

UV žiarenie koróny a diagnostika netermálnych distribúcií elektrónov

E. Dzifčáková, Fakulta matematiky, fyziky a informatiky, Univerzita Komenského Bratislava, dzifcakova @fmph.uniba.sk

Abstrakt

EUV žiarenie zo Slnka predstavuje dôležitý zdroj informácií o fyzikálnych vlastnostiach koróny a prechodovej oblasti. Emisivitu spektrálnych čiar pritom ovplyvňuje okrem teploty a koncentrácie elektrónov aj tvar distribučnej funkcie častíc. Tá v podmienkach koróny a prechodovej oblasti môže vykazovať značné odchýlky od Maxwellovho rozdelenia. Dá sa ukázať, že tvar distribučnej funkcie elektrónov ovplyvňuje tak ionizačnú, ako aj excitačnú rovnováhu. Väčší vplyv na zmeny intenzít čiar však majú zmeny v ionizačnej rovnováhe. Na určovanie fyzikálnych parametrov emitujúcej plazmy je možné použiť množstvo diagnostických metód. V súčasnosti už boli navrhnuté metódy diagnostiky tvaru netermálnych distribúcií a strednej hodnoty energie elektrónov z pomerov intenzít spektrálnych čiar. Na výpočet syntetických spektier a na hľadanie čiar, ktoré sú vhodné na diagnostiku teploty, hustoty a tvaru distribučnej funkcie bude zakrátko možné použiť aj modifikáciu software CHIANTI pre netermálne distribúcie.

1. ÚVOD

Pomery niektorých spektrálnych čiar v spektrách pozorovaných erupcií bolo ťažké vysvetliť na základe predpokladu Maxwellovho rozdelenia elektrónov.

Pinfield a kol. (1999), Dufton a kol. (1984), Malinovsky a Heroux (1973) študovali rozdiely medzi teoretickými a pozorovanými pomermi intenzít spektrálnych čiar a interpretovali ich neobvyklé pomery pomocou netermálnej distribúcie elektrónov (κ -distribúcie). Netermálnu distribúciu jedného typu, tzv. κ -distribúciu teoreticky odvodil Scudder (1982).

κ -distribúcia sa môže vyskytnúť v plazme s veľkým teplotným alebo hustotným gradientom. Tento typ rozdelenia má zvýšený počet častíc s vysokými energiami v chvoste distribúcie, ktorý je potom vyšší ako pre Maxwellovo rozdelenie (obr. 1).

$$f(E)dE = A_{\kappa} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{E}{(\kappa - 1.5)kT} \right)^{-(\kappa+1)} \frac{1}{E^2} dE,$$

kde A_{κ} je konštanta distribúcie:

$$A_{\kappa} = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-0.5)(\kappa-1.5)^{\frac{3}{2}}},$$

κ je parameter distribúcie, m hmotnosť častice, k Boltzmannova konštanta a E je energia častíc. Pre

$\kappa \rightarrow \infty$ sa distribúcia blíži k Maxwellovmu rozdeleniu.

Stredná hodnota energie distribúcie je $\langle E \rangle = 3kT/2$ a tlak plynu je daný výrazom $p = nkT$. Prítomnosťou distribúcie elektrónov takéhoto typu vysvetlil Pinfield a kol. (1999) pomery intenzít čiar Si III v prechodovej oblasti Slnka, ktoré pozorovala družica SoHO. Ďalej sa takto dajú vysvetliť niektoré dynamické javy v prechodovej oblasti a nesúlad v pozorovaní oscilácií v čiarách rozličných iónov.

Druhý typ netermálnej distribúcie, power distribúcia, (obr. 2) sa môže vyskytovať v plazme erupcií, keď rýchlosť uvoľňovania energie je vyššia ako rýchlosť termalizačných procesov. Distribúciu je možné popísať rovnicou

$$f(E)dE = B^n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left(\frac{E}{kT} \right)^{(n-1)/2} E^{1/2} e^{-E/kT} dE$$

kde n je parameter distribúcie a B^n je konštanta distribúcie:

