

UNIVERZITET U BEOGRADU

Matematički fakultet

Nikola Vitas

HIPERFINA STRUKTURA
LINIJA NEUTRALNOG MANGANA
U SPEKTRU SUNCA

Magistarska teza

Beograd, 2005.

*U prirodi ideje je da bude saopštena:
napisana, izgovorena, ostvarena.
Ideja je poput trave. Traži svetlost,
voli gužvu, napreduje ukrštanjem,
bolje raste ako je zgažena.*

Ursula K. LeGuin, *Čovek praznih šaka*

Ova magistarska teza nastala je kao plod istraživanja u okviru postdiplomskih studija na smeru Astrofizika Katedre za astronomiju Matematičkog fakulteta u Beogradu. Za početnu ideju i osnovni tok istraživanja veliku zahvalnost dugujem prof. dr Ištvanu Vinceu sa Astronomske opservatorije u Beogradu koji mi je kao neformalni mentor preneo deo svog dragocenog iskustva. Takođe zahvalnost dugujem i prof. dr Olgi Atanacković-Vukmanović sa Katedre za astronomiju koja je insistirala na što detaljnijem rešavanju problema, a što je na kraju dovelo do nekoliko zanimljivih rezultata. Njih dvoje i prof. dr Trajko Angelov pročitali su ovaj rad i brojnim korisnim primedbama pomogli da on dobije svoj konačni oblik. Pored njih, neprocenjivo iskustvo u korišćenju programa Multi preneo mi je dr Darko Jevremović sa University of Oklahoma tokom svojih kratkih i uvek efikasnih poseta Beogradu. Veliku zahvalnost na neprestanoj podršci i požurivanju, bez kojih se danas možda uopšte ne bih bavio astrofizikom, dugujem prof. dr Mirjani Vukićević-Karabin i doc. dr Dejanu Uroševiću. Takođe, zahvalnost dugujem i Ministarstvu za nauku i zaštitu životne sredine i poreskim obveznicima koji su preko projekta Spektrofotometrija Sunca (ugovor br.1951) delimično finansirali moj rad na ovoj tezi.

Zahvalnost i mnogo više od toga dugujem Slavici na neprestanoj podršci i spremnosti da pažljivo sluša priče o manganu. Konačno, neizmernu zahvalnost dugujem Aleksandri čije je strpljenje dostiglo zapanjujuće razmere posebno tokom poslednjih nekoliko meseci i koja je sve vreme bila moj najvatreniji navijač.

*Posvećujem ovaj rad uspomeni na Didiju,
koji je video njegov početak, ali ne i kraj.*

U Beogradu, decembra 2004.

N.V.

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Prenos zračenja u atmosferi Sunca	2
1.2	Linije neutralnog mangana u spektru Sunca	3
1.3	Zadatak i struktura rada	6
2	Teorijske osnove	7
2.1	Struktura atoma	7
2.1.1	Energija, frekvencija, talasna dužina, talasni broj	7
2.1.2	Energetska stanja, nivoi, termovi i konfiguracije	8
2.1.3	Spektralne linije: selekciona pravila, jačina oscilatora, verovatnoće prelaza	9
2.1.4	Fina struktura	12
2.1.5	Hiperfina struktura ili uticaj jezgra na atomski spektar	13
2.2	Prenos zračenja	18
2.2.1	Jednačina prenosa i funkcija izvora	18
2.2.2	Klasična lambda iteracija	21
2.2.3	Aproksimativni lambda operator	21
2.2.4	Modeli atmosfere	23
2.2.5	Funkcija doprinosa i dubina formiranja linije	25
3	Multi 2.2	27
3.1	Opis programa	27
3.2	Struktura programa	29
3.3	Ulazne datoteke	30
3.4	Izlazne datoteke	31
3.5	IDL procedure	31
4	Model atoma	33
4.1	Model atoma neutralnog mangana	33
4.1.1	Struktura termova i radijativnih prelaza	34
4.1.2	Hiperfina struktura	36
4.1.3	Model atoma za Multi	42
5	Model atmosfere	49
5.1	Semiempirijski modeli Sunčeve atmosfere	49
5.1.1	HOLMUL	49
5.1.2	VAL	49
5.1.3	MACKKL	51

5.1.4	FAL	52
5.2	Model atmosfere za Multi	54
6	Analiza rezultata	57
6.1	Uticaj hfs na profile linija MnI u NLTE	57
6.2	Uticaj različitih modela atmosfere	62
6.3	NLTE efekti u formiranju linija MnI	67
6.4	Dubine formiranja linija MnI sa hfs	76
7	Zaključak	99
	Literatura	101
	Dodatak 1: Energetski nivoi neutralnog mangana	105
	Dodatak 2: Izabrane linije neutralnog mangana	111
	Dodatak 3: Relativni intenziteti komponenata	121
	Dodatak 4: Katalog hiperfine strukture	125

Glava 1

Uvod

Elektromagnetno zračenje osnovni je izvor informacija o zvezdi koja ga emituje. Energija koja se oslobađa u jezgri prenosi se ka površini različitim mehanizmima. Tek u atmosferi zvezde, materija postaje dovoljno optički tanka da zračenje može da je napusti. Raspodela njegovog intenziteta po talasnim dužinama - spektar - direktno zavisi od fizičkih uslova u atmosferi. Kako složenost interakcija između gasa i zračenja često onemogućava da se o fizičkim uslovima zaključuje samo iz posmatranog spektra, koriste se tehnike teorijskog modeliranja. Polazeći od nekoliko zadatih parametara (na primer, gravitaciono ubrzanje, efektivna temperatura, hemijski sastav) i jednačina teorije prenosa zračenja izračunava se model atmosfere. Na osnovu takvog modela i skupa atomskih parametara dobija se teorijski spektar. Korekcija i podešavanje početnih slobodnih parametara vrše se poređenjem izračunatog i posmatranog spektra, odgovarajućih kontinuuma i spektralnih linija. Kada se ova dva spektra poklope u najopštijem slučaju, zadatak je rešen.

Ipak, iako su od pionirskih radova Chandrasekhara, Eddingtona, Milnea, Schuster, Schwarzschilda¹ i drugih, razvijene brojne sofisticirane teorije i metode rešavanja problema prenosa, od takvog smo idealnog i opšteg rešenja još uvek veoma daleko. Složenost problema nužno nas tera na uvođenje različitih pojednostavljenja koja rešenje čine nejedinstvenim i jako zavisnim od prevelikog broja slobodnih parametara i pretpostavki.

Na primer, u fotosferi zvezde, gde se energija prenosi gotovo isključivo zračenjem i konvekcijom i gde temperatura opada sa visinom, raspodela čestica po energetskim stanjima može se uspešno opisati u aproksimaciji lokalne termodinamičke ravnoteže (eng. *local thermodynamical equilibrium*, LTE), dakle lokalnim vrednostima gustine i temperature. Ali već u hromosferi, iznad temperaturskog minimuma, uključuju se i drugi mehanizmi prenosa energije koji dovode do zagrevanja. Ti mehanizmi još uvek nisu dovoljno dobro poznati, a u svakom slučaju doprinose do narušavanju uslova LTE, dok problem koji se rešava, pored toga što je nelinearan, postaje i nelokalan. Tada govorimo o ne-lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (eng. *non-LTE*, NLTE). Sledeće uobičajeno pojednostavljenje predstavlja rešavanje problema prenosa zračenja u jednodimenzionalnoj (planparalelnoj i homogenoj) i statičnoj atmosferi. Iako je očigledno da je takva atmosfera daleko od onoga što realno postoji na zvezdama (koje su sfere, nehomogene i vrlo dinamične, čiji su omotači oblikovani pod snažnim uticajem magnetnog polja), ovakvi modeli mogu biti veoma korisni kao polazna tačka u interpretaciji posmatranog spektra, u proučavanju NLTE efekata i u fizički realističnijem modeliranju.

