

Hydrostatické modelovanie EUV a RTG emisie koróny aktívnych oblastí

J. Dudík¹, E. Dzifčáková^{1,2},
M. Karlický², A. Kulinová^{1,2}

¹ – Fakulta matematiky, fyziky a informatiky UK, Mlynská Dolina, 842 48 Bratislava

² – Astronomický Ústav Akademie Věd ČR, v.v.i., Fričova 298, 251 65 Ondřejov
e-mail: dudik @fmph.uniba.sk

Abstrakt

Riešením rovnice energetickej rovnováhy v slnečnej koróne je možné získať škálovacie zákony udávajúce vzťah medzi veličinami charakterizujúcimi koronálnu slučku. Modelovaním koróny aktívnej oblasti ako zhluku slučiek ležiacich pozdĺž siločiar magnetického poľa je možné získať distribúciu teploty a hustoty v koróne aktívnej oblasti. Využitím funkcie odozvy filtra je následne možné priamo modelovať emisiu koróny aktívnej oblasti. Porovnaním vypočítanej emisie s pozorovaniami je možné fitovať parametre neznámej funkcie ohrevu koróny.

1. ÚVOD

Už prvé pozorovania slnečnej koróny v röntgenovej (RTG) oblasti vykonané na stanici Skylab ukázali, že slnečná koróna je nehomogénna a vysoko štruktúrovaná. V aktívnych oblastiach sú základným stavebným kameňom koróny koronálne slučky – tenké oblúkovité emisné štruktúry ležiace pozdĺž magnetických siločiar, ukotvené v chromosfére na oboch alebo len jednom konci. Koróna je dnes rutinne pozorovaná v extrémne ultrafialovej (EUV) a RTG oblasti spektra. Tieto pozorovania sa získavajú pomocou družíc a kozmických sond. Dvojdimenziálne zobrazovanie (imaging) koróny je bežné v úzkopásmových EUV filtroch centrovaných na oblasti okolo 17,1 nm, kde je dominantná emisia osem a deväťkrát ionizovaného železa (Fe IX/X) vznikajúca pri teplotách okolo 1 MK; ďalej v oblastiach 19,5 nm (Fe XII; 1,5 MK) a 28,4 nm (Fe XV, 2 MK). Plazma pozorovaná v RTG oblasti spektra vzniká pri vyšších teplotách. Fakt, že slnečná koróna má približne o dva rády vyššiu teplotu ako slnečná fotosféra a chromosféra, spolu s faktom, že fyzikálny mechanizmus ohrevu nebol doposiaľ uspokojivo identifikovaný, predstavuje problém ohrevu koróny (napr. Klimchuk, 2006).

Jednou z možností, ako získať ohraničenia problému ohrevu koróny je priame modelovanie pozorovanej emisie (napr. Schrijver a kol., 2004; Mok a kol., 2005; Warren a Winebarger, 2006; Gontikakis a kol., 2008; Lundquist a

kol., 2008a; 2008b). Pritom dôležitým nástrojom sú analytické modely, aj napriek tomu, že častokrát obsahujú niektoré zjednodušujúce predpoklady. Najčastejšie používaným predpokladom je predpoklad statickej energetickej rovnováhy medzi ohrevom, radiačnými stratami a tepelnou vodivosťou pozdĺž slučky. Ďalšie predpoklady zahŕňajú predpoklad homogénneho tlaku (napr. Rosner a kol., 1978; Kuin a Martens, 1982) a homogénneho ohrevu (Vesecky a kol., 1979), kým iné štúdie takéto reštriktívne predpoklady nepoužívajú (napr. Serio a kol., 1981; Aschwanden a Schrijver, 2002; Martens, 2008; Dudík a kol., 2008). Nedávna práca Aschwandena a Tsiklauriho (2008) demonštruje použiteľnosť analytických modelov i pri modelovaní dynamických erupčných slučiek.

Výsledkom analytických modelov sú škálovacie zákony pre koronálne slučky, ktoré udávajú vzťah medzi dĺžkou slučky, ohrevom, teplotou najvyššie položeného miesta (apexu) slučky a tlakom v ukotvení slučky. Existencia týchto jednoznačných vzťahov je spôsobená príliš veľkým počtom hraničných podmienok (Martens, 2008).

