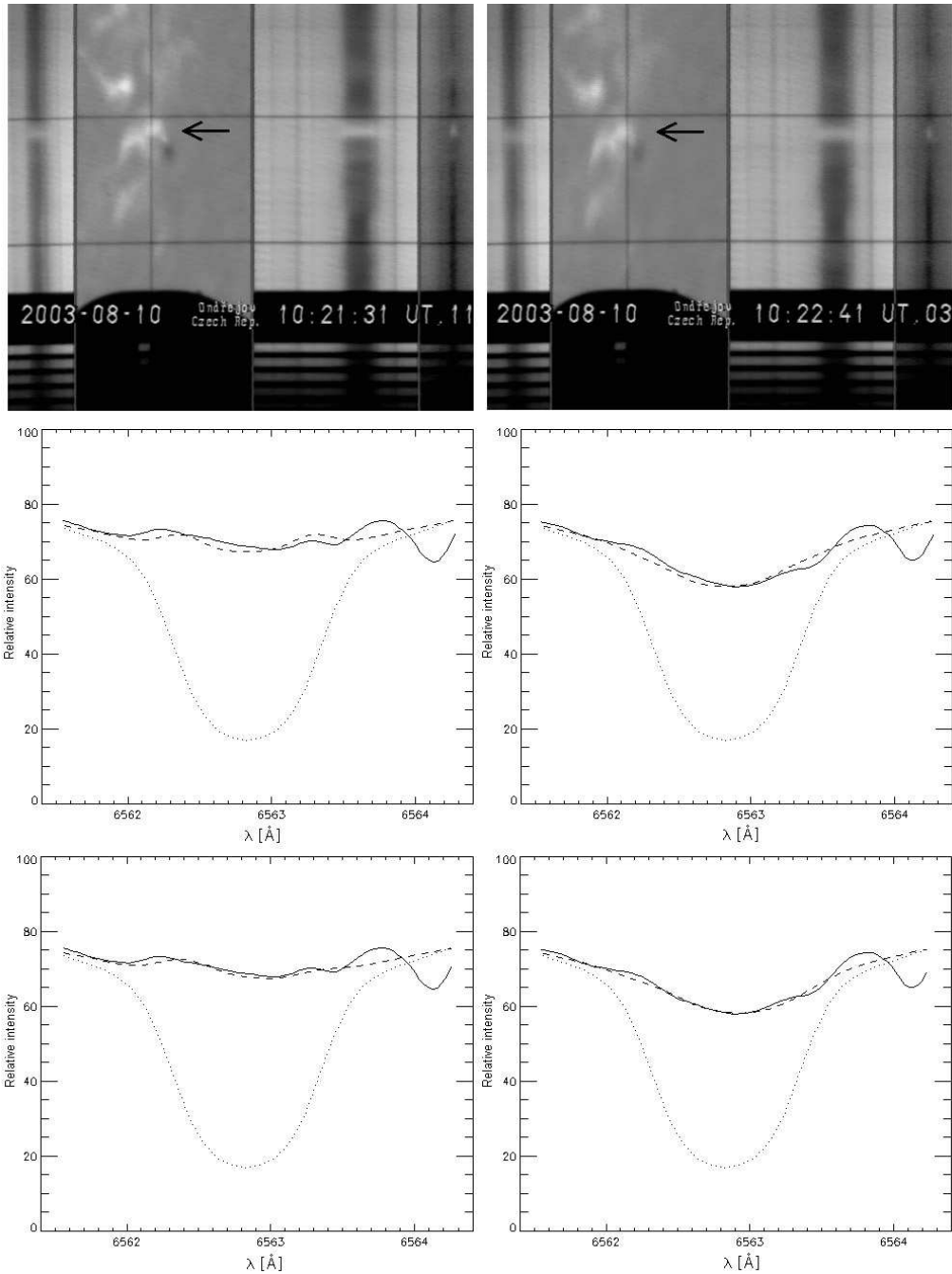
Obrázek 6.12: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorovaný profil pro erupční jádro č.3 (vlevo) resp. č.4 (vpravo) (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretický profil „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro tatáž jádra) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