¹Neke od ključnih radova u zasnivanju ove oblasti sabrao je i reizdao Menzel (1966).

Takođe, kod najvećeg broja spektralnih linija zanemaruje se mogućnost parcijalne redistribucije (eng. *partial redistribution, PRD*), tj. pretpostavlja se da je u procesu rasejanja foton emitovan pri deekscitaciji nije koreliran sa fotonom koji je izvršio ekscitaciju. Do daljeg uslozljavanja problema dolazi kada se u razmatranje uključe i efekti magnetnog polja. Tada je neophodno rešavati problem prenosa polarizovanog zračenja: pored intenziteta, računaju se sva četiri Stokesova parametra, I , Q , U , V (na primer, Landi Degl'Innocenti, 1990; Trujillo Bueno, 2003).

1.1 Prenos zračenja u atmosferi Sunca

Svi navedeni problemi pokazuju svoje pravo lice u slučaju Sunca. Naime, Sunce je jedina zvezda čiji su detalji površine dostupni direktnom posmatranju, a spektralna rezolucija posmatranja je daleko veća nego u slučaju bilo koje druge zvezde. Slike Sunčeve površine načinjene u visokoj rezoluciji i u različitim delovima spektra pokazuju izrazitu prostornu nehomogenost i neprekidno kretanje. Metode zasnovane na Zeemanovom i Hanleovom efektu omogućavaju precizno merenje vektora magnetnog polja u pojedinim strukturama na površini naše zvezde. Poseban napredak u proučavanju Sunca učinjen je lansiranjem satelita SOHO² (SOlar Heliospheric Observatory) čijih 12 instrumenata neprestano posmatra Sunce.

Navedeni posmatrački uspesi učinili su neophodnim, a napredak računarske tehnike i mogućim, da se počne sa rešavanjem veoma detaljnih vremenski zavisnih problema prenosa zračenja u tri dimenzije, sa uračunatim efektima magnetnog polja i polarizacije (na primer, Uitenbroek, 1998), kao i brojnim NLTE efektima. Pri tom jedno od kritičnih mesta i dalje predstavlja nedostatak pouzdanih atomskih podataka.

Poseban problem kada je Sunce u pitanju čine promene emitovanog fluksa sa vremenom. Te su promene uočljive u različitim vremenskim skalama. Promene na skali od nekoliko minuta male su amplitude i odgovaraju pojavi Sunčevih oscilacija. Nešto sporije promene, na skali od nekoliko dana do nekoliko meseci, potiču od evolucije aktivnih oblasti i njihovog prelaska preko Sunčevog diska. Ciklus Sunčeve aktivnosti u osnovi je promena na skali reda deset godina, a modulacija ovog ciklusa odgovara za red veličine dužoj skali. Konačno, skala od milijardu godina odgovara evoluciji Sunca na glavnom nizu H-R dijagrama.

Posmatranje i praćenje, ali i razumevanje ovih promena, posebno na srednjim skalama, od izuzetne je važnosti za teorije nastanka Sunčeve aktivnosti i njenog uticaja na Zemlju. Kao indikatori te promene koriste se indeksi Sunčeve aktivnosti koji se razlikuju po definiciji i načinu određivanja, ali i po fizičkom procesu koji manifestuju: Wolfov broj, ukupna površina pega, radio fluks na 10.7 cm, profili jakih hromosferskih linija u spektru, CaII K i H i MgII k i h. Takođe, izvesna promena na srednjim skalama primećena je i kod izvesnog malog broja spektralnih linija čije je poreklo fotosfersko. Praćenju tih promena posvećen je dugogodišnji projekat koji se od 1987. godine odvija na Astronomskoj opservatoriji u Beogradu (Vince i dr, 1988). U grupi od 31 Fraunhoferove linije izabrane za praćenje našla se i linija neutralnog mangana na talasnoj dužini 539.4 nm na koju su pažnju skrenuli Livingston i Wallace (1987).

²Lansiran 2.12.1995.

1.2 Linije neutralnog mangana u spektru Sunca

Neobični multiplet

Livingston i Wallace (1987) ukazali su na neuobičajeno veliku promenu ekvivalentne širine (eng. *equivalent width*, *EW*) fotosferske linije MnI na 539.4 nm u spektrofotometrijskim posmatranjima sa Kitt Peaka National Observatory (Tucson, Arizona) za period od 1976. do 1985. godine, kao i na korelaciju ove promene sa promenom intenziteta hromosferske linije CaII K na 393.3 nm. Isti autori našli su da posmatrana promena iznosi 2%, i pokazali da ona ne može biti objašnjena samo uticajem plaža, već zahteva neki dodatni mehanizam poput granularne konvekcije modifikovane uticajem magnetnog polja mreže.

Poređenje posmatračkih serija sa AOB i sa Kitt Peaka pokazalo je da su podaci sa Kitt Peaka precizniji i da istovremeno imaju dobru raspodelu u posmatranom vremenskom intervalu. Vince i Erkapić (1998) ponovo su analizirali podatke sa Kitt Peaka i našli nešto drugačije vrednosti od Livingstona i Wallacea (1987). Naime, odredili su da promena EW iznosi 1.12%, a promena centralne dubine 1.05%, pri čemu obe veličine opadaju sa porastom aktivnosti. Iako su to manje vrednosti od one koja je prethodno navedena i dalje su neobično velike u poređenju sa sličnim fotosferskim linijama. Period koji odgovara nađenoj promeni iznosi 10.96 godina i nesumnjivo se poklapa sa periodom jedanaestogodišnjeg ciklusa Sunčeve aktivnosti.

Konačno, Danilović i Vince (2004) izvršili su analizu podataka prikupljenih na AOB u periodu od 1994. do 2003. godine (period nakon uvođenja CCD kamere kao detektora korišćenog u posmatranjima) i našli su da promena EW iznosi 1.4%, a promena centralne dubine 2.3%. Istovremeno, širina na polovini maksimuma (eng. *full width at half maximum*, *FWHM*) gotovo da se uopšte nije promenila.

Četiri moguće hipoteze ponuđene su kao objašnjenje ove neobične pojave, ali nijedna od njih nije potpuno uspešna (Vince, 2004).

Četiri hipoteze

(1) Promena fotosferske temperature. - Erkapić i Vince (1995) izračunali su da bi za posmatranu promenu MnI 539.4 nm linije samo usled njene temperaturske osetljivosti bilo neophodno da se temperatura fotosfere u posmatranom periodu promeni za oko 5 K. Ta vrednost je znatno veća od 1.5 K koliko su Gray i Livingston (1997) našli da iznosi ista promena.

(2) Promena faktora popunjenosti. - Vince i Erkapić (1998), analizirali su i efekat promene faktora popunjenosti (eng. *filling factor*) Sunčevog diska plažama. Uporedili su sintetisane profile MnI 539.4 nm za model mirnog Sunca i za model plaže i dobili da je za objašnjenje posmatrane promene u profilu MnI neophodna suviše velika vrednost faktora popunjenosti. Ipak, iako neka posmatranja govore da ovaj efekat nije potpuno zanemarljiv, činjenica je da je sam metod proračuna bio previše grub, te da procena uticaja ovog efekta ostaje otvoreno pitanje.

(3) Hromosferska blenda. - Predloženo je i da slaba hromosferska linija ima približno istu talasnu dužinu kao MnI 539.4 nm. Tu hipotezu dovodi u pitanje činjenica da i druga linija istog multipleta, MnI 543.2 nm, pokazuje sličnu promenu.