$$B^n = \frac{\pi^{1/2}}{2\Gamma(n/2+1)}.$$

Stredná hodnota energie distribúcie je

$$\langle E \rangle = (n+2)kT/2,$$

teda závisí na T a na parametri n . Z toho dôvodu bola

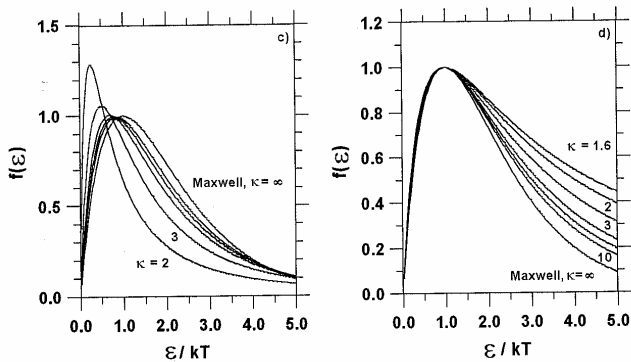
zavedená tzv. pseudoteplota τ :

$$\frac{3}{2}k\tau = \frac{n+2}{2}kT,$$

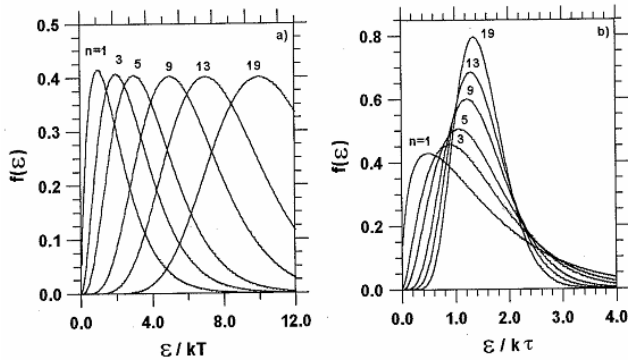
čo je teplota Maxwellovho rozdelenia, ktorého stredná hodnota energie je rovnaká ako stredná hodnota energie power distribúcie, teda

$$\langle E \rangle = 3k\tau/2.$$

Pre Maxwellovo rozdelenie je $n=1$. Zároveň platí, že $p = nk\tau$. Takýto typ distribúcie diagnostikovali Seely, Feldman a Doshek (1987) v erupčnej plazme. K diagnostike použili pomery rezonančnej čiary Fe XXV a dvoch satelitných čiar Fe XXIV.



Obrázok 1. Závislosť tvaru κ -distribúcie na hodnote parametra distribúcie κ . Stredná hodnota energie distribúcie je rovnaká pre všetky κ -distribúcie na obrázku 1a. Obrázok 1b lepšie ukazuje rozdiely v tvare distribúcií, ale stredná hodnota energie pre zobrazené distribúcie je rôzna.



Obrázok 2. Závislosť tvaru power distribúcie na hodnote parametra distribúcie n v závislosti na E/kT (a). Stredná hodnota energie pre zobrazené distribúcie je rôzna. Obr. 1b lepšie ukazuje rozdiely v tvare distribúcií a zároveň aj stredná hodnota energie distribúcií je rovnaká pre všetky power distribúcie na obr. 1b.

1. INTENZITA SPEKTRÁLNYCH ČIAR

V opticky tenkej plazme pre emisivitu v spektrálnej čiare platí

$$\epsilon_{ij} = \frac{hc}{\lambda_{ij}} A_{ij} n_i = \frac{hc}{\lambda_{ij}} A_{ij} \frac{n_i}{n_k} \frac{n_k}{n_x} A_x,$$

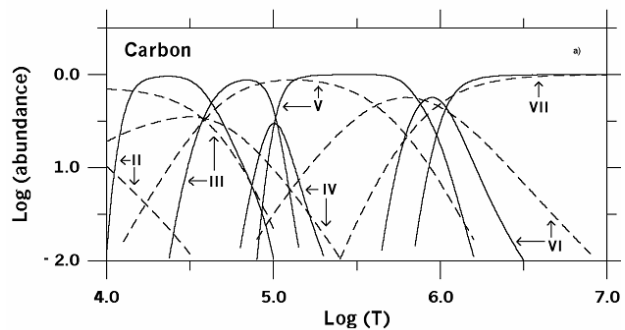
kde h je Planckova konštanta, c rýchlosť svetla, λ_{ij} vlnová dĺžka spektrálnej čiary, A_{ij} pravdepodobnosť spontánnej emisie z hladiny i na hladinu j , n_i je hustota iónov daného prvku, ktoré majú obsadenú hladinu i , n_k je koncentrácia všetkých iónov k daného prvku, n_x koncentrácia prvku x a A_x je abundancia prvku. Pre intenzitu čiary v opticky tenkom prostredí platí

$$I = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ij}} A_{ij} A_x \int \frac{n_i}{n_e n_k} \frac{n_k}{n_x} DEM dT$$

kde DEM je diferenciálna miera emisie definovaná ako:

$$DEM = n_e^2 \frac{dx}{dT}$$

a n_e je koncentrácia elektrónov. Zmeny v intenzite spektrálnych čiar závisia na zmenách v ionizačnej rovnováhe a na excitačnej rovnováhe. Čo môžeme očakávať pre jednotlivé distribúcie?

