

Rozšíření spektrální čáry $H\alpha$ v erupcích na slunečním limbu.

J. Jurčák, MFF UK, Praha

P. Kotrč, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov

Abstrakt

Šířka spektrální čáry je jeden z parametrů významných pro diagnostiku zářící plazmy. Ve slunečních erupcích hraje podstatnou úlohu hned několik mechanismů, které rozšíření způsobují a v článku je uveden jejich stručný výčet. Jsou uvedeny a diskutovány konkrétní případy rozšíření čáry $H\alpha$ v erupcích na slunečním limbu.

1. ÚVOD

Již dlouhou dobu existuje snaha nalézt hlavní mechanismy způsobující rozšíření profilů spektrálních čar v limbových erupcích na Slunci. V extrémních případech byly pozorovány pološířky čáry $H\alpha$ cca. 5 Å, přičemž běžná pološířka této spektrální čáry je v atmosféře klidného Slunce přibližně 1 Å.

Z Bohrova modelu atomu plyne rovnice pro vlnovou délku fotonu, který se vyzáří při přechodu mezi hladinami s energiemi E_l a E_u

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E},$$

přičemž $\Delta E = E_l - E_u$. Z toho plyne, že spektrální čára by měla být dokonale ostrá. Ve skutečnosti však vždy pozorujeme nějaké rozšíření spektrální čáry. Je to částečně způsobeno tím, že spektrální čára je monochromatickým obrazem štěrbinu spektrografu, která sama má šířku řádově 10^{-2} cm. Na určitém rozšíření spektrálních čar má podíl i tzv. zářivý útlum.

Fyzikální odvození tohoto jevu je uvedeno např. v práci Graye (1992). Jednoduchý náhled na tuto problematiku je možný díky Heisenbergovým relacím neurčitosti

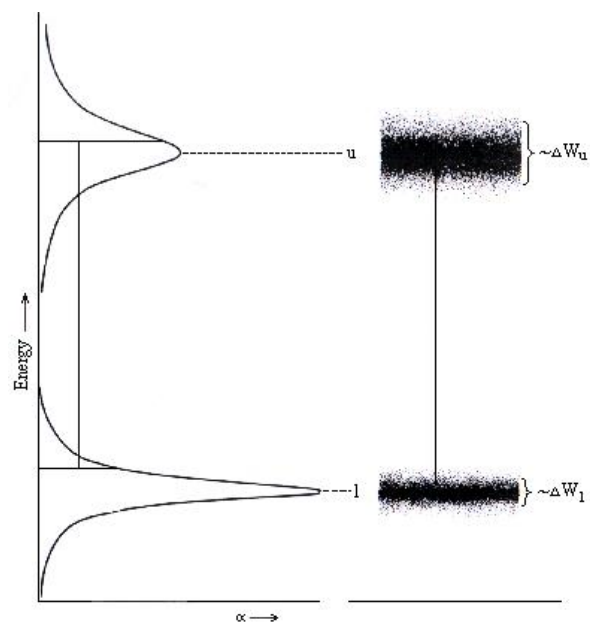
$$\Delta W_u \Delta t > \frac{h}{2\pi},$$

kde ΔW_u je neurčitost energie elektronu na hladině u , Δt představuje čas setrvání elektronu na této hladině a h je Planckova konstanta. Obdobně je rozšířena i hladina l . Graficky je tato situace znázorněna na obr. 1 (Gray 1992). Zářivý útlum čáry se projevuje ve všech podmínkách a je zodpovědný za přirozenou šířku všech spektrálních čar.

2. MECHANISMY ROZŠÍŘENÍ SPEKTRÁLNÍCH ČAR

V následujícím přehledu jevů majících vliv na výslednou šířku čáry budou uvedeny pouze ty, které při-

cházejí v úvahu v podmínkách sluneční atmosféry. Obecně řečeno, rozšíření spektrálních čar je způsobeno ovlivňováním energetických hladin elektronů v absorbujících atomech a pohybem těchto atomů vůči



Obr. č. 1 Obrázek ilustruje neostrost atomárních hladin. Tato neurčitost je příčinou výsledné přirozené šířky spektrální čáry.

pozorovateli.