Dakle, bilo bi potrebno ili da obe linije imaju hromosfersku blendu što ne zvuči realistično ili da se same delom formiraju u hromosferi. Prema Vinceu (2004) uticaj ovog poslednjeg efekta mogao bi da iznosi 20 do 50% posmatrane promene. Posmatračka provera ove hipoteze bila je planirana za pomračenje Sunca 11.8.1999, ali nije uspela zbog loših vremenskih prilika. Vince i dr. (2005) ponudili su još jedan dokaz fotosferskog porekla ove linije na osnovu centar-limb varijacije bisektora posmatranih profila.

(4) Transfer energije između MgII i MnI. - Doyle i dr. (2001) ukazali su na još jedan moguć mehanizam. Naime, uočili su da multiplet (1) neutralnog mangana koji čine linije MnI 539.4 nm i MnI 543.2 nm ima zajednički donji energetski nivo (i to je osnovni nivo, a^6S) sa tripletom (UV1) koji čine jake linije MnI 279.4 nm, MnI 279.8 nm i MnI 280.1 nm, te da se talasna dužina linije MnI 279.4 nm gotovo potpuno poklapa sa emisionom komponentom u jezgru već pomenute linije jednom jonizovanog magnezijuma, MgII k. Upravo ta emisiona komponenta potiče iz hromosfere i pokazuje snažnu zavisnost od Sunčeve aktivnosti. S druge strane, krila iste linije su fotosferska i pokazuju znatno manju promenu tokom ciklusa, te se odnos intenziteta u jezgru i krilu ove linije nalazi u osnovi definicije MgII indeksa Sunčeve aktivnosti. U tom slučaju, pokazali su Doyle i dr. (2001), postoji mogućnost da dođe do optičkog pumpanja: višak fotona emitovan u MgII k liniji na talasnoj dužini multipleta (UV1) dovešće do depopulacije osnovnog nivoa mangana, a samim tim smanjiće se i jačina svih ostalih rezonantnih prelaza, pa i multipleta (1). Autori su svoju hipotezu testirali proračunom profila u programu Phoenix (Hauschildt i Baron, 1999) koji omogućava NLTE tretman više nivoa i više elemenata istovremeno. Rezultati deluju ubedljivo, ali pre nego što hipoteza bude potpuno prihvaćena mora da prođe još dve važne provere. Prvo, ako zaista dolazi do ovakvog transfera energije, odgovarajuće promene profila mogle bi da budu zabeležene i u drugim rezonantnim prelazima kao što su multipleti (2) i (3), ali i u prelazima povezanim sa gornjim nivoom multipleta (UV1), kao što je, na primer, multiplet (4). I drugo, Doyle i dr. (2001) dobili su da postoji promena profila usled optičkog pumpanja, ali je izgled dobijenih profila potpuno nesaglasan sa posmatranjima. Uzrok tog neslaganja leži u ulaznim podacima za proračun: korišćeni su *ad hoc* modifikovani hromosferski modeli, a u modelu atoma nisu uračunati efekti širenja usled postojanja hiperfine strukture.

Hiperfina struktura

Tako smo došli i do drugog važnog fenomena koji je neophodno uzeti u obzir kada se razmatraju linije neutralnog mangana u spektru Sunca - mnoge od njih očigledno pokazuju neobično veliko širenje i često imaju veoma deformisane profile. Objašnjenje ove pojave prvi je ponudio Abt (1952) predloživši da je za povećanu širinu profila odgovorna hiperfina struktura (hfs) ovih prelaza. Sličnu pojavu uočio je i kod drugih elemenata: V, Co, Cu, Sc i La. Iz činjenice da su linije proširene hiperfinom strukturom pliće i šire, Abt (1952) je zaključio da one sporije pokazuju efekat zasićenja pri konstrukciji krive rasta. U proveru svojih zaključaka isti autor bio je ograničen postojanjem laboratorijskih podataka za hfs samo 26 manganovih linija.

Istraživanje se u narednom periodu kretalo u nekoliko osnovnih pravaca.

(1) Merenje hfs. - Laboratorijska merenja hfs po svemu pripadaju oblasti atomske fizike, ali imaju svoj značaj i upotrebnost u astrofizici. U poglavlju 4.1.2. dat je opsežan prikaz merenja hfs za neutralni mangan dostupnih u literaturi, te nema potrebe da se sada duže zadržavamo na tome.

(2) Sinteza profila sa hfs i uticaj na određivanje zastupljenosti. - Hindmarsh (1955) je našao teorijske profile linija multiplata (27) na osnovu tada postojećih laboratorijskih merenja i uporedio ih sa posmatranjima. Kako je račun izveden u Milne-Eddingtonovom modelu sa čistim rasejanjem, a koeficijent apsorpcije izveden iz linije FeI 602.7 nm, dobijeno poklapanje posmatranog i računatog spektra predstavlja sjajan primer kako jednostavan pristup ponekad može da pruži dobre rezultate. Heide (1968) je našao profile za dvadesetak linija MnI i na primeru linije MnI 542.0 nm pokazao kako uključivanje hfs u proračun podiže krivu rasta. Blackwell i Collins (1972) preduzeli su opsežan poduhvat određivanja relativnih vrednosti jačina oscilatora za veliki skup linija MnI pri tom uzimajući u obzir i uticaj hfs. U istom radu autori su skrenuli pažnju i na još jedan zanimljiv eksperimentalni fenomen. U cevi peći manganova para bila je pomešana sa inertnim gasom i, očekivano, kada pritisak inertnog gasa opada, opada i dubina apsorpcionih linija. Neočekivan efekat primećen je kod linije MnI 540.7 nm iz multiplata (4): pri najmanjim pritiscima, profil se iz apsorpcionog pretvarao u emisioni. Ova pojava objašnjena je mehanizmom sličnim Doyleovoj hipotezi. Gornji nivo multiplata (4) biva jako naseljen zahvaljujući multiplatu (UV1) koji sa multiplatom (4) deli taj energetski nivo. Pri tom, donji nivo multiplata (4) ne može efikasno da se prazni jer je prelaz između njega i osnovnog nivoa zabranjen. Kao izvor UV fotona (koji ovde zamenjuje MgII emisiju kod Doylea) prepoznato je termalno zračenje iz cevi peći. Iscrpnu analizu efekata hfs na zastupljenosti dali su Booth i Blackwell (1983) napominjući da zanemarivanje hfs može, čak i u linearnom delu krive rasta, da stvori razliku od 25%. Prochaska i McWilliam (2000) još jednom su analizirali uticaj hfs multiplata (27) na zastupljenosti MnI i ScII na zvezdama. Meléndez (1999) je u uslovima LTE izračunao profile za devet linija MnI u bliskoj IR oblasti i pri tom, na osnovu slaganja posmatranog i sintetisanog spektra, izvršio korekciju podataka za hfs. Vitas i Vince (2003) izvršili su ponovnu analizu devet linija MnI u uslovima LTE i sa fotosferskim modelom atmosfere (Kurucz, 1979) i pokazali da se sa korigovanim vrednostima $\log(gf)$ dobija veoma dobro slaganje posmatranja i teorije.

(3) Hiperfina struktura u prisustvu magnetnog polja. - Landi Degl'Innocenti (1975, 1978) ponudio je teoriju i kompjuterski program za izračunavanje Zeemanovog efekta u slučaju linija sa hfs. Lopez Ariste i dr. (2002) predložili su korišćenje hiperfine strukture u dijagnostici magnetnog polja na Suncu, posebno u mirnoj fotosferi i u plazama. Naime, ovi autori pokazali su da Zeemanov efekat kod linija sa izraženom hfs proizvodi jedinstveni "potpis" u polarizovanom spektru, koji može biti iskorišćen za direktno određivanje jačine magnetnog polja i u slučajevima kada Hanleov ili običan Zeemanov efekat nisu od koristi. To se posebno odnosi na merenje slabih magnetnih polja jer preciznost predložene tehnike zavisi samo od preciznosti polarimetrije. Kao posebno pogodna za taj zadatak izdvojene su linije MnI, posebno linije multiplata (1) i (4).