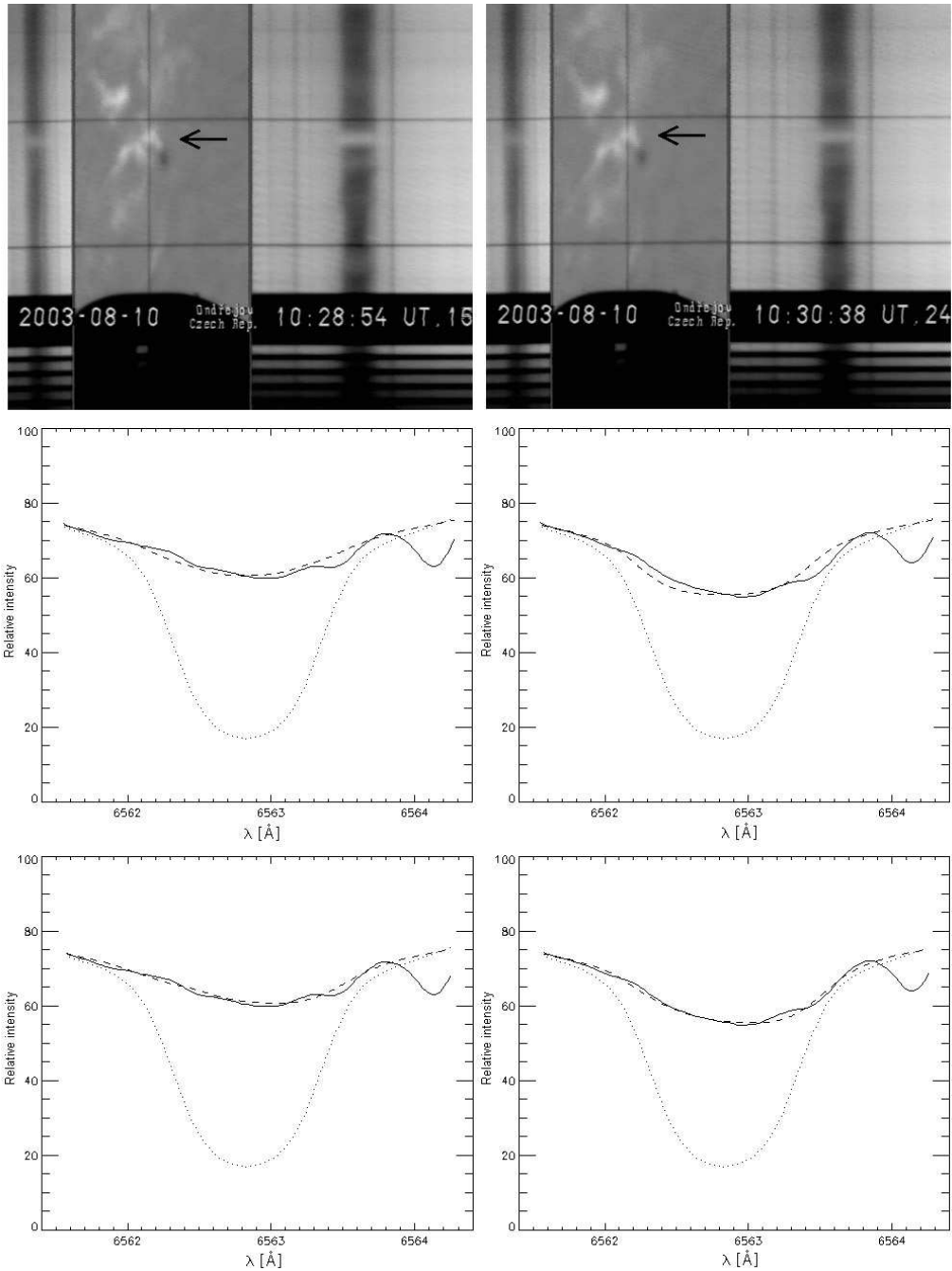
Obrázek 6.13: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.4 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