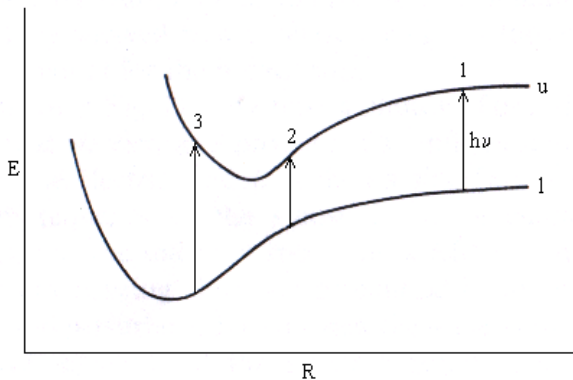
Energetické hladiny elektronů mohou být ovlivněny jak elektrickým, tak magnetickým polem.

V případě magnetického pole jde o Zeemanův jev, který čáru rozštěpí na dvě složky, jež jsou posunuty oproti středu původně neporušené čáry o vzdálenost, která je dána citlivostí toho daného atomu na magnetické pole a velikostí magnetického pole. Vzhledem k tomu, že na Slunci je běžná intenzita magnetického pole kolem 2 gaussů a čára $H\alpha$ je málo citlivá na mag-

netické pole (tzn. její Gauntův faktor je malý), můžeme na Slunci pozorovat Zeemanovo rozštěpení pouze v čarách kovů a v místech s vysokou intenzitou magnetického pole.

Působení elektrického pole (Starkův jev) na absorbující atom můžeme rozdělit na působení makroskopického pole a tzv. atomární Starkův jev, který popisuje tento jev na mikroskopické úrovni. Starkův jev se projevuje u čar, které vznikají přechody mezi hladinami s vysokou energií, protože především tyto hladiny jsou ovlivněny vnějším elektrickým polem. I přesto je atomární Starkův jev jedním z dominantních vlivů na šířku spektrální čáry $H\alpha$.

Atomární Starkův jev je podmíněn srážkami (nebo blízkým přiblížením) mezi atomy absorbujícími záření a ostatními (rušícími) částicemi. Rušící částice mohou být ionty, elektrony, atomy a molekuly. Poruchová funkce energie je závislá na proměnné R , což je vzdálenost mezi absorbující a rušící částicí. Dá se tedy očekávat, že vyšší hladina u bude ovlivněna více než nižší hladina l . Na obr. 2 (Gray 1992) je schematicky nakreslena situace, kdy je potenciální energie E hladin u a l ovlivněna rušící částicí ve vzdálenosti R od absorbující částice. V případě, že R je dostatečně velké (přechod 1), můžeme energii hladin považovat za nenarušené. Při větším přiblížení můžou nastat oba případy, tedy že energie vyzářeného fotonu je menší (možnost 2), nebo větší (možnost 3) než je energie neporušeného stavu $h\nu$.



Obr. 2 Ovlivnění atomárních hladin absorbujícího atomu částicí ve vzdálenosti R .

Změna energie vyvolaná srážkami může být aproximována mocninným vztahem

$$\Delta E = \frac{a}{R^n},$$

kde a je konstanta a n je celé číslo, které závisí na typu interakce. Z tohoto vztahu můžeme odhadnout frekvenci fotonu vyzářeného při přechodu mezi hladinami $u \rightarrow l$ a to odečtením rovnice pro dolní hladinu od hladiny horní, $\Delta E_u - \Delta E_l = h\Delta\nu$, neboli

$$\Delta\nu = \frac{C}{R^n},$$

kde C je konstanta a n má stejný význam jako v předchozí rovnici.

Hodnota n je závislá na typu interakce. Za rozšiřování čar vodíku je zodpovědný lineární Starkův jev, pro který je $n = 2$. Při něm je výsledná síla přímo úměrná Coulombovské síle a rušícími částicemi jsou ionty. U jiných druhů atomů se lineární Starkův jev vyskytuje jen při velmi silných elektrických polích, zatímco při slabých polích se projevuje kvadratický Starkův jev, pro nějž je $n = 4$. Kvadratický Starkův jev je způsoben srážkami absorbujících částic s elektrony.

Celá problematika rozšíření spektrálních čar v elektrických a magnetických polích je mnohem složitější, přičemž některé podrobnosti jsou uvedeny např. v pracích Graye (1992) a Švestky (1954).

K dalšímu rozšíření spektrálních čar dochází vlivem pohybu absorbujících atomů vůči pozorovateli. K rozšíření čáry je nutné, aby se v pozorované oblasti nacházely atomy směřující jak k pozorovateli tak od něj. Z tohoto důvodu je zřejmé, že rotace Slunce nezpůsobuje rozšíření čáry, tak jak je tomu u vzdálených hvězd, u kterých není dostatečné rozlišení, ale pouze systematický posun pozorované čáry.