1.3 Zadatak i struktura rada

Tehnika koju su za merenje slabih magnetnih polja predložili Lopez Ariste i dr. (2002) mogla bi da popuni veliku prazninu u našem poznavanju raspodele i intenziteta slabih magnetnih polja na površini Suncu. Takođe, ukoliko je hipoteza koju su izneli Doyle i dr. (2001) tačna, linija MnI 539.4 nm mogla bi da bude iskorišćena za posredno merenje MgII indeksa Sunčeve aktivnosti (Vince, 2004). Oba ova posmatračka zadatka veoma su zanimljiva jer su duboko utemeljena u fizici realnih procesa koji se dešavaju u Sunčevoj atmosferi. Samim tim, u prvi plan vraća se pitanje poznavanja mehanizama formiranja linija neutralnog mangana u spektru Sunca.

U ovom radu suočili smo se sa četiri osnovna zadatka. (1) Formirati reprezentativan model atoma MnI na osnovu kritičke analize postojećih atomskih podataka. (2) Izvršiti analizu sintetisanih profila izabраниh linija MnI u uslovima NLTE u različitim modelima atmosfere. (3) Razumeti formiranje linije MnI 539.4 nm u granicama korišćenja isključivo jedne vrste atoma. (4) Izračunati funkcije doprinosa za linije MnI u različitim modelima atmosfere i proceniti uticaj hfs na dubine formiranja izabраниh spektralnih linija.

Rešavajući zadatak (1) izvršili smo opsežnu analizu postojećih laboratorijskih merenja hfs i drugih atomskih podataka. Zadatke (2), (3) i (4) rešavali smo korišćenjem programa Multi 2.2 (Carlsson, 1986, 1995).

U glavi 2 dat je prikaz osnovnih pojmova atomske fizike, spektroskopije i teorije prenosa zračenja u zvezdanim atmosferama. Iako su ove teme detaljno izložene u brojnim udžbenicima i monografijama, učinilo nam se potrebnim da na ovom mestu damo njihov (ne baš tako) kratak pregled kako bi se zaokružila celina. Dalja struktura rada prati u glavnim crtama strukturu samog problema: koristili smo program Multi (glava 3) da bismo na osnovu modela atoma (glava 4) i modela atmosfere (glava 5) došli do rezultata koje smo prikazali i analizirali u glavi 6. Glava 7 donosi zaključke ove teze. Tabele sa različitim atomskim podacima nalaze se u dodacima na kraju rada.

Glava 2

Teorijske osnove

Teorijski izračunat profil spektralne linije zavisi od modela atmosfere i modela atoma kao ulaznih parametara i od teorije prenosa zračenja. U ovoj glavi dat je pregled osnovnih pojmova iz atomske fizike koji se često sreću u spektroskopiji, kao i kratak osvrt na osnove teorije prenosa zračenja.

2.1 Struktura atoma

Podsetićemo se osnovnih pojmova i koncepata strukture atoma sa posebnim osvrtom na termine i oznake, kao i jedinice korišćene u ovom radu.¹

2.1.1 Energija, frekvencija, talasna dužina, talasni broj

Energija fotona nastalog radijativnim prelazom sa gornjeg energetskog nivoa u (upper) na donji nivo l (lower) jednaka je razlici energija tih nivoa:

$$\Delta E = E_u - E_l = h\nu = hck = hc/\lambda,$$

gde su E_u i E_l energije gornjeg i donjeg nivoa, ν frekvencija, k talasni broj i λ talasna dužina fotona u vakuumu. Osnovna jedinica za frekvenciju je Herc, ($1 \text{ Hz} = 1 \text{ s}^{-1}$), dok se za talasnu dužinu u spektroskopiji koriste najčešće Angstrom ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) ili nanometar ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$). Za talasni broj postoji nekoliko jedinica koje se često sreću u literaturi. Međunarodni sistem preporučuje korišćenje inverznog metra, (m^{-1}), ali je u spektroskopiji uobičajena upotreba cm^{-1} što odgovara frekvenciji od $2.997 \cdot 10^4 \text{ MHz}$.²

Uobičajeno je i da se za talasne dužine spektralnih linija veće od 200 nm navode njihove vrednosti u vazduhu (vidi Carlsson, 1995, procedura `conv1.pro`):

$$\lambda_{air} = \lambda_{vac} / (1.0 + 2.735182 \cdot 10^{-4} + 131.4182 / \lambda_{vac}^2 + 2.76249 \cdot 10^8 / \lambda_{vac}^4),$$

gde su λ_{air} i λ_{vac} talasne dužine u vazduhu i vakuumu, redom.

¹U mnogim udžbenicima atomske fizike moguće je naći objašnjenja strukture atoma i različitih veza. Među njima posebno su korisni članak Martina i Wiese (1996) i klasični udžbenik Condon i Shortley (1964).

²U starijoj literaturi ova jedinica je nazivana kajser, $1 \text{ K} = 1 \text{ cm}^{-1}$. Danas se taj naziv i oznaka izbegavaju da se ne bi mešali sa kelvinom.

2.1.2 Energetska stanja, nivoi, termovi i konfiguracije

Najjednostavniji atom je atom sa samo jednim elektronom. Takav atom karakterisan je uređenim skupom kvantnih brojeva n, l, m_l i m_s , gde je n glavni kvantni broj, a $l = 0, 1, \dots, n - 1$, kvantni broj ugaonog momenta (orbitalni kvantni broj). Magnetni kvantni brojevi m_l ($m_l = -l, \dots, 0, \dots, l$) i m_s ($m_s = \pm 1/2$) predstavljaju projekcije ugaonog momenta \vec{l} i spina \vec{s} u određenom pravcu. Uvodi se i kvantni broj ukupnog momenta \vec{j} kao opis interakcije ugaonog momenta i spina, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, odnosno, $j = l \pm 1/2$.

Opis višeelektronskih sistema znatno je složeniji, ali u aproksimaciji centralnog polja za višeelektronski sistem talasne funkcije izražene su kao proizvodi talasnih funkcija jednoelektronskih stanja. Paulijev princip isključenja zabranjuje da se u atomu nalaze dva elektrona sa sva četiri jednaka kvantna broja. Elektroni sa istim glavnim kvantnim brojem pripadaju istoj ljusci, a ako su im isti i kvantni brojevi l , pripadaju istoj podljusci. Svi elektroni iz jedne podljuske su međusobno ekvivalentni. Ukoliko postoji N ekvivalentnih elektrona u podljusci, oznaka za takvu konfiguraciju je nl^N , pri čemu se za l umesto brojnih vrednosti pišu odgovarajuće slovne oznake, (s, p, d, f, \dots umesto $0, 1, 2, 3, \dots$). Ukoliko podljuska sadrži po Paulijevom principu najveći mogući broj elektrona, $2(2l + 1)$, kažemo da je popunjena. Svaka konfiguracija može da bude parna ili neparna, u zavisnosti od toga da li je suma svih l_i elektrona u konfiguraciji parna ili ne.

Kao što se kod jednoelektroskog sistema ugaoni momenti \vec{l} i \vec{s} kombinuju u \vec{j} , slično vezivanje postoji i kod ugaonih momenata različitih elektrona u višeelektronskom atomu. Ukupni ugaoni moment popunjene ljuske jednak je nuli, te je dovoljno razmatrati samo ugaone momente valentnih elektrona koji su povezani zbog magnetnih i električnih interakcija elektrona u atomu i kombinuju se po određenim kvantnomehaničkim pravilima u ukupni kvantni broj atoma \vec{J} . Postoje dva granična skupa takvih pravila: LS (ili Russell-Saundersova) veza i jj veza.