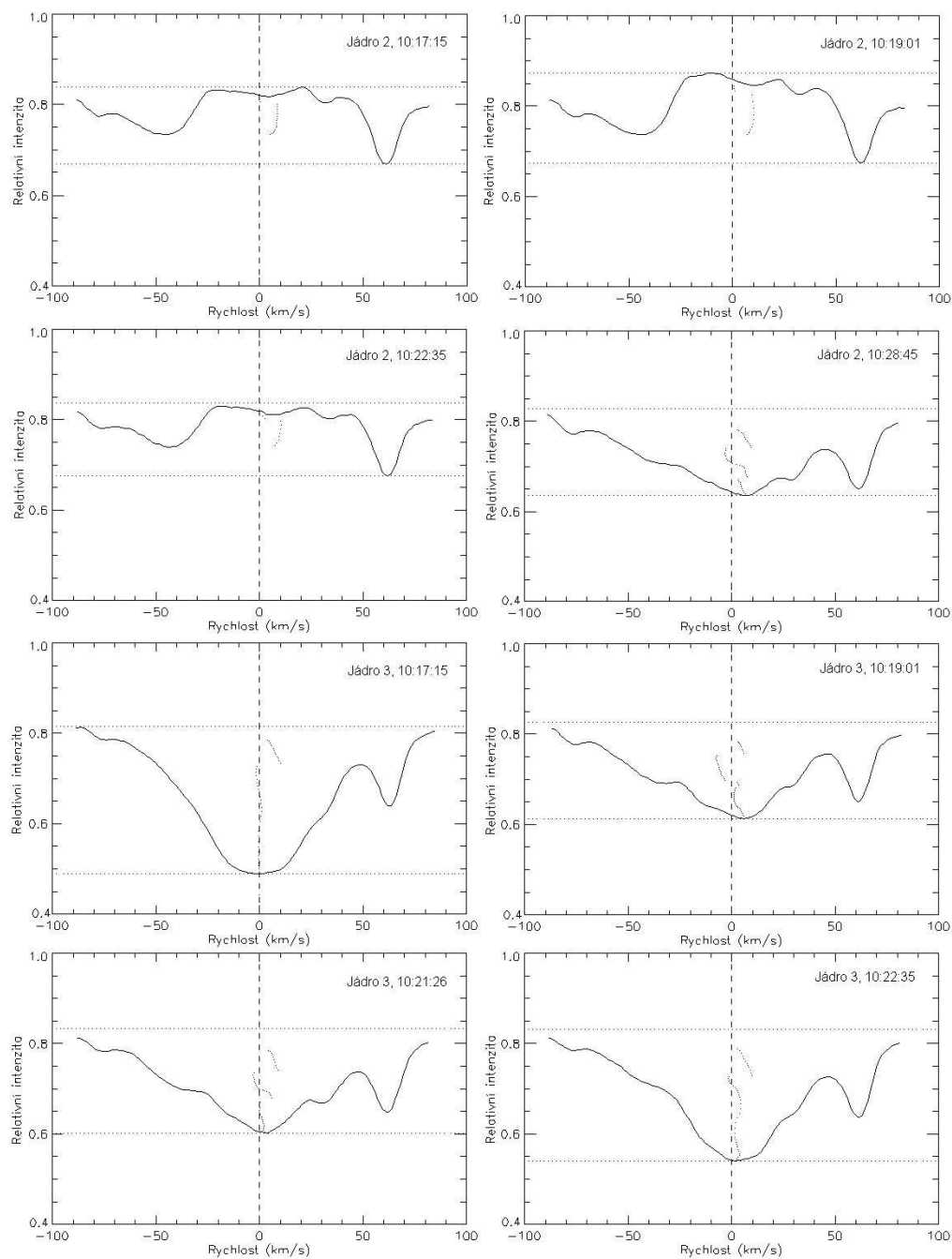
Obrázek 6.14: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.4 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