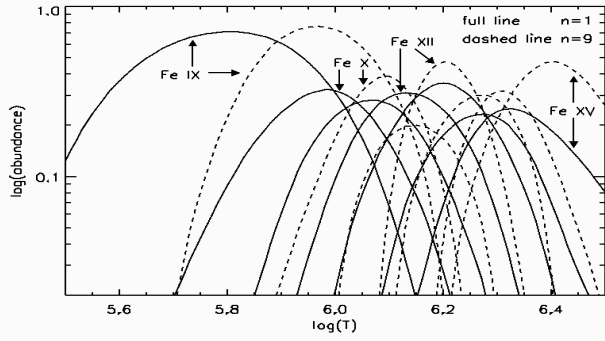


Obrázok 3. Zmeny v ionizačnej rovnováhe uhlíka spôsobené prítomnosťou κ -distribúcie. Plná čiara udáva relatívne zastúpenie iónov pre Maxwellovo rozdelenie a čiarkovaná čiara pre κ -distribúciu s $\kappa=2$. (Dzifčáková a Kulinová, 2006)

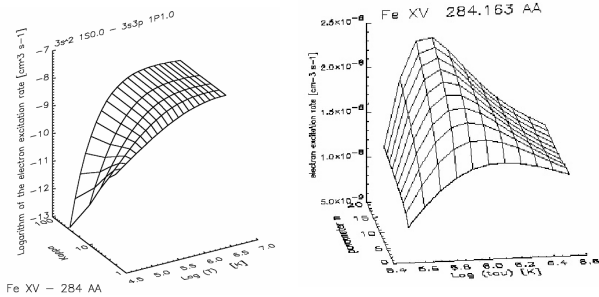
Pre κ -distribúcie s rastom odchýlky distribúcie od Maxwellovej sa abundančné píky pre jednotlivé ióny stávajú širšie a o niečo nižšie. To znamená, každý ión sa vyskytuje s relatívne vysokou abundanciou v širšom intervale T (obr. 3). Zároveň sa pre niektoré ióny výrazne znižuje T pri ktorej majú relatívne vysokú abundanciu. Opačná situácia nastáva pre power distribúcie. Abundančný pík je užší a vyšší, takže ióny sa vyskytujú s vysokou abundanciou v užšom intervale τ , pričom maximum výskytu iónu sa posúva k vyšším τ (obr. 4).

Podobným spôsobom sa chovajú aj rýchlosti excitácie pri zmene tvaru distribúcie. Pre κ -distribúcie s rastom odchýlky distribúcie od Maxwellovej dochádza k výraz-

nému nárastu rýchlosti excitácie pre nízke hodnoty T a miernemu poklesu v oblasti jej maxima (obr. 5 vľavo). Pre power distribúcie je to naopak. V oblasti maxima dochádza k výraznému zvýšeniu rýchlosti elektrónovej excitácie (obrázok 5 vpravo).



Obrázok 4. Zmeny v ionizačnej rovnováhe železa spôsobené prítomnosťou power distribúcie. Plná čiara udáva relatívne zastúpenie iónov pre Maxwellovo rozdelenie a čiarkovaná čiara pre power distribúciu $n=9$.