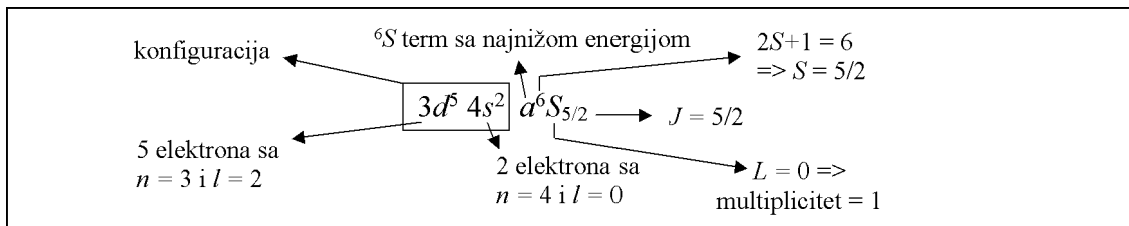
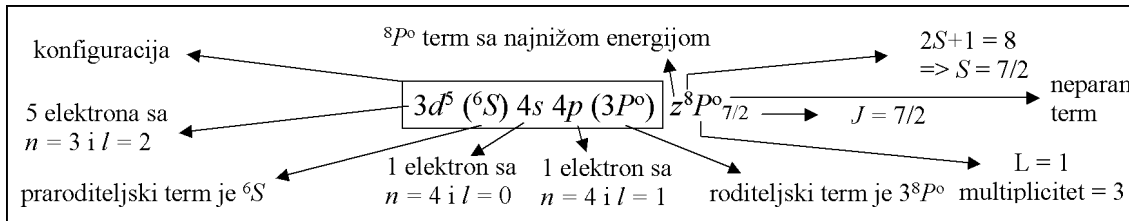
Kod helijuma i helijumu sličnih jona lakih elemenata razdvajanje nivoa sa istim n i vrednostima $l = s, p$ ili d određeno je u najvećoj meri elektrostatičkim interakcijama između elektrona. To su uslovi LS veze: ugaoni momenti elektrona vezuju se u ukupni ugaoni moment atoma, $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$, a spinovi elektrona u ukupni spin atoma, $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$. Vektori \vec{L} i \vec{S} zatim se sparuju u ukupni ugaoni moment atoma, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Vrednosti ovog ukupnog ugaonog momenta su:

$$J = |L \pm S|,$$

odnosno

$$J = L + S, \dots, |L - S|.$$

Energetski term definišu zadate vrednosti L i S , a energetski nivo zadate vrednosti L, S i J . Ako se zada i određena vrednost magnetnog kvantnog broja M , definisano je energetsko stanje. Broj nivoa koji obuhvata jedan term, dakle broj različitih mogućih vrednosti J za zadate L i S , jednak je $2S+1$ kada je $L \geq S$, odnosno $2L+1$ kada je $L < S$, i naziva se multipletnost terma. Nivoi se obično označavaju sa ^{2S+1}L , a termovi sa $^{2S+1}L_J$, pri čemu se za vrednosti L koriste slovne oznake (S, P, D, F, \dots umesto $0, 1, 2, 3, \dots$). Za neparne termove dodaje se malo slovo „o” u gornji desni ugao oznake. Kod složenih atoma (kao što su Mn ili Fe)

Slika 2.1: Osnovni nivo MnI, $E = 0.00 \text{ cm}^{-1}$ Slika 2.2: Gornji nivo linije MnI 539.4 nm, $E = 18531.64 \text{ cm}^{-1}$

ispred oznake terma dodaje se malo latinično slovo koje razlikuje termine istog tipa i iste parnosti, a različite energije (odnosno konfiguracije). Kod parnih termova, term najniže energije označava se slovom *a*, a zatim slede *b*, *c*, ... , a kod neparnih je niz slova obrnut, te najnižu energiju ima term *z*, a slede *y*, *x*, *w*, ... ³ Kako bi term bio potpuno definisan ispred se u zagradi navodi i roditeljski term - to je term u sledećem stepenu jonizacije u koji bi atom prešao ako bi bio jonizovan iz datog terma.

Poređenje eksperimentalnih podataka i teorijski dobijenih stanja atoma sa više elektrona pokazuju da se ti atomi u velikoj meri mogu opisati *LS* vezom. Pri tom, u početku energije zavise prevashodno od \vec{L} i \vec{S} , a sa porastom atomskog broja *Z* sve više zavise od \vec{J} . U svakom slučaju, za neutralni mangan uobičajeno je korišćenje *LS* veze i odgovarajuće notacije, iako ova veza sama ne može potpuno tačno da opiše energije svih ekscitovanih stanja, niti sve posmatrane prelaze.

Na primer, osnovni nivo (jedini nivo osnovnog terma) MnI je prikazan na slici 2.1, a gornji nivo linije MnI 539.4 nm na slici 2.2.

2.1.3 Spektralne linije: selekciona pravila, jačina oscilatora, verovatnoće prelaza

Prelaze možemo da podelimo na radijativne i sudarne u zavisnosti od toga da li se prilikom prelaza transfer energije vrši između polja zračenja i atoma ili je energija razmenjena prilikom prelaza termalna, odnosno kinetička. Promena energije atoma praćena je emisijom ili apsorpcijom energije. Takvu promenu nazivamo prelazom. Ukoliko do prelaza dođe između dva energetska nivoa, formira se spektralna linija. Prelaze između energetskih stanja nazivamo komponentama linije, a skup svih linija nastalih prelazima između različitih nivoa dva terma nazivamo multiplom.

Prelazi mogu biti emisioni ili apsorpcioni u zavisnosti od toga da li se prilikom prelaza energija (foton) emituje ili apsorbuje, odnosno da li je početni energetski nivo veće ili manje energije od završnog. Linije koje nas zanimaju, linije u vidljivoj

³Ove oznake uvedene su da bi se skratilo zapisivanje, odnosno umesto pisanja čitave konfiguracije, piše se samo „ime” terma, *a*, *b*, *c*, ...

oblasti Sunčevog spektra, apsorpcione su i nazivaju se još Fraunhoferovim linijama.

Selekcionim pravilima određeno je da li je neki prelaz dozvoljen ili zabranjen. Dozvoljeni prelazi su oni koji zadovoljavaju sledeća pravila:

1. $\Delta J = 0, \pm 1$ (osim kada je $J = 0$),
2. $\Delta S = 0$,
3. $\Delta L = 0, \pm 1$ (osim kada je $L = 0$),
4. parnost se menja,
5. $\Delta l = \pm 1$ (za proizvoljno n).

Važna veličina koja karakteriše svaku spektralnu liniju je na makroskopskom nivou koeficijent apsorpcije (ili emisije), a na mikroskopskom verovatnoća odgo-varajućeg prelaza u atomu. Verovatnoća prelaza određuje da li će (tačnije, koliko će) neki prelaz biti dozvoljen ili zabranjen. Na primer, prelazi rezonantnog multiplleta (1) u neutralnom manganu odvijaju se uz promenu spina (donji term je 6S , a gornji 8P), te bi u strogoj LS vezi bili zabranjeni. Ipak, na atom MnI LS veza nije potpuno primenjiva, te su verovatnoće za ove prelaze različite od nule i kažemo da su oni poluzabranjeni. Takve se linije nazivaju još i interkombinacionim.