Tento príspevok obsahuje štyri kapitoly. Základné rovnice hydrostatickej koróny so statickou energetickej rovnováhou, ako aj výsledné škálovacie zákony sa nachádzajú v kapitole 2. Spôsob modelovania emisie koróny je načrtnutý v kapitole 3. Záver sa nachádza v kapitole 4.

2. ŠKÁLOVACIE ZÁKONY PRE KORONÁLNE SLUČKY

V nasledujúcom budeme predpokladať geometricky symetrickú koronálnu slučku s dĺžkou $2L$ ohrievanú rovnako v oboch polčastiach. Nech h je súradnica vo vertikálnom smere nad lokálnou rovinou dotykovou k slnečnej fotosfére ($h = 0$), a nech výška hranice medzi chromosférou a prechodovou oblasťou je $h_0 = 1,38$ Mm (Aschwanden a Schrijver, 2002). Nech $s = s(h)$ je súradnica pozdĺž danej magnetickej siločiar (koronálnej slučky alebo vlasca) a $T(s)$ nech je teplotný profil koronálnej slučky. Výšku najvyššieho bodu koronálnej slučky označíme h_1 , pričom $s(h_1) = L$. Hydrostatická rovnováha pozdĺž slučky je daná exponenciálnym priblížením

$$p(s) = p_0(s_0) \exp\left(-\frac{s-s_0}{s_p}\right), \quad (1)$$

kde s_p je tlaková škála meraná pozdĺž slučky. S hydrostatickou tlakovou škálou λ_p je zviazaná približným vzťahom (Dudík a kol., 2008)

$$s_p = \frac{L-s_0}{h_1-h_0} \lambda_p.$$

Energetická rovnováha v danej koronálnej slučke je daná rovnováhou medzi ohrevom, radiačnými stratami a tepelnou vodivosťou:

$$E_H - E_R - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_C = 0. \quad (2)$$

Funkciu radiačných strát môžeme aproximovať nasledovne (napr. Martens a kol., 2000):

$$E_R = n_e^2 \chi T^\sigma,$$

kde χ a σ sú parametre a n_e je hustota elektrónov. V literatúre sa často používajú hodnoty $\chi = 10^{-31.81} \text{ Wm}^{-3} \text{ K}^{1/2}$ a $\sigma = -1/2$ (Kuin a Martens, 1982).

Funkcia ohrevu je stále neznáma a silne závisí na predpokladanom fyzikálnom mechanizme, ktorý korónu ohrieva. Použijeme parametrizáciu navrhnutú Seriom a kol. (1981) a implementovanú Aschwandenom a Schrijverom (2002) v nasledujúcom tvare

$$E_H = E_{H0} \exp\left(-\frac{s-s_0}{s_H}\right). \quad (3)$$

Táto funkcia ohrevu má dva parametre: mieru ohrevu na objem E_{H0} a dĺžkovú škálu ohrevu s_H . Je zrejmé, že maximum energie uvoľňovanej ohrevom sa nachádza v mieste s_0 s následným exponenciálnym poklesom.

Keďže magnetické pole pôsobí ako účinný inhibítor transportných procesov v priečnom smere, vedenie tepla sa uskutočňuje iba v smere pozdĺž magnetickej siločiar. Divergenciu tepelného toku môžeme potom zapísať ako

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_C = \frac{d}{ds} \left(\kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right),$$

kde $\kappa_0 \approx 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$ je Spitzerov koeficient tepelnej vodivosti. Takýto tvar divergencie tepelného toku umožňuje riešiť rovnicu (2) ako jednodimenzionálny problém.

Budeme predpokladať, že slučka je tepelne izolovaná od svojho okolia (chromosféry) a maximum teploty sa nachádza v apexe, tj.

$$\begin{aligned} F_C(s=s_0) &= 0, \\ F_C(s=L) &= 0, \\ F_C(s_0 < s < L) &\neq 0. \end{aligned}$$