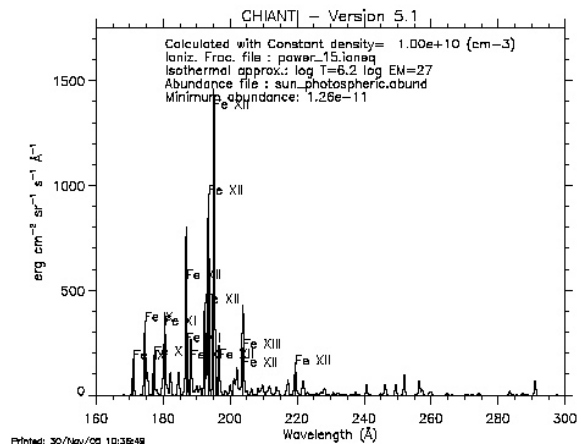
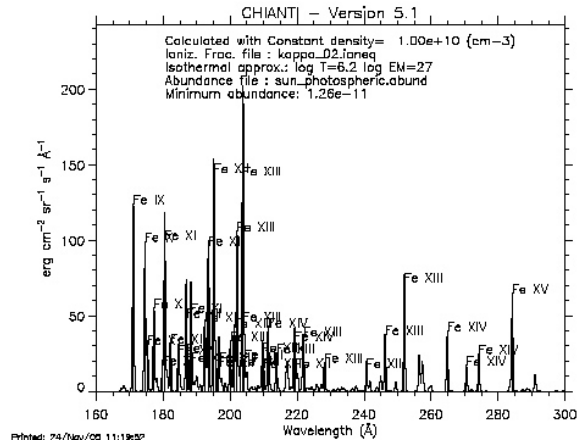
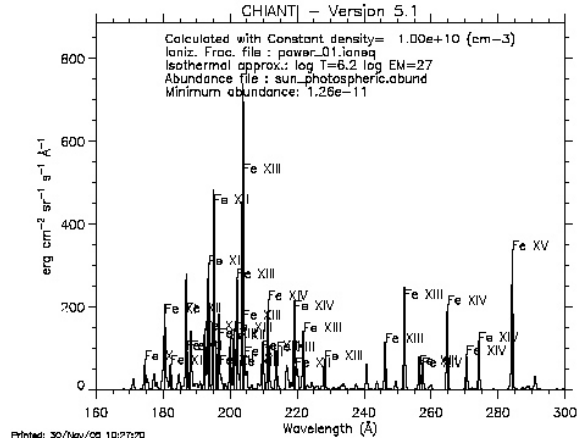
Obrázok 5. Zmeny v rýchlosti excitácie čiar Fe XV 284 Å spôsobené prítomnosťou κ -distribúcie (vľavo) a power distribúcie (vpravo).

Zmeny v emisívite spektrálnych čiar spôsobené zmenou distribučnej funkcie sú dané súčtom zmien v ionizačnej a excitačnej rovnováhe (obr. 6) a majú rovnaký charakter ako zmeny v ionizačnej rovnováhe. Zmeny v intenzitách spektrálnych čiar sú potom integrálom pozdĺž zorného lúča pre daný model atmosféry, resp. pre dané DEM (obr. 7).

2. DIAGNOSTIKA NETERNÁLNYCH DISTRIBÚCIÍ

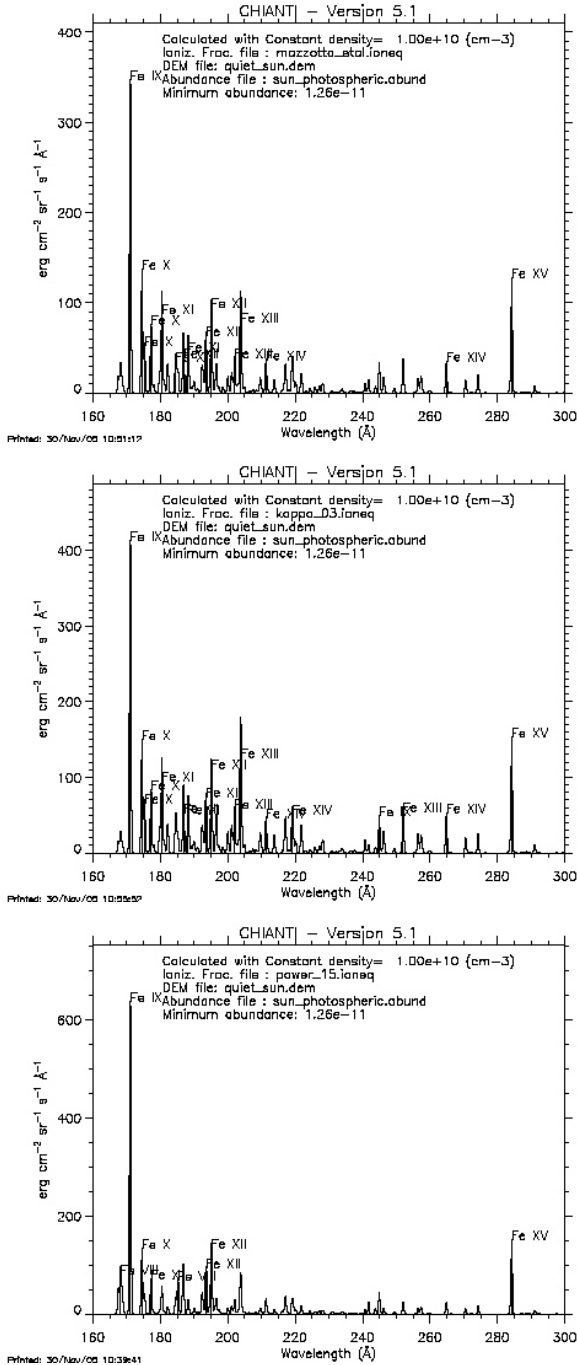
Zmeny v emisívite spektrálnych čiar je možné využiť k diagnostike tvaru distribúcie. Keďže je potrebné určiť minimálne dva parametre: strednú hodnotu energie distribúcie a parameter distribúcie, diagnostika vyžaduje minimálne tri spektrálne čiary. A keďže pomer intenzít čiar závisí obvykle aj na koncentrácii elektrónov, k diagnostike hustoty sú potrebné ďalšie dve čiary,