Klasična teorija prigušenog harmonijskog oscilatora (detaljno izvođenje može se, na primer, naći u sjajnoj knjizi Cowleya (1970)) za koeficijent apsorpcije κ_λ dobija:

$$\kappa_\nu = \frac{e^2}{4\pi mc} \frac{n\gamma}{\Delta\nu^2 + (\gamma/4\pi)^2}$$

gde je $\Delta\nu$ razlika između promenljive i rezonantne frekvencije oscilatora ($\Delta\nu = \nu - \nu_0$), γ klasična konstanta prigušenja, n broj oscilatora u jedinici zapremine, c brzina svetlosti u vakuumu, e naelektrisanje, a m masa elektrona. Ova jednačina može se jednostavno modifikovati da u obzir uzme rezultate kvantne teorije. Potrebno je samo zameniti n sa $n_i f_{ik}$, gde je n_i broj atoma u stanju i sposobnih da apsorbuju zračenje frekvencije ν u prelazima sa nižeg stanja i na više stanje k . Veličina f_{ik} naziva se jačina oscilatora i meri sposobnost atoma da vrši prelaze $i \rightarrow k$.

Potrebno je još da nađemo vezu ovako definisane jačine oscilatora sa verovatnoćama prelaza. Einstein je pretpostavio da ako postoji n_k atoma u jedinici zapremine ekscitovanih u stanje k , broj spontanih prelaza „na dole” (emisija) po jedinici zapremine i u jednoj sekundi može biti napisan kao $n_k A_{ki}$. S druge strane, u prisustvu zračenja frekvencije ν , atom može da pređe iz nižeg stanja i u više stanje k uz apsorpciju kvanta energije. Ako je gustina energije zračenja ρ_ν broj takvih prelaza „na gore” po jedinici zapremine i u jedinici vremena biće jednak $n_i B'_{ik} \rho_\nu$, gde je B'_{ik} verovatnoća prelaza „na gore”. Takođe, Einstein je primetio da u slučaju klasičnog oscilatora, interakcija polja zračenja sa oscilatorom može da vrati energiju polju zračenja kao što može i da je oduzme iz njega. Taj je proces nazvan stimulisanim emisijom i opisan je trećim koeficijentom, B'_{ki} . Broj prelaza „na dole”, od k do i , u jedinici zapremine i u jednoj sekundi koji su stimulisani poljem zračenja je $n_k B'_{ki} \rho_\nu$.

Unutar šupljine u kojoj su materija i zračenje u ravnoteži, ukupan broj prelaza „na dole” mora biti jedan broju prelaza „na gore”, tj. mora važiti:

$$n_k A_{ki} + n_k B'_{ki} \rho_\nu = n_i B'_{ik} \rho_\nu$$

Kada zračenje prođe kroz sloj određene debljine, njegov se intenzitet smanji za iznos proporcionalan koeficijentu apsorpcije i debljini sloja. Ako se u tom sloju nalaze atomi sposobni da apsorbuju upadno zračenje možemo zaključiti da je apsorbovana energija utrošena na ekscitaciju atoma iz stanja i u neko više stanje k . Koeficijent apsorpcije κ_ν , i prema tome jačina oscilatora f_{ik} kojoj je on proporcionalan, moraju biti tesno povezani sa Einsteinovom verovatnoćom B'_{ik} . Da bismo mogli da uporedimo koeficijent apsorpcije koji jako zavisi od ν , sa verovatnoćom B'_{ik} koji nije funkcija ν , integralimo κ_λ po svim talasnim dužinama:

$$\kappa = \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} n_i f_{ik}.$$

Razmotrimo sad zračenje gustine energije ρ_ν koji putuje u pravcu x . Fluks zračenja u frekventnom intervalu $(\nu, \nu + d\nu)$ je $c\rho_\nu d\nu$. Pri prolasku kroz sloj debljine dx sa koeficijentom apsorpcije κ_ν , količina energije apsorbovane u sekundi, u zapremini $dV = 1 \text{ cm}^2 dx$ u istom intervalu frekvencija je $c\rho_\nu \kappa_\nu d\nu dx$. Ukupna apsorbovana energija tada se dobija integracijom ovog izraza po svim ν . Pri tom, može se smatrati da je funkcija ρ_ν konstantna na celom frekventnom intervalu ukoliko je on reda veličine prirodne širine apsorpcione linije. Energija apsorbovana u sekundi u zapremini dV prema tome je jednaka:

$$\frac{\pi e^2}{mc} n_i f_{ik} c\rho_\nu dx.$$

S druge strane, to mora biti jednako izrazu za energiju apsorbovanu prelazima između stanja i i k u prisustvu zračenja gustine energije ρ_ν . Videli smo da je broj tih prelaza u jedinici zapremine i jedinici vremena jednak $n_i B'_{ik} \rho_\nu$ i svaki od tih prelaza apsorbovao je energiju $h\nu$. U zapremini dV tada važi:

$$\frac{\pi e^2}{mc} n_i f_{ik} c\rho_\nu dx = n_i B'_{ik} \rho_\nu h\nu dx,$$

odakle direktno sledi

$$f_{ik} = \frac{mh\nu}{\pi e^2} B'_{ik}.$$

Znajući veze između Einsteinovih verovatnoća:

$$g_i B'_{ik} = g_k B'_{ki}$$

i

$$A_{ki} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B'_{ki}, \quad (2.1)$$

gde su g_i i g_k statističke težine nivoa ⁴ i i k , nalazimo

⁴Statistička težina nivoa i određena je vrednošću odgovarajućeg J_i :

$$g_i = 2J_i + 1,$$

a statistička težina terma sumom:

$$\langle g_i \rangle = \Sigma_i (2J_i + 1) = (2L_i + 1)(2S_i + 1).$$

$$f_{ik} = \frac{mc^3}{8\pi^2 e^2 \nu^2} \frac{g_k}{g_i} A_{ki},$$

čime je definisana veza jačine oscilatora i Einsteinovih verovatnoća prelaza. Poslednja relacija može se napisati i preko talasne dužine umesto frekvencije:

$$f_{ik} = \frac{mc\lambda^2}{8\pi^2 e^2} \frac{g_k}{g_i} A_{ki}. \quad (2.2)$$

U praksi je češći slučaj da iz poznate vrednosti f_{ik} računamo A_{ki} :

$$A_{ki} = \frac{8\pi^2 e^2}{mc\lambda^2} \frac{g_i}{g_k} f_{ik}, \quad (2.3)$$

što posle zamene vrednosti konstanta daje formulu koja se veoma često koristi u spektroskopiji:

$$A_{ki} = \frac{6.6702 \cdot 10^{15}}{\lambda^2} \frac{g_i}{g_k} f_{ik}, \quad (2.4)$$

gde je A_{ki} izraženo u s^{-1} , a λ u \AA .

2.1.4 Fina struktura

Fina struktura energetskih nivoa, odnosno multipletnost spektralnih linija, ne može se dobiti iz Schrödingerove jednačine. Za objašnjenje ove pojave i za izračunavanje energije nivoa u termu, neophodno je rešavati Diracovu jednačinu i uzeti u obzir dva efekta: (1) relativističku promenu mase elektrona na eliptičnim putanjama (energija elektrona tada zavisi od glavnog n , ali i od orbitalnog kvantnog broja l), (2) interakciju spina i orbitalnog momenta elektrona.