Riešením rovnice energetickej rovnováhy spolu s vyššie uvedenými predpokladmi sú škálovacie zákony (zodpovedajúce prvému a druhému integrálu rovnice (2)). Vo forme danej rovnicami (29) a (30) v Aschwandenovi a Schrijverovi (2002) ich možno zapísať v tvare

$$\begin{aligned} p_0(L_0, s_H, T_1) &= L_0^{-1} T_1^{(11-2\sigma)/4} S_1^{-3}, \\ E_{H0}(L_0, s_H, T_1) &= L_0^{-2} T_1^{7/2} S_2, \end{aligned}$$

kde $L_0 = L - s_0$ je dĺžka koronálnej časti slučky, $T_1 = \max$ je apexová teplota a S_1, S_2 sú škálovacie výrazy, ktoré v našom modeli nadobúdajú nasledovný tvar (Dudík a kol., 2008)

$$\begin{aligned} S_1^{\text{DDKK}} &= \left(\frac{(3+2\sigma)k_B\kappa_0}{\chi} I(\sigma, P)^2 P' \right)^{-1/6} e^{\beta_1 \frac{L_0}{s_p}} e^{\gamma_1 \frac{L_0}{s_H}}, \\ S_2^{\text{DDKK}} &= I(\sigma, P)^2 \frac{7\kappa_0}{4} e^{\beta_2 \frac{L_0}{s_p}} e^{\gamma_2 \frac{L_0}{s_H}}, \end{aligned}$$

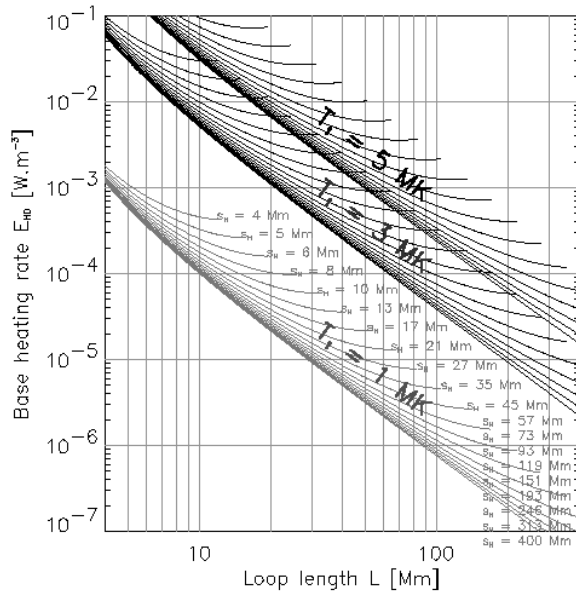
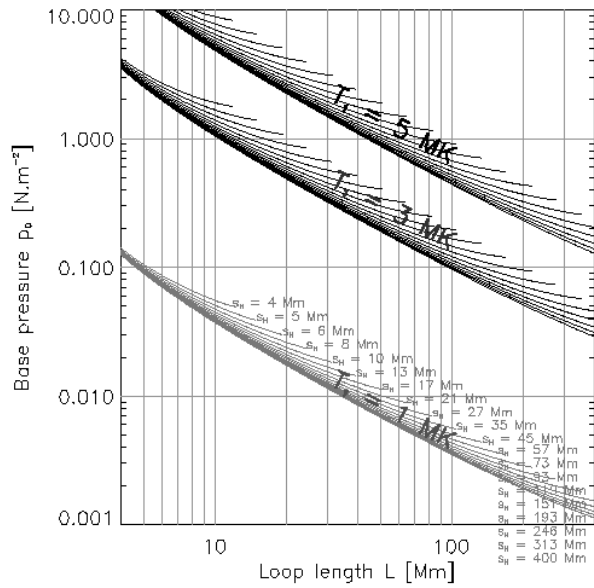
kde $I(\sigma, P)$ je integrálna funkcia daná výrazom

$$I(\sigma, P) = \int_0^1 \frac{x^{(7-2\sigma)/4}}{\sqrt{1-(1-P)x^{-\sigma-3/2} - Px^{2-\sigma}}} dx \quad (4)$$

a koeficienty $P, P', \beta_1, \beta_2, \gamma_1$ a γ_2 sú tabelované (Tab. 1).

Tabuľka 1: Parametre škálovacích výrazov (4)

T_1	P	P'	β_1	β_2	γ_1	γ_2
1 MK	1,046	0,958	-0,010	-0,136	-0,062	0,709
3 MK	1,007	0,958	+0,005	-0,469	-0,093	0,829
5 MK	1,005	0,949	+0,022	-0,721	-0,095	0,861
10 MK	1,069	0,762	+0,025	-0,808	-0,068	0,778



Obr. 1.: „DDKK“ škálovacie zákony pre tlak p_0 a mieru ohrevu na objem E_{H0} v mieste ukotvenia slučky v závislosti na dĺžke koronálnej časti slučky L_0 , apexovej teplote T_1 a dĺžkovej škále ohrevu s_H . Jednotlivé čiary prislúchajúce daným hodnotám s_H sa končia v mieste $L/s_H = 3$.