Pokud tedy má atom složku rychlosti v_r ve směru k pozorovateli, dopplerovský posun vlnové délky fotonu absorbovaného tímto atomem je

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda v_r}{c},$$

kde c je rychlost světla. Můžeme uvažovat o několika jevech ve sluneční atmosféře, při kterých přichází v úvahu dopplerovské rozšíření čar. Jde především o teplotní rozšíření čar a o rozšíření čar vlivem mikroturbulence.

K teplotnímu rozšíření čar dochází v každém případě, protože je způsobeno tepelnými pohyby absorbujících atomů. Pokud máme v plazmě maxwellovské rozdělení rychlostí, dostáváme pro čtverec průměrné radiální rychlosti všech částic

$$\bar{v}_r^2 = \frac{1}{2} v_0^2,$$

kde $v_0^2 = 2kT/m$, přičemž m je hmotnost atomu, k je Boltzmanova konstanta a T je teplota plazmy. Z toho plyne, že dopplerovský posun odpovídající v_r je

$$\Delta\lambda_D = \frac{v_r}{c} \lambda = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{kT}{m}}.$$

Pro rozdělení dopplerovských posunů $\Delta\lambda$ pak platí vztah

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\lambda/\Delta\lambda_D} d\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right).$$

Podrobněji je o tomto i následujícím tématu pojednáno v knize Švestky (1954).

Vedle tepelného pohybu atomů v atmosféře Slunce může docházet i k nepravidelným pohybům, které nazýváme mikroturbulencí. Pro jednoduchost se předpokládá, že tyto mikroturbulentní pohyby můžeme popsat kolmogorovým rozdělením, s nímž dostáváme podobné vztahy jako v případě tepelného pohybu, pouze s odlišnou hodnotou střední rychlosti v_0 .

V některých případech je možné brát v úvahu i makroskopické pohyby. V tom případě je však nutné, aby se rozdílné směry proudění zářící hmoty promítaly na zhruba stejné místo štěrbinu spektrografu, protože pouze v tom případě pozorujeme rozšíření čáry.

3. MODELOVÁNÍ PROFILŮ ČÁRY H α VE SLUNEČNÍCH ERUPCÍCH

Z důvodu nízké hustoty plazmy a vysokého gradientu teploty v erupcích je nutné k modelování čar z těchto oblastí použít NLTE model, tedy model který nepočítá s lokální termodynamickou rovnováhou.

Tento model vychází ze tří základních rovnic. Je to rovnice přenosu záření

$$\frac{dI(\nu)}{ds} = \eta(\nu) - \chi(\nu)I(\nu),$$

kde specifická intenzita $I(\nu)$ závisí především na frekvenci ν , směru šíření záření \mathbf{n} , pozici \mathbf{r} a čase t . Explicitně je vyjádřena pouze závislost na ν , protože je v NLTE nejpodstatnější. Změna $I(\nu)$ podél diferenciální optické dráhy ds je výsledkem vlastností plazmy, které jsou v daném místě popsány emisním koeficientem $\eta(\nu)$ a absorpčním koeficientem $\chi(\nu)$.

Dále je třeba řešit rovnici statistické rovnováhy, která popisuje excitační a ionizační rovnováhu v dané směsi atomů. Řešení této rovnice udává populaci atomárních hladin pro všechny kvantové stavy. Základní tvar rovnice statistické rovnováhy je

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_j R_{ji} + C_{ji} n_j - n_i R_{ij} - C_{ij} n_i,$$

kde n_i a n_j jsou populace atomárních hladin i a j , R_{ij} jsou 'radiative rates', které závisí na poli záření a C_{ij} jsou 'collisional rates' pro neelastické srážky. Většina modelů předpokládá stacionární stav, tedy že člen dn_i/dt je roven nule.