Razmotrimo samo ovaj drugi efekat. Magnetno polje \vec{B}_l nastaje orbitalnim kretanjem elektrona i interaguje sa magnetnim momentom elektrona orijentišući njegov spin \vec{s} . Taj spin i orbitalni moment impulsa kombinuju se u ukupni moment impulsa \vec{j} . U atomu sa više elektrona i u uslovima LS veze treba koristiti odgovarajuće vektore \vec{L} , \vec{S} i \vec{J} . U vektorskoj reprezentaciji momenti impulsa \vec{L} i \vec{S} precesiraju oko u prostoru fiksiranog vektora \vec{J} . Dodatna magnetna energija E_{FS} potiče od interakcije između magnetnog momenta $\vec{\mu}_s$ i polja \vec{B}_L :

$$E_{FS} = -\vec{\mu}_s \vec{B}_L.$$

U slučaju vodonika rešenje za ukupnu popravku energije dato je poznatim Sommerfeldovim izrazom (vidi kurs atomske fizike, npr. Haken i Wolf (2000)):

$$E_{n,l} = E_n + E_{Rel} + E_{FS},$$

$$E_{n,l} = E_n \left(1 + Z^2 \alpha^2 \frac{1}{n} \left(\frac{1}{l+1} - \frac{3}{4} \right) \right),$$

gde je $\alpha = 2\pi e^2 / (4\pi \epsilon_0 ch) = 1/137$ konstanta fine strukture, a E_{Rel} popravka zbog pomenutog relativističkog efekta.

Ukoliko se u praktičnom zadatku komponente fine strukture ne vide ili nisu bitne za konkretan problem, može se primeniti relacija koja povezuje njihove talasne

dužine i jačine oscilatora sa odgovarajućim vrednostima za čitav multiplet. Jačina oscilatora multipleta, f_M , jednaka je:

$$f_M = \frac{1}{\langle \lambda \rangle \langle g_i \rangle} \sum_{J_k, J_i} g_i \lambda(J_i, J_k) f(J_i, J_k), \quad (2.5)$$

gde je $\langle g_i \rangle$ statistička težina terma, a $\langle \lambda \rangle$ je talasna dužina multipleta u vakuumu:

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

dok srednju razliku energija $\langle \Delta E \rangle$ nalazimo po formuli:

$$\langle \Delta E \rangle = \langle E_k \rangle - \langle E_i \rangle = \frac{1}{\langle g_k \rangle} \sum_{J_k} g_k E_k - \frac{1}{\langle g_i \rangle} \sum_{J_i} g_i E_i.$$

U slučaju talasne dužine kada su komponente fine strukture veoma bliske, kao što ćemo videti kasnije da je slučaj sa komponentama hiperfine strukture, jednačina (2.5) svodi se na aproksimativni izraz:

$$f_M = \frac{1}{\langle g_i \rangle} \sum_{J_k, J_i} g_i f(J_i, J_k). \quad (2.6)$$

2.1.5 Hiperfina struktura ili uticaj jezgra na atomski spektar

Osnovni uticaj jezgra na atomski spektar potiče od centralnog polja koje ono stvara, a u kojem se kreću elektroni. Kao posledica tog uticaja, atomski broj pojavljuje se u svim jednačinama za energiju nivoa u atomu. Ali, pored toga, postoje i drugi uticaji jezgra na spektar. Oni se manifestuju kao hiperfina struktura (hfs) spektralnih linija. Razlikujemo tri uticaja jezgra na spektar atoma (pored efekta Kulonovskog polja naelektrisanja $+Ze$):

(1) Kretanje jezgra oko zajedničkog centra mase jezgra i elektrona (u Bohrovom i Sommerfeldovom modelu atoma) uzrokuje zavisnost Rydbergove konstante od mase jezgra. Posledica je da izotopi imaju energetske termove koji se malo razlikuju, pa su i njihove spektralne linije takođe malo drugačije. Takav izotopski efekat u slučaju teških elemenata veoma je mali, jer su relativne razlike masa veoma male.

(2) Različita zapremina jezgara izotopa (imaju isto Z , ali različit broj neutrona i različite mase), dovodi do sličnog efekta u spektru (nazivamo ga zapreminskim efektom). Kako je gustina materije u jezgru konstantna, sledi da je zapremina jezgra direktno proporcionalna broju nukleona u jezgru i, prema tome, različiti izotopi istog elementa različite su veličine. Odatle sledi da će i interakcija između jezgra i elektrona biti nešto drugačija.

Ova dva izotopska efekta omogućavaju određivanje atomskog broja, mase i zastupljenosti izotopa pojedinih elemenata. Pod pojmom hfs najčešće se, ipak, misli na treći efekat:

(3) Pojam hiperfina struktura odnosi se na strukturu u atomskom spektru

koja potiče od postojanja spina i magnetnog momenta atomskog jezgra. Ove osobine jezgra prvi je postulirao Pauli kako bi objasnio spektroskopska posmatranja. Godine 1934. Schüler je postulirao postojanje električnog kvadrupolnog momenta jezgra. Interakcija tog nuklearnog momenta sa elektronskim dovodi do dodatnog cepanja spektralnih linija i pojave hfs.

Spin i magnetni moment atomskog jezgra

Atomsko jezgro poseduje moment impulsa

$$\vec{I} = (I(I+1))^{1/2}\hbar.$$

Kvantni broj I može da bude ceo ili poluceo - stabilna atomska jezgra imaju vrednosti I u intervalu od 0 do 15/2. Veličina I je *spin jezgra*. Komponente momenta impulsa u x i y pravcu nakon usrednjavanja postaju jednake nuli, a za z komponentu imamo:

$$(\vec{I})_z = m_I\hbar,$$

gde je $m_I = -I, \dots, I$. Prema tome, imamo $2I + 1$ mogućih orijentacija momenta impulsa jezgra u odnosu na izabrani pravac z .

Magnetni moment jezgra μ_I proporcionalan je momentu impulsa jezgra I :

$$\mu_I = \gamma I.$$

Konstantna proporcionalnosti γ naziva se *žiromagnetni odnos* i jednaka je $\gamma = g_I\mu_N/\hbar$, gde je g_I bezdimenzioni broj poznat kao nuklearni g -faktor, a μ_N nuklearni magneton, jedinica magnetnog momenta jezgra. Za razliku od g -faktora elektrona, nuklearni g -faktor ne može se izračunati iz kvantnih brojeva. U svemu ostalom su relacije između spinova i magnetnih momenata u jezgru i elektronskoj ljusci potpuno analogne. Nuklearni magneton jednak je $\mu_N = e\hbar/2m_p$, gde je m_p masa protona. Očigledno je to jedinica analogna Bohrovom magnetonu μ_B ⁵:

$$\mu_N = \mu_B/1836 = 0.5050824 \cdot 10^{-27} \text{ JT}^{-1}.$$

Za magnetni moment jezgra prema tome možemo da pišemo:

$$\vec{\mu}_I = (-g_I\mu_N\vec{I})/\hbar,$$

pri čemu minus sa desne strane potiče od konvencije da g_I dobija znak suprotan pridruženom magnetnom momentu. Prema pravilima kvantovanja za moment impulsa može se posmatrati samo komponenta magnetnog momenta jezgra duž posebnog pravca:

$$(\vec{\mu}_I)_z = \gamma(\vec{I})_z = \gamma\hbar m_I = -g_I\mu_N m_I.$$

Najveća moguća vrednost m_I je I . Najveća vrednost μ_I koja se može posmatrati je prema tome:

$$(\mu_I)_{max} = -g_I\mu_N I.$$

⁵Neki autori podrazumevaju da je magnetni moment jezgra izražen u nuklearnim magnetonima, te μ_N izostavljaju u jednačinama.

Zato se jednostavnije kaže da jezgro ima magnetni moment $g_I\mu_N I$. To je veličina koja se može eksperimentalno meriti i daje se utabličeno. Spin jezgra mangana jednak je $I = 5/2$, a magnetni moment ovog jezgra iznosi približno $3.5 \mu_N$.