3. MODEL EUV EMISIE AKTÍVNEJ OBLASTI NOAA 10963

Za predpokladu známej geometrie magnetického poľa aktívnej oblasti umožňujú škálovacie zákony vypočítať distribúciu apexovej teploty a elektrónovej hustoty v koróne aktívnej oblasti.

Závislosť tlaku $p(s)$ na polohe s na slučke je daný rovnicou (1). Pribeh teploty pozdĺž slučky je možné

aproximovať nasledovným vzťahom (Aschwanden a Schrijver, 2002):

$$T(s) = T_1 \left[1 - \left(\frac{L-s}{L-s_0} \right)^a \right]^b \quad (5)$$

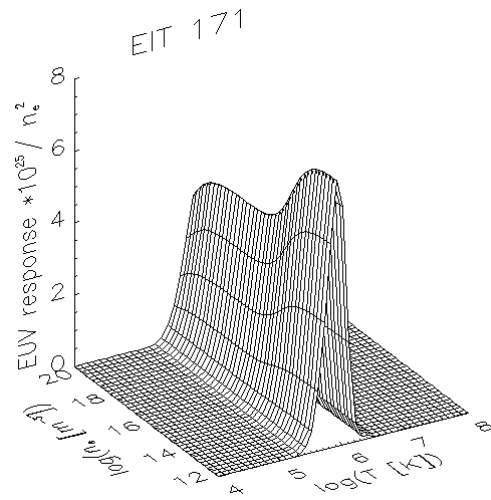
Hustota elektrónov $n_e(s)$ je potom daná stavovou rovnicou

$$p(s) = 2n_e(s)k_B T(s),$$

kde $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ je Boltzmannova konštanta. Informáciu o magnetickom poli v koróne aktívnej oblasti môžeme získať napríklad extrapoláciou z fotosférického magnetogramu pozdĺžnej zložky poľa (napr. Dudík, 2005). Takáto extrapolácia umožňuje získať zložky indukcie magnetického poľa v rovnomernej sieti bodov reprezentujúcej atmosféru nad fotosférickým magnetogramom aktívnej oblasti. Integráciou magnetického poľa je možné následne získať distribúciu dĺžok siločiar L_0 prechádzajúcich jednotlivými bodmi siete. Mieru ohrevu na objem E_{H0} získame z nasledovného vzťahu (napr. Warren a Winebarger, 2006):

$$E_{H0} = C_{H0} \left(\frac{B_0}{10^{-2} \text{ T}} \right)^\rho \left(\frac{10^8 \text{ m}}{L_0} \right)^\tau,$$

pričom B_0 je veľkosť magnetického poľa na hranici chromosféry a prechodovej oblasti, C_{H0} , ρ a τ sú voľné parametre funkcie ohrevu a dĺžková škála ohrevu s_H je daná vzdialenosťou pozdĺž siločiar, na ktorej magnetické pole poklesne z B_0^ρ na B_0^ρ/e .



Obr. 2: Funkcia odozvy filtra na emisivitu pre filter 17,1 nm používaný v prístroji EIT na družici SOHO. Funkcia odozvy filtra má maximum v oblasti teplôt približne 1 MK.

Použitím funkcie odozvy filtra na emisivitu (napr. Mok a kol., 2005) prevedieme vypočítané distribúcie teploty T a hustoty elektrónov n_e v rovnomernej sieti bodov na distribúciu emisie koróny aktívnej oblasti. Príklad funkcie odozvy filtra sa nachádza na Obr. 2.

Integráciou vypočítanej distribúcie emisie pozdĺž zorného lúča potom získame dvojdimenzionálny model emisie aktívnej oblasti. Porovnaním vypočítaných modelov emisie pre rôzne hodnoty parametrov ohrevovej funkcie C_{H0} , ρ a τ s pozorovaniami následne môžeme určiť, ktoré hodnoty týchto parametrov najlepšie zodpovedajú skutočnosti.