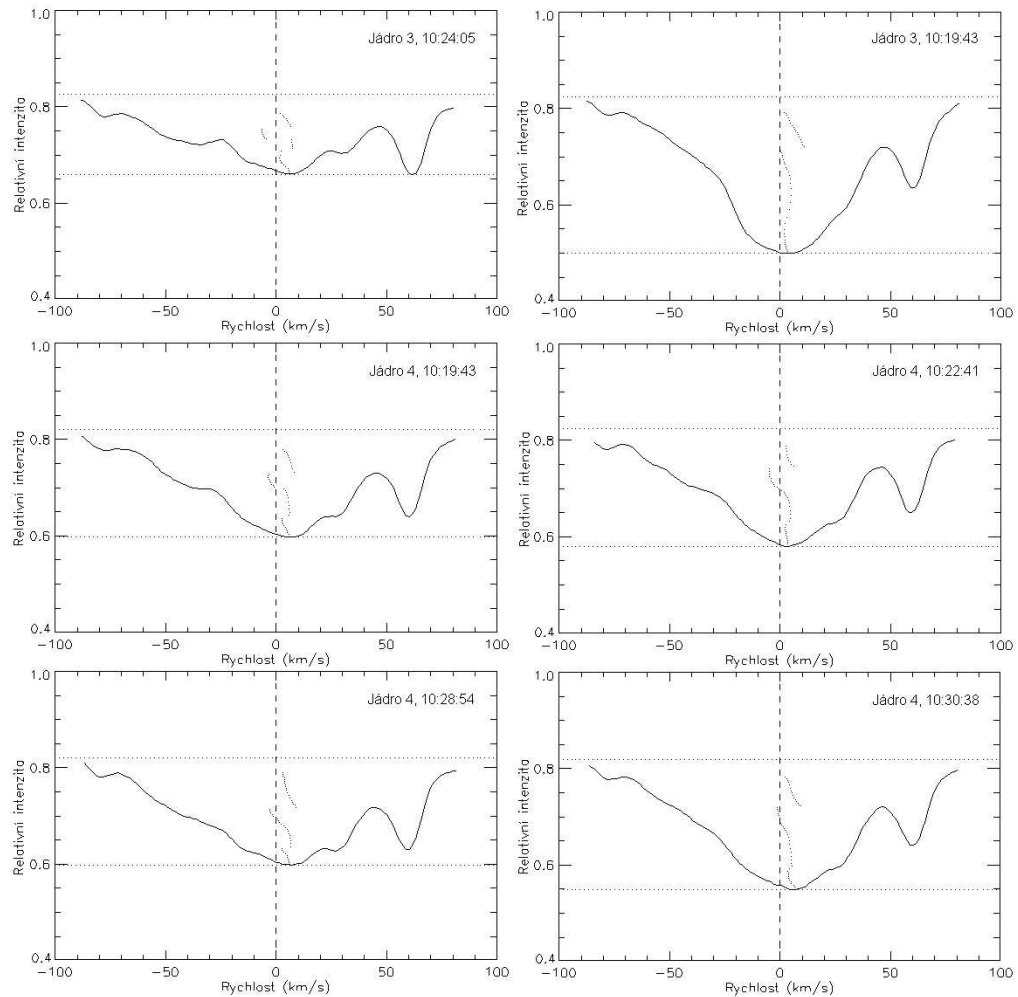
Obrázek 6.15: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.4 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



Obrázek 6.16: *Nahoře*: snímky zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003. *Uprostřed*: pozorované profily pro erupční jádro č.4 (viz šipky u snímků erupční oblasti a obrázek č.5.7) a nejlépe odpovídající teoretické profily „statického“ gridu. *Dole*: pozorované profily (pro totéž jádro) a nejlépe odpovídající teoretické profily „rychlostního“ gridu. Jedná se o profily čáry H_{α} . Pozorované profily jsou znázorněny souvisle, syntetické čárkovaně. Rovněž je znázorněn profil klidného Slunce (tečkovaně) pro $\mu = 0,8$ (převzato z [7]). Čas pozorování je uveden na snímku erupční oblasti.



Obrázek 6.17: Vybrané profily erupčních jader č.2 a č.3 zpracovávané erupční oblasti ze dne 10.8.2003 a příslušné bisektory získané pomocí programu *bisec.pro*. Čas pozorování je uveden u daného profilu.