Pro každou hladinu v atomu máme jednu rovnici statistické rovnováhy. Abychom však mohli tento systém rovnic uzavřít, potřebujeme ještě jednu tzv. uzavírací rovnici. Můžeme použít rovnici zachování počtu částic ve tvaru

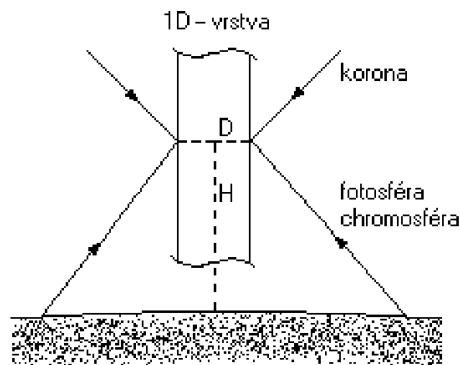
$$\sum n_i + n_e = N = \frac{p_g}{kT},$$

kde N je celkový počet částic (atomů, iontů a elektronů), p_g je tlak plynu a T je teplota plazmy. Počet elektronů n_e můžeme určit ze zákona zachování náboje a teplotu T je teoreticky možno odhadnout ze zákona zachování energie. Největším problémem je určit tlak plynu ve slunečních erupcích. Je to možné pouze řešením rovnic magnetohydrodynamické rovnováhy. Z důvodu zjednodušení se proto počítá s izobarickými a izotermickými modely.

Řešení nelineárních NLTE rovnic pro vícehladinový atom je numericky složitý problém. V současné době se k řešení používá metoda urychlených lambda iterací, jejíž princip je nastíněn např. v pracích Heinzela (1998, 2000).

Je zřejmé, že vlastnosti NLTE modelu nejsou dány pouze výše uvedenými rovnicemi. Je třeba přidat okrajové podmínky, jako je např. geometrie modelovaného jevu, pole rychlostí a pole dopadajícího záření.

Nejjednodušší model, který si můžeme představit je jednodimenzionální vrstva plazmy s geometrickou tloušťkou D , která je kolmá ke slunečnímu povrchu, což znamená, že dopadající pole záření je symetrické. Schéma takového modelu je na obr. 3.



Obr. č. 3 Schéma 1D modelu erupce

V nejjednodušším případě předpokládáme, že erupce je osvětlena klidným Sluncem, pro nějž je jednoduché získat přesná data. Pro přesnější model by však bylo nutné, abychom brali v úvahu aktuální situaci na slunečním povrchu pod pozorovaným jevem. Je to nutné z toho důvodu, že výsledná intenzita záření v čáře H α je velice citlivá na množství dopadajícího záření, což platí zejména v řídké plazmě, kde rozptýlené záření hraje velice významnou roli v porovnání s excitací atomů srážkami.

Je nutné se krátce zmínit o významu pole rychlostí. Jevy můžeme rozdělit na tzv. klidné a aktivní jevy, které se liší velikostí makroskopických rychlostí. Z hlediska NLTE modelování je důležité vědět, jaké rychlosti již ovlivňují excitační a ionizační podmínky v plazmě. Podrobnosti na toto téma lze nalézt v práci Heinzela (1998).

Na závěr uvádíme rozsah parametrů, pro které byla propočítána síť modelovaných spektrálních profilů, jež byly porovnány s pozorovanými profily čáry H α . Všechny modely byly počítány ve výšce 10000 km nad povrchem Slunce. Vzhledem k tomu, že nás zajímala pouze čára H α , počítali jsme s pětihladinovým modelem atomu a kontinuem. Při výpočtech nabývala šířka vrstvy D hodnot 1000, 2000 a 3000 km. Tlak se pohyboval od 0,5 do 30 dyn/cm², teplota od 8000 do 20000 K a mikroturbulentní rychlost od 5 do 20 km/s.

4. VÝSLEDKY POZOROVÁNÍ

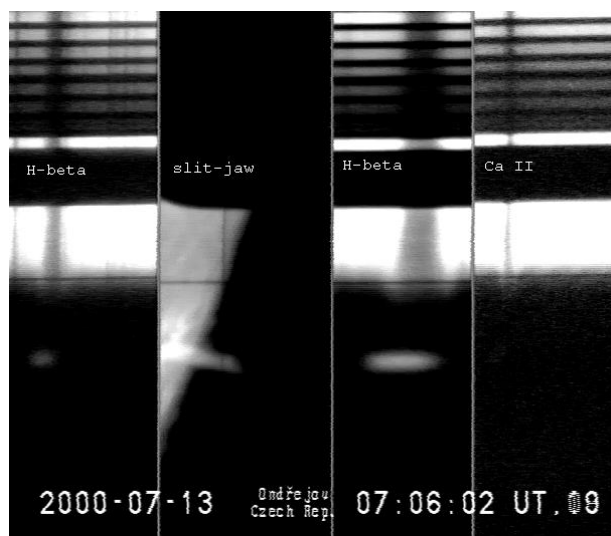
Pozorování byla uskutečněna pomocí mnohokamerového slunečního spektrografu, který byl postaven v Ondřejově již v roce 1958. Podrobnosti o tomto přístroji je možno nalézt např. v práci Valníčka a kol. (1959), nebo v článku Kotrče (1997).