ktorých pomer je citlivý na koncentráciu elektrónov, ale prakticky nezávisí na tvare distribúcie a na veľkosti

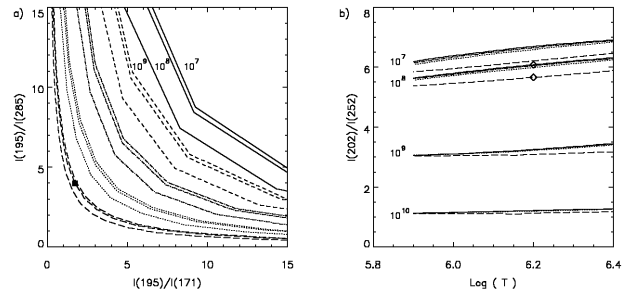


Obrázok 6. Zmeny v emisívite čiar Fe spôsobené prítomnosťou neternálnych distribúcií elektrónov. Spektrum Fe v EUV oblasti 160 - 300 Å pre Maxwellovo rozdelenie pri $T=1,58 \times 10^6$ K (hore), pre κ -distribúciu $\kappa=2$ a $T=1,58 \times 10^6$ K (v strede) a power distribúciu $n=15$ a $\tau=1,58 \times 10^6$ K (dole). Všetky distribúcie majú rovnakú strednú energiu častíc.

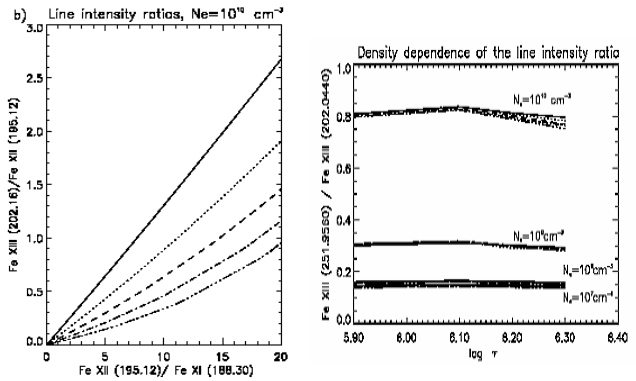
strednej hodnoty jej energie. Ukážky diagnostiky parametra κ v κ -distribúcii a hustoty elektrónov sú na obr. 8 a parametra n v power distribúcii a hustoty elektrónov sú na obr. 9.



Obrázok 7. Zmeny v intenzite čiar Fe spôsobené prítomnosťou netermálnych distribúcií elektrónov. Spektrum Fe v EUV oblasti 160 - 300 Å pre Maxwellovo rozdelenie, pre DEM kľudného Slnka (hore), pre κ -distribúciu s $\kappa=3$ (v strede) a power distribúciu s $n=15$ (dole). Všetky distribúcie majú rovnakú strednú energiu častíc.