Obrázek 6.18: Vybrané profily erupčních jader č.3 a č.4 zpracované erupční oblasti ze dne 10.8.2003 a příslušné bisektory získané pomocí programu *bisec.pro*. Čas pozorování je uveden u daného profilu.

Literatura

- [1] Berlicki A., Heinzel P., Schmieder B., Mein P., Mein N. (2005): Non-LTE diagnostics of velocity fields during the gradual phase of a solar flare. *Astronomy & Astrophysics* **430**, 679–689
- [2] Berlicki A., Rudawy P., Siarkowski M., Jurecki M. (2002): Hot plasma motion observed in sigmoidal loop during the flare in NOAA 8323 active region on 4 September 1998. *Adv. Space Res.* Vol. **30**, 3, 605–610
- [3] Brandejsová E. (2003): *Lineární polarizace v záření slunečních erupcí*. Diplomová práce. Fakulta strojíního inženýrství, Vysoké učení technické, Brno.
- [4] Bruzek A., Durrant C.J. (1985): *Ilustrovaný slovník termínov slnečnej a slnečno-zemskej fyziky*. Slovenské ústredie amatérskej astronómie Hurbanovo.
- [5] Buonaura B., Caccin B. (1982): Velocity Fields and Spectral Line Asymmetries: A Linearized Analytical Approach to the Theory of the Line Bisector in a Milne-Eddington Atmosphere. *Astronomy & Astrophysics* **III**, 113–116
- [6] Canfield R.C., Kiplinger A.L., Penn M.J., Wülser J.-P. (1990): H_{α} spectra of dynamic chromospheric processes in five well-observed X-ray flares. *The Astrophysical Journal*, **363**, 318–325
- [7] David K.H. (1961): Die Mitte-Rand-Variation der Balmerlinien $H_{\alpha} - H_{\delta}$ auf der Sonnenscheibe. *Zeitschrift für Astrophysik* **53**, 37–67
- [8] Ding M.D., Fang C., Huang Y.R. (1995): Analysis of 2-D flare spectra: Velocity fields derived from H_{α} line asymmetries. *Solar Physics*, **158**, 81–93
- [9] Ding M.D., Fang C. (1996): On a possible explanation of chromospheric line asymmetries of solar flares. *Solar Physics*, **166**, 437–440
- [10] Ding M.D., Fang C. (1997): Influence of non-thermal processes on line asymmetries in solar flares. *Astronomy & Astrophysics* **318**, L17–L20

- [11] Dravins D. (1982): Photospheric spectrum line asymmetries and wavelength shifts. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 61–89
- [12] Fang C., Hiei E., Yin S., Gan W. (1992): Ca II K Line Diagnostics of the Dynamics of the Solar Flare Atmosphere. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, 63–72
- [13] Fisher G., Canfield R., McClymont A. (1985): Flare loop radiative hydrodynamics. V. Response to thick-target heating. *The Astrophysical Journal*, **289**, 414
- [14] Foukal P. (1991): *Solar Astrophysics*. John Wiley & Sons Inc., New York.
- [15] Hanslmeier A., Kucera A., Rybák J., Neunteufel B., Wöhl H. (2000): Dynamics of the upper solar photosphere. *Astronomy & Astrophysics* **356**, 308–314
- [16] Heinzel P., Karlický M., Kotrč P., Švestka Z. (1994): On the occurrence of blue asymmetry in chromospheric flare spectra. *Solar Physics* **152**, 393–408
- [17] Heinzel P. (1995): Multilevel NLTE radiative transfer in isolated atmospheric structures: implementation of the MALI-technique. *Astronomy & Astrophysics* **299**, 563–573
- [18] Hubeny I.: *Stellar Atmospheres Theory: An Introduction*. Studijní text k lekcím na 9th European Astrophysics Doctoral Network Summer School.
- [19] Ichimoto K., Kurokawa H. (1984): H α red asymmetry of solar flares. *Solar Physics*, **93**, 105–121
- [20] Jurčák J. (2002): *Studium procesů rozšíření spektrálních čar v erupcích na limbu*. Diplomová práce. Matematicko-fyzikální fakulta University Karlovy, Praha.
- [21] Karlický M. (2004): *Plasma Astrophysics*. Studijní text k přednášce Astrofyzika plazmatu, MFF UK.
- [22] Karlický M., Hénoux J.-C. (1992): Return current losses in pulse beam heating of the solar atmosphere. *Astronomy & Astrophysics* **264**, 679–685
- [23] Kašparová J., Kotrč P., Heinzel P., Nikulin I.F., Rudawy P. (1998): New Evidence of Chromospheric Evaporation. *IAU Coll.167, ASP Conf. Ser.* **150**