V archivu dat z tohoto přístroje byly nalezeny vhodné záznamy spekter limbových erupcí. Na obr. 4 je

zobrazen typický výstup z mnohokamerového slunečního spektrografu. Do obrázku jsou dopsány popisky, která část obrázku zobrazuje kterou čáru, případně tzv. slit-jaw snímek. Ten vzniká tak, že světlo, které neprojde štěrbinou spektrografu se odráží do kamery, která tak zaznamenává pozorovanou oblast slunečního disku.

Při zpracování pozorování byl kladen důraz na získání profilu čáry H α . Vlnové délky byly kalibrovány pomocí terrestričních čar vody, které se promítají do křídla čáry H α . Kalibrace intenzit byla prováděna s pomocí zeslabujících klínů, které jsou umístěny před štěrbinou spektrografu, a které jsou patrné v horní části obr. 4. Přesněji je kalibrace a její problémy popsána v pracích Kašparové (1999) a Jurčáka (2002).

Celkem bylo zpracováno 8 limbových jevů, u kterých bylo pozorovatelné rozšíření čáry H α . Dva efekty byly



Obr. 4 Výstup spektra a slit-jaw snímku z ondřejovského mnohokamerového slunečního spektrografu.

zpracovávány z důvodu kalibrace, zbylých 6 bylo pomocí těchto kalibrací zpracováno, protože u těchto záznamů chyběly zeslabující klíny, nebo štěrbinu spektrografu neprotínala povrch Slunce. Některé z výsledků můžeme vidět na obr. 5, přičemž vlevo jsou výstupy z mnohokamerového slunečního spektrografu a vpravo jsou zkalibrované profily čáry H α .

Na ose x je vlnová délka v angstretech, přičemž nulová hodnota odpovídá vlnové délce středu klidné čáry H α 6562,85 Å. Na ose y je intenzita v jednotkách $\text{erg cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Pro porovnání uvádíme v těchto jednotkách intenzitu středu slunečního disku $4,077 \times 10^{-5}$. Souřadnice x a y určují levý dolní roh boxu, ze kterého je brán profil čáry a souřadnice $x+dx$ a $y+dy$ odpovídají pravému hornímu rohu. Souřadnice jsou uvedeny v pixelech, přičemž bod 0,0 je v levém dolním rohu levého obrázku.

Profil čáry H α je kreslen dvěma čarami, přičemž každá z nich odpovídá jedné kalibraci. Dále je v obrázku uvedena hodnota $\Delta\lambda$, která určuje, o kolik se liší střed daného profilu od středu klidné čáry H α .

Zpracovaná data byla konfrontována s už výše zmíněnou sítí modelovaných profilů. Příklady tohoto porovnání můžeme vidět na obr. 6. Modely použité pro porovnání měly následující parametry:

Model 1: $D=1000 \text{ km}$, $v_{mr}=20 \text{ km/s}$, $P=2 \text{ dyn/cm}^2$, $T=8000 \text{ K}$

Model 2: $D=1000 \text{ km}$, $v_{mr}=20 \text{ km/s}$, $P=0,5 \text{ dyn/cm}^2$, $T=10000 \text{ K}$

Model 3: $D=1000 \text{ km}$, $v_{mr}=20 \text{ km/s}$, $P=0,5 \text{ dyn/cm}^2$, $T=20000 \text{ K}$.

Z tohoto hrubého porovnání byla vybrána jediná bližší shoda, která byla zkoumána podrobněji. Ve všech ostatních případech byly pološířky pozorovaných profilů větší než v modelech, v případě, že se pološířky shodovaly, byl výrazný rozdíl v maximálních intenzitách.

Největší podobnost mezi pozorovanými a modelovými profily byla zjištěna u erupce ze dne 11.5.2000. U této erupce byla snaha nalézt lépe odpovídající modelované profily. Na obr. 7 vidíme porovnání dvou časově odlišných pozorování této erupce s modelovými profily.