Obrázok 8. Diagnostika parametrov plazmy pre κ -distribúciu využívajúca čiar Fe IX, Fe XII, Fe XIII a Fe XV. Vľavo je závislosť pomerov čiar Fe XII 195 Å / Fe XV 285 Å na hodnote pomeru Fe XII 195 Å / Fe IX 171 Å pre Maxwellovo rozdelenie (plná čiara) a pre κ -distribúciu s $\kappa=10$ (čiarkovaná čiara), $\kappa=5$ (bodko-čiarkovaná čiara), $\kappa=3$ (bodkovaná čiara) a $\kappa=2$ (čiarkovaná čiara) a pre hustoty elektrónov (sprava do ľava) 10^7 , 10^8 a 10^9 cm⁻³. Vpravo je závislosť pomeru čiar Fe XIII 202 Å / 252 Å na T pre rozdielne hustoty a pre Maxwellovo rozdelenie (plná čiara) a pre κ -distribúciu s $\kappa=2$ (čiarkovaná čiara) (Dzifčáková, 2006)



Obrázok 9. Diagnostika parametrov plazmy pre power distribúciu využívajúca čiar Fe XI, Fe XII a Fe XIII. Vľavo je závislosť pomerov čiar Fe XIII 202 Å / Fe XII 195 Å na hodnote pomeru Fe XII 195 Å / Fe XI 188 Å pre Maxwellovo rozdelenie (plná čiara, $n=1$) a pre power distribúciu s $n=3$ (bodkovaná čiara), $n=5$ (čiarkovaná čiara), $n=7$ (bodko-čiarkovaná čiara) a $n=9$ (bodko-bodko-bodko-čiarkovaná čiara) a pre hustotu elektrónov 10^{10} cm⁻³. Vpravo je závislosť pomeru čiar Fe XIII 202 Å / 252 Å na τ pre rozdielne hustoty a pre Maxwellovo rozdelenie (plná čiara, $n=1$) a pre power distribúcie s $n=3, 5, 7, a 9$ (Dzifčáková a Tóthová, 2006).

3. CHIANTI

CHIANTI je astronomická databáza, ktorá obsahuje atómové dáta takmer všetkých astronomicky zaujímavých iónov a má veľmi dobrú softvérovú podporu. CHIANTI je spoločný projekt zahŕňajúci NRL (USA), RAL (UK), MSSL (UK), Universities of Florence (Italy) and Cambridge (UK) and George Mason University (USA). CHIANTI umožňuje rýchly výpočet a analýzu slnečných spektier v UV a RTG oblasti a je dôležitý nástroj

diagnostiky fyzikálnych parametrov slnečnej plazmy. Jej značnou výhodou je jednoduché používanie. Databáza však obsahuje iba zrážkové prierezy spriemerované cez Maxwellovo rozdelenie. Použitá aproximácia závisí na type prechodu a využíva 5-bodové splajnové funkcie (Burgess a Tully, 1992).

4. VÝPOČET RÝCHLOSTI PROCESOV PRE NETERMÁLNE DISTRIBÚCIE

Aby bolo možné použiť CHIANTI pre výpočet vplyvu netermálnych distribúcií na intenzity spektrálnych čiar, bolo potrebné rozšíriť databázu o parametre pre aproximáciu zrážkového prierezu alebo sily zrážky. Často používanou aproximáciou sily zrážky je funkcionálna závislosť (Abramowitz a Stegun, 1965):

$$\Omega = \sum_{k=0}^{k_{max}} C_k u^{-k} + D \ln(u),$$

kde C_k a D sú koeficienty a $u=E_i/E_{ij}$. Výhodou tejto aproximácie je jednoduchý analytický výpočet integrálu cez Maxwellovu distribučnú funkciu:

$$\langle \sigma v \rangle = 2.171 \times 10^{-8} \left(\frac{I_H}{kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{E_{ij}}{kT} \right) \frac{Y_{ij}}{\omega_i},$$

kde

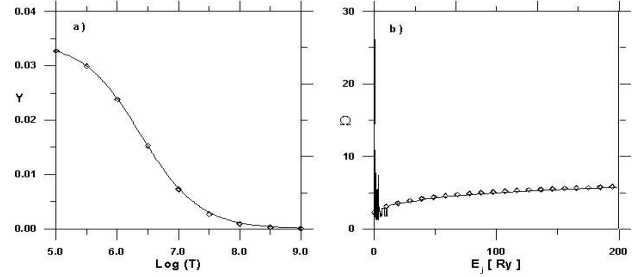
$$Y_{ij} = \int_1^{\infty} \Omega_{ij} \exp \left(-\frac{E_i - E_{ij}}{kT} \right) d \left(\frac{E_i}{E_{ij}} \right),$$

a I_H je ionizačná energia vodíka, E_i energia incidenčného elektrónu a ω_i je štatistická váha hladiny i . Pre Maxwellovo rozdelenie potom platí