- [24] Kippenhahn R. (1999): *Odhalená tajemství Slunce*. Mladá Fronta, Edice Kolumbus, Praha.
- [25] Kleczek J. (2002): *Velká encyklopedie vesmíru*. Academia, Praha.
- [26] Kotrč P., Heinzel P., Knížek M. (1993): New Possibilities of the Ondřejov Flare Spektrograph. *JOSO annual Report 1992*, 144
- [27] Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W. (1980): Semiempirical models of chromospheric flare regions. *The Astrophysical Journal*, **242**, 336–351
- [28] Mein P. (1991): Solar 2D spektroskopie: a new MSDP instrument. *Astronomy & Astrophysics* **248**, 669–676
- [29] Mihalas D. (1970): *Stellar Atmospheres*. W. H. Freeman and Company, San Francisco.
- [30] Nejezchleba T. (1998): NLTE solar flare models with stationary velocity fields. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **127**, 607–618
- [31] Qu Z. Q., Xu Z. (2002): Key Properties of Solar Chromospheric Line Formation Process. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, **2**(1), 71–80
- [32] Schmieder B., Forbes T.G., Malherbe J.M., Machado M.E. (1987): Evidence for gentle evaporation during the gradual phase of large solar flares. *The Astrophysical Journal*, **317**, 956–963
- [33] Stix M. (1989): *The Sun - An Introduction*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- [34] Švestka Z. (1965): Spectral Analysis of Solar Flares. *Adv. Astron. Astrophys.*, **3**, 119
- [35] Valníček B., Letfus V., Bláha M., Švestka Z., Seidl Z. (1959): The Flare Spektrograph at Ondřejov. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **10**, 149
- [36] Vanýsek V. (1980): *Základy astronomie a astrofyziky*. Academia, Praha.
- [37] Varady M. (2002): *Observations and Modeling of Plasma Loops in Solar Corona*. Dizertační práce. Matematicko-fyzikální fakulta University Karlovy, Praha a Astronomický ústav Akademie věd České republiky.
- [38] Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. (1981): Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **45**, 635–725

- [39] Waldmeier M. (1941): *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*. Leipzig.
- [40] Wülser J.-P., Marti H. (1989): High time resolution observations of H_{α} line profiles during the impulsive phase of a solar flare. *The Astrophysical Journal*, **341**, 1088–1096
- [41] Wülser J.-P., Canfield R. C., Acton L. W., Culhane J. L., Phillips A., Fludra A., Sakao T., Masuda S., Kosugi T., Tsuneta S. (1994): Multispectral observation of chromospheric evaporation in the 1991 November 15 X-class solar flare. *The Astrophysical Journal*, **424**, 459–465
- [42] Doc. RNDr. Petr Heinzel, DrSc., soukromé sdělení
- [43] Mgr. Jana Kašparová, Ph.D., soukromé sdělení
- [44] <http://soi.stanford.edu/results/srotation.html>
- [45] <http://www.astro.uwo.ca/~dfgray/home.html>
- [46] <http://www.asu.cas.cz/%7Epkotrc/index5.html>
- [47] <http://www.asu.cas.cz/~radio>
- [48] <http://www.lmsal.com/sxt/homepage.html>
- [49] <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/flareint.html>
- [50] <http://www.rsinc.com>
- [51] <http://solar.physics.montana.edu/sxt/>