5. ZÁVĚR

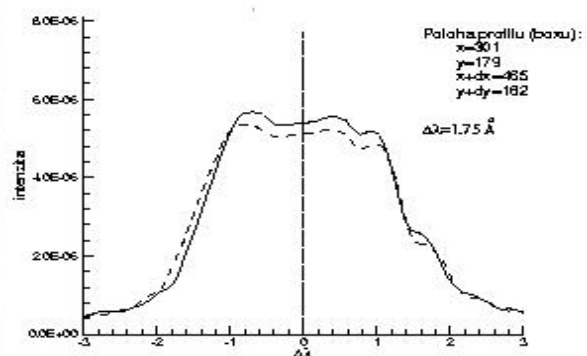
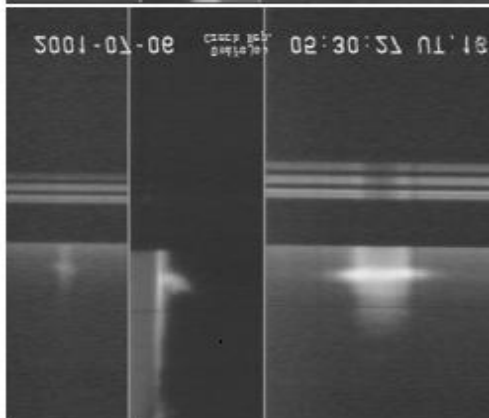
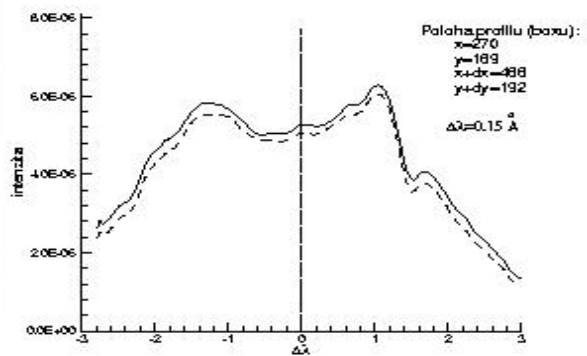
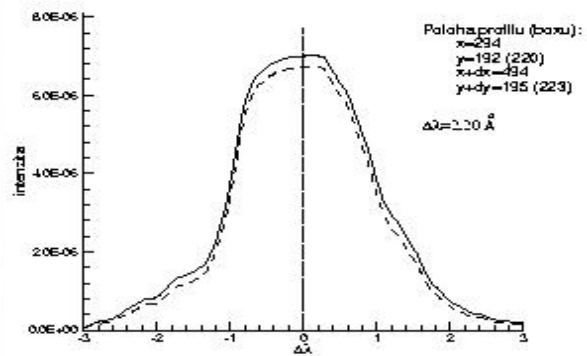
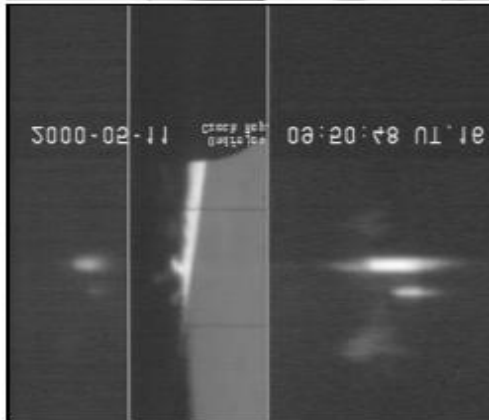
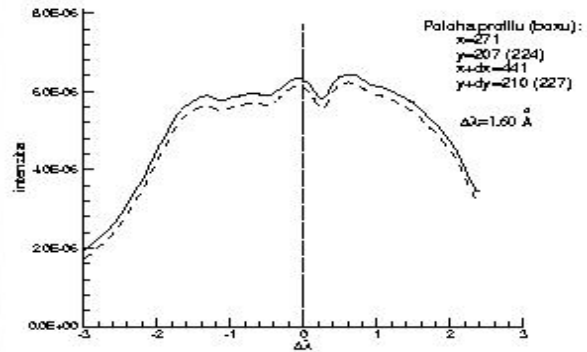
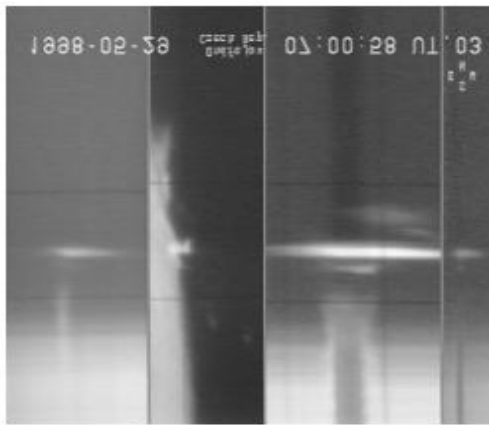
Z 8 zpracovaných limbových efektů šel s modelovými profily porovnat pouze jeden. Jde o erupci ze dne 11.5.2000. I v tomto případě je však pozorovaná pološířka spektrální čáry H α větší než u modelů.