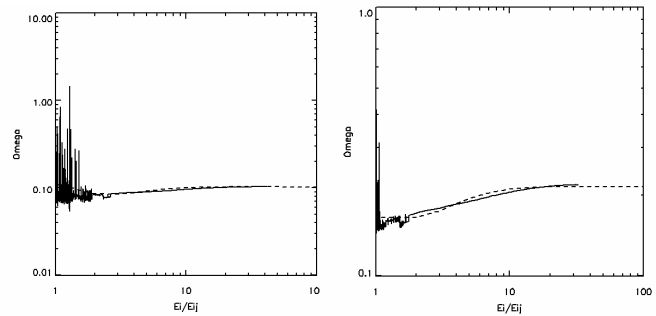
$$Y = C_0 + \left(\sum_{k=1}^{k_{max}} y C_k E_k(y) + D E_1(y) \right) e^y,$$

pričom $y=E_{ij}/kT$ a E_k je exponenciálny integrál rádu k .

Koeficienty C_k a D boli určené z CHIANTI metódou najmenších štvorcov. Pre aproximáciu Y bolo uvažovaných maximálne 6 koeficientov C_k , koeficient D je nenulový len pre dovolené prechody. Na obr. 10 vidno príklad porovnania priebehu Y s jeho aproximáciou, ktorá bola získaná metódou najmenších štvorcov pre prechod $Fe\ XV\ 3s^2\ ^1S_0-3s3p\ ^1P_1$ (285 Å) a porovnanie vypočítanej závislosti sily zrážky na energii incidenčného elektrónu s tou istou závislosťou získanou pomocou aproximácie Y z koeficientov C_k a D . Obecne je možné konštatovať, že pre dovolené prechody nie sú problémy s aproximáciou Y a dosahuje sa veľmi dobrý súhlas sily zrážky s originálnymi dátami. Aj pre zakázané prechody je obvykle súhlas dostatočujúci (obr. 11). Napriek tomu problémom zostávajú niektoré zakázané prechody, kde závislosť $\Omega(E_i)$ vykazuje silné rezonancie. Pre takéto prechody môže byť presnosť aproximácie nižšia.



Obrázok 10. Vľavo je porovnanie priebehu závislosti Y na teplote z CHIANTI (plná čiara) s jej aproximáciou (body) pre $Fe\ XV\ 3s^2\ ^1S_0-3s3p\ ^1P_1$ (284.16 Å) a vpravo je porovnanie priebehu sily zrážky pre tento prechod prevzaté z databázy TIP (plná čiara) s jej aproximáciou získanou pomocou Y z CHIANTI (body) (Dzifčáková, 2006)



Obrázok 11. Porovnanie priebehu sily zrážky pre zakázané prechody $Fe\ XV\ 3s^2\ ^1S_0 - 3p^2\ ^1D_2$ (vľavo) a $Fe\ XV\ 3s3p\ ^3P_1 - 3p3d\ ^3F_3$ (vpravo) prevzaté z databázy TIP (plná čiara) s jej aproximáciou získanou pomocou Y z CHIANTI (čiarkovaná čiara) (Dzifčáková, 2006).

5. MODIFIKÁCIA CHIANTI

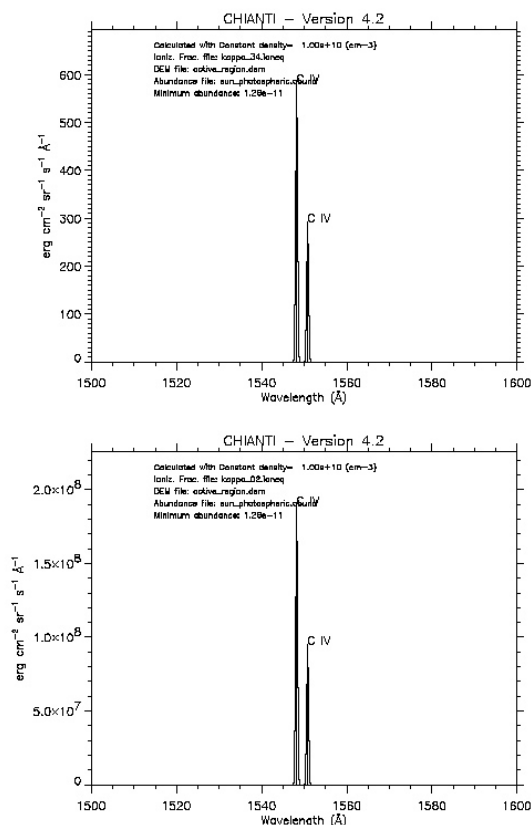
Do CHIANTI software bolo pridaných niekoľko programov pre analytický výpočet rýchlostí elektrónovej excitácie pre oba typy netermálnych distribúcií a zároveň boli urobené malé modifikácie niektorých originálnych programov.