Uvedený postup sme použili na modelovanie emisie aktívnej oblasti NOAA 10963, ktorá bola pozorovaná sondou SOHO dňa 13. 7. 2007. Modelovaná emisia silne závisí na parametri ρ a miernejšie na parametroch C_{H0} a τ . Zhodu s pozorovaniami je možné dosiahnuť len pre ρ približne rovné 1. Dobrá zhoda s pozorovaniami nastáva pre hodnoty parametrov $C_{H0} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Wm}^{-3}$ a $\tau > 1$, kedy sa v modeli emisie začína objavovať malý dipól ležiaci severne od najväčších polarít aktívnej oblasti 10963 (Obr. 4). Takéto hodnoty parametrov funkcie ohrevu sú v dobrej zhode s funkciou ohrevu koróny mechanizmom nanoerupcií (Sturrock a Uchida, 1981).

4. ZÁVER

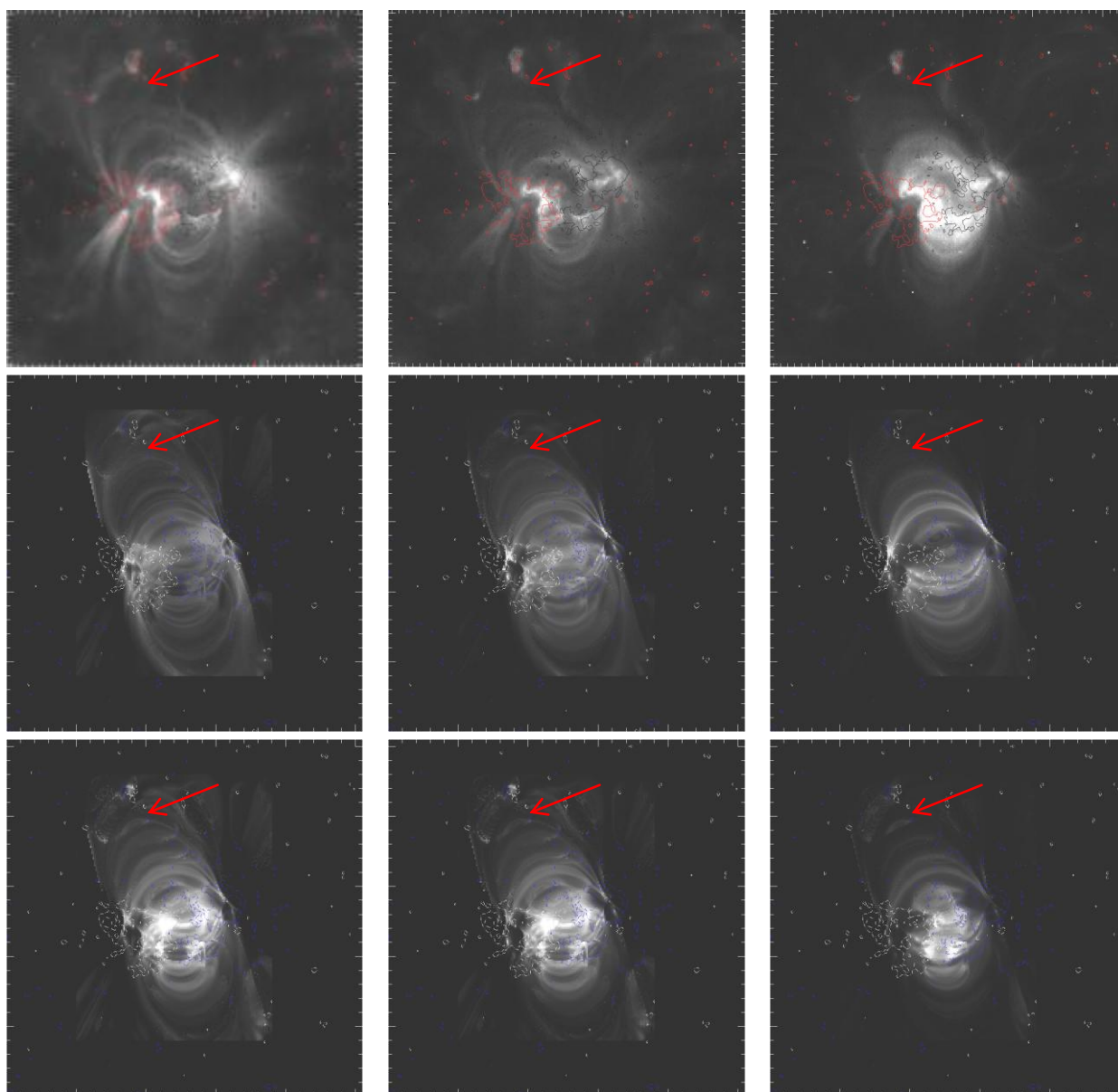
V článku bolo predstavené analytické riešenie rovnice energetickej rovnováhy pre koronálne slučky vo forme škálovacích zákonov. Škálovacie zákony spolu s parametrizovanou formou funkcie ohrevu a funkciou odozvy filtra je možné použiť na výpočet emisie koróny aktívnej oblasti. Porovnaním s pozorovaniami bolo zistené, že model ohrevu koróny pomocou nanoerupcií umožňuje vysvetliť pozorovanú emisiu.