Za touto neshodou je skryto mnoho problémů. U dat z mnohokamerového slunečního spektrografu se velice těžce provádí kalibrace intenzit. Na výslednou intenzitu má rovněž nezanedbatelný vliv úroveň rozptýleného světla. Nesouhlas v pološířce lze částečně vysvětlit nezahrnutím makroskopických pohybů do modelovaných jevů.

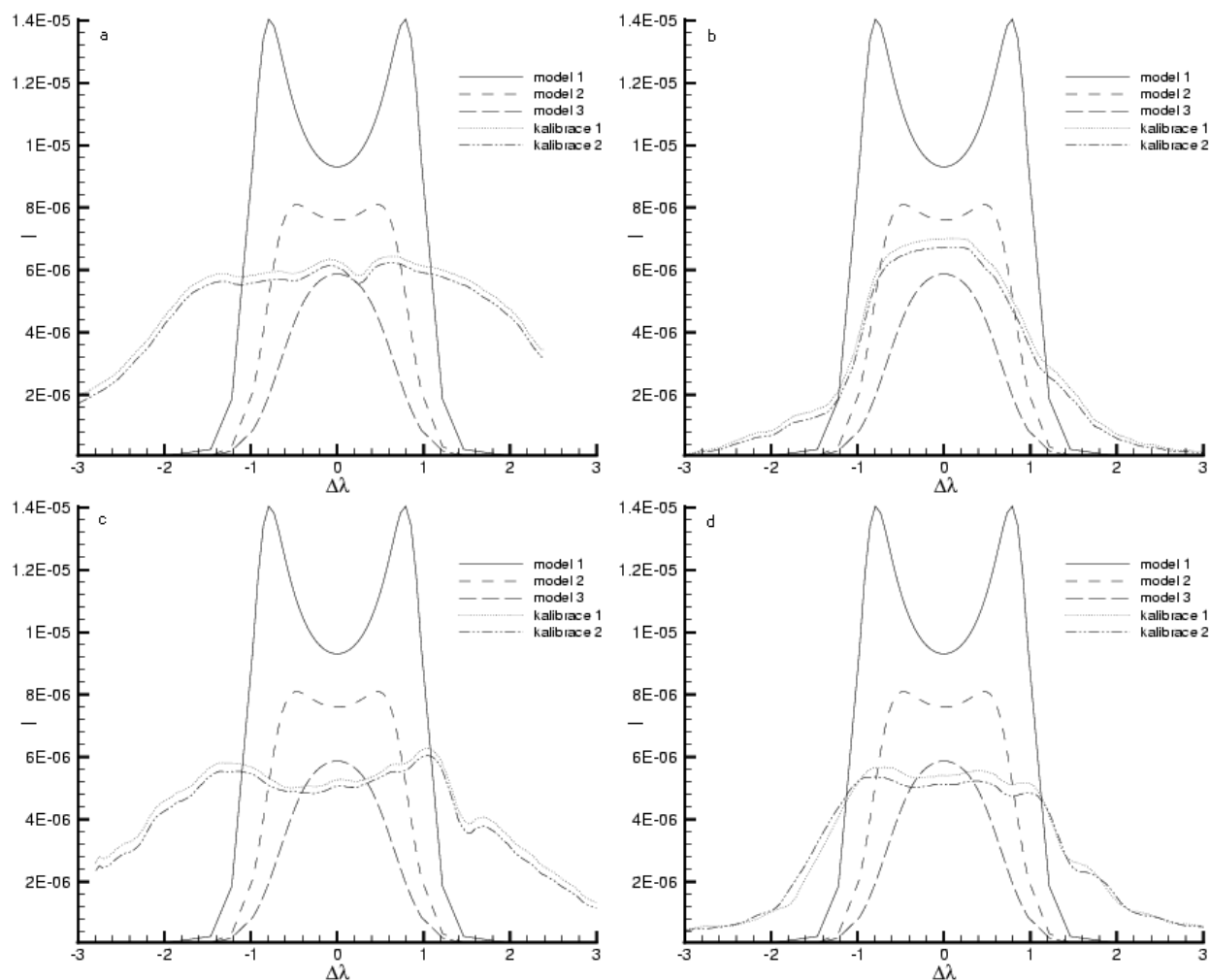
Tento článek vznikl z diplomové práce Jurčáka (2002), ve které lze nalézt podrobnosti o všech výše zmíněných problémech.