Do databázy boli pridané dáta pre

- ionizačnú rovnováhu C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca and Fe pre $\kappa=2, 3, 5, 7, 10, 25$ a κ -distribúciu, pre $n=1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17$ a 19 pre power distribúciu.
- parametre C_k a D pre aproximáciu Ω pre všetky uvedené ióny.

Vďaka modifikácii CHIANTI sme teraz schopní modelovať vplyv tvaru elektrónovej distribučnej funkcie na spektrum, zisťovať čiary, ktorých intenzity sú citlivé na tvar elektrónovej distribučnej funkcie a hľadať čiary, ktoré sú vhodné na diagnostiku netermálnych distribúcií. Môžeme modelovať spektrum pre rozdielne DEM a

ukázať, že napr. iba prítomnosť netermálnych distribúcií dokáže výrazne ovplyvniť celkovú intenzitu niektorých čiar v prechodovej oblasti (obr. 12).



Obrázok 12. Zmeny v intenzite čiar C IV spôsobené prítomnosťou netermálnej κ -distribúcie elektrónov pre DEM aktívnej oblasti na Slnku (Dzifčáková a Kulinová, 2003). Na hornom obrázku je spektrum v oblasti 1500 Å až 1600 Å, kde dominujú spektrálne čiary C IV 1548 Å a 1550 Å pre Maxwellovo rozdelenie elektrónov a na dolnom obrázku pre κ -distribúciu s $\kappa=2$. Obe distribúcie majú rovnakú strednú energiu častíc, ale zvýšený počet elektrónov vo vysokoenergetickej časti κ -distribúcie spôsobuje najmä výrazné zmeny v ionizačnej rovnováhe (obr. 3), ktoré spolu s rastom rýchlosti excitácie môžu viesť nárastu intenzity týchto čiar až takmer o šesť rádov. To znamená, že pozorovaná zvýšená intenzita týchto čiar (resp. zvýšená emisia pozorovaná vo filtroch TRACE 1600 Å a 1550 Å) môže byť indikátorom prítomnosti netermálnej distribúcie so zvýšeným počtom častíc vo vysokoenergetickej časti.

6. ZÁVER

Prítomnosť netermálnych distribúcií v slnečnej koróne a prechodovej oblasti môže výrazným spôsobom modifikovať pozorovanú intenzitu spektrálnych čiar. Je preto potrebné mať výkonnú metodiku umožňujúcu diagnostiku takýchto distribúcií a nástroj na výpočet syntetických spektier pre tieto distribúcie. Nová modifikácia CHIANTI takého výpočty umožňuje.

Podakovanie

Práca bola podporená VEGA grantom č. 1/2026/05.

LITERATÚRA

- Abramowitz, M., Stegun, I. A.: 1965, Handbook in mathematics function, NBS
 Burgess, A., Tully, J. A.: 1992, *Astron. Astrophys.*, **254**, 436
 Dufton, P. L., Kingston, A. E., Keenan, F. P.: 1984, *Astrophys. J. Letters*, **280**, L35
 Dzifčáková, E.: 2006, *Solar Phys.*, **234**, 243
 Dzifčáková, E. 2002, *Solar Phys.*, **208**, 91
 Dzifčáková, E., Kulinová, A.: 2003, *Solar Phys.*, **218**, 41
 Dzifčáková E., Tóthová, D.: 2006, *Solar Phys.*, in press
 Malinovsky, M., Heroux, L.: 1973, *Astrophys. J.*, **181**, 1009
 Pinfield, D. J., Keenan, F. P., Mathioudakis, M., Phillips, K. J., H., Curdt, W., Wilhelm, K.: 1999, *Astrophys. J.* **527**, 1000
 Scudder, J. D.: 1992, *Astrophys. J.*, **398**, 319
 Seely, J. F., Feldman, U., Doschek, G. A.: 1987, *Astrophys. J.*, **319**, 541
 CHIANTI atomic database, <http://www.damp.cam.ac.uk/user/astro/chianti>
 TIPTOPBase, IRON PROJECT, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/topbase>