Podakovanie

Autori tohto článku sú vďační za finančné prostriedky poskytnuté Grantovou Agentúrou SR, VEGA (grant č. 1/0069/08), Grantovou Agentúrou Akadémie Vied ČR (grant IAA3000030701), a Univerzitou Komenského (grant UK 414/2008).

LITERATÚRA

- Aschwanden, M. J., Schrijver, C. J.: 2002, *Astrophys. J.*, 142, 269
 Aschwanden, M. J., Tsiklauri, D.: 2008, zaslané do *Astrophys. J.*
 Dudík, J.: 2005, diplomová práca, FMFI UK
 Dudík, J., Dzifčáková, E., Karlický, M., Kulinová, A.: 2008, zaslané do *Astron. Astrophys.*
 Gontikakis, C., Contopoulos, I., Dara, H. C.: 2008, *Astron. Astrophys.*, v tlači
 Klimchuk, J. A.: 2006, *Sol. Phys.*, 234, 41
 Kuin, N. M. P., Martens, P. C. H.: 1982, *Astron. Astrophys.*, 108, 1
 Lundquist, L. L., Fisher, G. H., McTiernan, J. M.: 2008a, zaslané do *Astrophys. J.*
 Lundquist, L. L., Fisher, G. H., Metcalf, T. R., Leka, K. D., McTiernan, J. M.: 2008b, zaslané do *Astrophys. J.*
 Martens, P. C. H., Kankelborg, C. C., Berger, T. E.: 2000, *Astrophys. J.*, 537, 471
 Martens, P. C. H.: 2008, *Astrophys. J.*, v tlači
 Mok, Y., Mikić, Z., Lionello, R., Linker, J. A.: 2005, *Astrophys. J.*, 621, 1098
 Rosner, R., Tucker, W. H., Vaiana, G. S.: 1978, *Astrophys. J.*, 220, 643
 Schrijver, C. J., Sandman, A. W., Aschwanden, M. J., DeRosa, M. L.: 2004, *Astrophys. J.*, 615, 512
 Serio, S., Peres, G., Vaiana, G. S., a kol.: 1981, *Astrophys. J.*, 243, 288
 Sturrock, P. A., Uchida, Y.: 1981, *Astrophys. J.*, 246, 331
 Vesecky, J. F., Antiochos, S. K., Underwood, J. H.: 1979, *Astrophys. J.*, 233, 987
 Warren, H. P., Winebarger, A. R.: 2006, *Astrophys. J.*, 645, 711



Obr. 3: Pozorovania a model emisie aktívnej oblasti NOAA 10963. Vrchný rad: Pozorovania aktívnej oblasti NOAA 10963 vykonané dňa 13. 7. 2007 o 19:00 UT prístrojom EIT na sonde SOHO. Stredný rad: Model emisie s hodnotami parametrov $C_{H0} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Wm}^{-3}$, $\rho = 1$, $\tau = 0$. Spodný rad: Model emisie s hodnotami parametrov $C_{H0} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Wm}^{-3}$, $\rho = 1$, $\tau = 2$. Pre $\tau > 1$ sa začína v emisii objavovať malý dipól označený červenou šípkou. Ľavý stĺpec: Pozorovanie a model vo filtri 17,1 nm. Stredný stĺpec: Pozorovanie vo filtri 19,5 nm. Pravý stĺpec: Pozorovanie a model vo filtri 28,4 nm.