LITERATURA

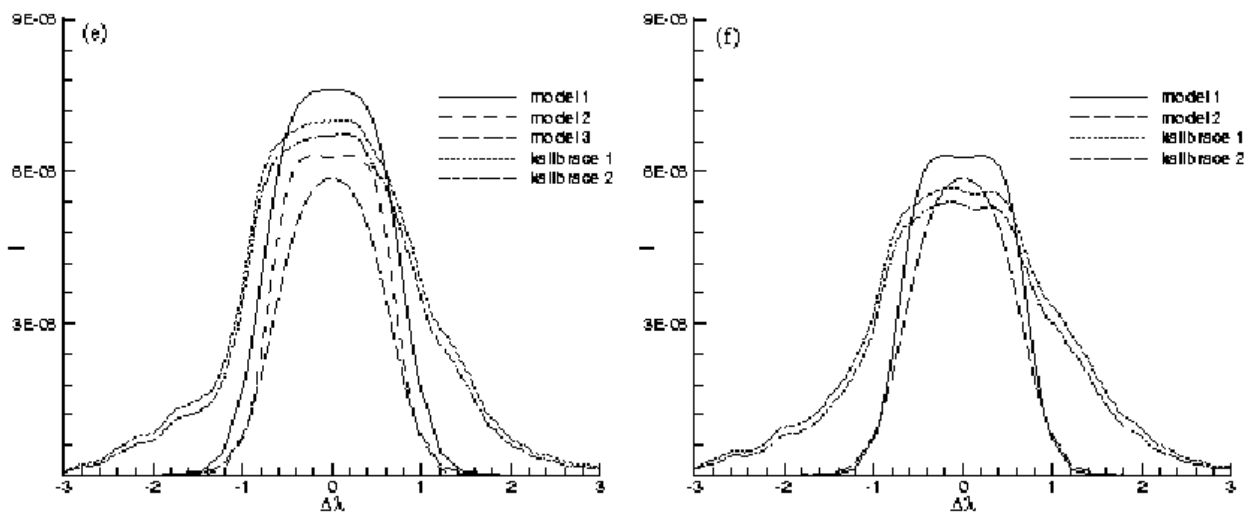
- Gray, F.D. (1992): The observation and analysis of stellar photospheres, John Wiley and sons. INC
- Heinzel, P. (1998): Problems in prominence NLTE modeling, ve sborníku Rompolt, B., Jakimiec, J., Heinzel, P.: XVth Consultation on Solar Physics, Publications of Astronomical Institute
- Heinzel, P. (2000): Models of solar atmosphere, v knize Zahn, J.P., Stavinschi, M.: Advances in Solar Research At Eclipses from Ground and from Space, Kluwer Academic Publisher
- Jurčák, J. (2002): Diplomová práce: Studium procesů rozšíření spektrálních čar v erupcích na limbu
- Kašparová, J. (1999): Diplomová práce: Studium eruptivních procesů s vysokým časovým rozlišením
- Kotrč, P. (1997): Results and Prospects. Hvar Obs. Bull, 21(1):97-108
- Švestka, Z. (1954): Hvězdné atmosféry, Nakladatelství Československé akademie věd



Obr. č. 5 Výsledné profily čáry $H\alpha$ z erupcí zaznamenaných dne 29.5.1998, 11.5.2000, 24.5.2000 a 6.7.2001.



Obr. č. 6 Porovnání pozorovaných a modelovaných profilů čáry $H\alpha$. Erupce byly pozorovány dne a) 29.5.1998, b) 11.5.2000, c) 24.5.2000, d) 6.7.2001.



Obr. č. 7 Porovnání profilů pozorovaných v erupci ze dne 11.5.2000 s modelovanými profily o parametrech: tlak 0,5 dyn, teplota 20000 K, mikroturbulentní rychlost 20 km/s. V případě levého obrázku je šířka vrstvy u modelu 1: 3000 km, u modelu 2: 2000 km a u modelu 3: 1000 km. V případě pravého obrázku je šířka vrstvy 2000 resp. 1000 km u modelu 1 resp. 2.