Veličine I i \vec{I} mogu se izračunati iz eksperimentalnih podataka kao što su broj i raspored komponenata hiperfine strukture spektralne linije. Žiromagnetni odnos γ ili g -faktor mere se eksperimentalno nuklearnom magnetnom rezonancom. Kako su magnetni momenti jezgara za nekoliko redova veličine manji od elektronskih, očekivana interakcija sa spoljašnjim ili unutrašnjim poljima je za tri reda veličine manja, pa je prema tome naziv „hiperfina struktura” sasvim opravdan.

Energija hiperfine interakcije

Neophodno je odrediti energiju interakcije između nuklearnog magnetnog momenta i magnetnog polja koje elektroni stvaraju na mestu jezgra. Ovo je veoma složen problem čije se striktno kvantnomehaničko rešenje može naći u literaturi izloženo u nekoliko različitih pristupa (Arimondo i dr, 1977; Sobelman, 1992). Ovde ćemo predstaviti rešenje samo u glavnim crtama. Prvo ćemo do najopštije predstave o hiperfinoj (hf) interakciji doći po analogiji sa određivanjem interakcije spina i orbitalnih momenata elektrona kod fine strukture, a zatim ćemo ukratko prikazati opštije kvantnomehaničko rešenje.

Na mestu jezgra elektronska ljuska stvara magnetno polje \vec{B}_J . Ono utiče na magnetni moment jezgra i orijentiše nuklearni spin. Rezultat te interakcije je vezivanje momenta impulsa elektrona (\vec{J}) i jezgra (\vec{I}) u novi ukupni moment impulsa \vec{F} . Po analogiji sa LS kuplovanjem za elektrone imamo $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$.⁶ Kvantni broj F koji odgovara ukupnom momentu impulsa može imati vrednosti $F = J + I, J + I - 1, \dots, J - I$. Očigledno je odavde da se kao rezultat hf interakcije momenti \vec{I} i \vec{J} ne očuvavaju pojedinačno, već se održava jedino ukupni ugaoni moment atoma \vec{F} . Dakle, postoji $(2I + 1)$ ili $(2J + 1)$ mogućnosti u zavisnosti od toga da li je I manje ili veće od J . Broj hiperfinskih nivoa jednoznačno je određen kvantnim brojevima J i I , a dozvoljeni prelazi su oni kod kojih je $\Delta F = 0, \pm 1$.

Dodatna magnetna energija usled hiperfine interakcije je

$$E_{HFS} = -\vec{\mu}_I \vec{B}_J. \quad (2.7)$$

Analogno slučaju fine interakcije, svaka od mogućih orijentacija nuklearnog spina u polju \vec{B}_J odgovara konačnoj potencijalnoj energiji. Jednačinu (2.7) možemo da napišemo kao:

$$E_{HFS} = -\mu_I B_J \cos(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) = g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)} B_J \cos(\vec{I}, \vec{J}). \quad (2.8)$$

Različit znak u drugom i trećem članu jednačine posledica je antiparalelnosti vektora \vec{B}_J i \vec{J} . Dalje, u kvantnomehaničkoj formulaciji, prema kosinusnoj teoremi imamo

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{J(J+1)}\sqrt{I(I+1)}}. \quad (2.9)$$

Odavde sledi:

⁶Formalizam LS veze primenljiv je na slučaj hiperfine strukture kada se izvrši zamena $L \rightarrow J, S \rightarrow I, J \rightarrow F$.

$$F(F+1) = I(I+1) + J(J+1) + 2\sqrt{J(J+1)}\sqrt{I(I+1)}\cos(\vec{I}, \vec{J}). \quad (2.10)$$

Na osnovu poslednje jednačine dobijamo energiju hf interakcije:

$$E_{HFS} = \frac{A}{2}[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \quad (2.11)$$

gde je $A = g_I\mu_N B_J / \sqrt{J(J+1)}$ merljiva veličina koju nazivamo magnetska dipolna konstanta hiperfine interakcije. Ako je nuklearni magnetni moment pozitivan, onda je i hiperfina konstanta A , a E_{HFS} raste kada F raste. Efekat hf interakcije je tako mali da se cepanje svakog pojedinačnog nivoa može razmatrati odvojeno od cepanja drugih nivoa.

Cepanje hf spektra zadovoljava Landéovo pravilo intervala. Iz jednačine (2.11) sledi da je udaljenost između dva hiperfina nivoa sa kvantnim brojevima F i $F+1$ jednaka

$$E_{F+1} - E_F = A(F+1). \quad (2.12)$$

Ovo pravilo je potpuno analognu pravilu koje važi za finu strukturu, i dovodi do veoma zgodne posledice da centar mase hf strukture nivoa nije pomeren:

$$\sum_F (2F+1)E_F = 0.$$

Relativni intenzitet komponente hfs nastale prelazom između podnivoa sa F i F' može se odrediti po analogiji sa relativnim intenzitetima komponenta finog multipleta u LS vezi po formuli (vidi Melendez, 1999):

$$r_{FF'} = (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} F & F' & 1 \\ J' & J & 1 \end{matrix} \right\}^2, \quad (2.13)$$

gde je član u zagradi Wiegnerov $6j$ -simbol. Condon i Shortley (1964) dali su utabličene vrednosti relativnih intenziteta komponenta u multipletu za različite vrednosti kvantnih brojeva (vidi dodatak 3).

Formalni kvantnomehanički opis hiperfine interakcije

Formalni kvantnomehanički opis hf interakcije prikazaćemo držeći se pristupa iznetog u članku Arimondo i dr. (1977). Pristup koji koristi Sobelman (1992) nešto je stroži i teže čitljiv.

Hamiltonijan interakcije između jezgra i elektrona u atomu može se napisati u obliku:

$$\mathcal{H}_{HFS} = \sum_k \mathbf{T}^{(k)} \cdot \mathbf{M}^{(k)}, \quad (2.14)$$

gde su $\mathbf{T}^{(k)}$ i $\mathbf{M}^{(k)}$ sferni tenzorski operatori ranga k koji predstavljaju elektronski i nuklearni deo interakcije. Članovi sume sa parnim k odgovaraju električnim, a sa neparnim k magnetnim interakcijama.

Najniži stepen, $k=0$, predstavlja električnu interakciju elektrona sa sfernom raspodelom nuklearnog naelektrisanja, te prema tome ima isti efekat na sve nivoe date konfiguracije i zbog toga se ne uzima u obzir u \mathcal{H}_{HFS} .

Član sa $k = 1$ opisuje magnetnu dipolnu interakciju nuklearnog magnetnog momenta sa magnetnim poljem koje stvaraju elektroni na mestu jezgra. To je interakcija koju smo razmatrali u prethodnom odeljku. Za spin jezgra \vec{I} možemo da pišemo:

$$\mathbf{M}^{(1)} = \vec{\mu}_I = -g_i \mu_B \vec{I} / \hbar, \quad (2.15)$$

pri čemu je $\vec{\mu}_I$ izraženo u Bohrovim magnetonima (jer će nam se i u elektronskom delu operatora pojaviti ista jedinica). Magnetno polje koje stvara jedan elektron na mestu jezgra (u koordinatnom početku) izračunato za nerelativistički slučaj predstavljeno je sa $\mathbf{T}^{(1)}$ (Armstrong, 1971, prema Arimondo i dr, 1977):

$$\mathbf{T}^{(1)} = 2 \frac{\mu_0}{4\pi} \mu_B \left[\frac{\vec{L}}{r^3} - \frac{1}{r^3} (S - 3 \frac{\vec{S} \cdot \vec{r}}{r^2} \vec{r}) + \frac{2}{3} \frac{\delta(r)}{r^2} \vec{S} \right], \quad (2.16)$$

gde je μ_0 permeabilnost vakuuma, \vec{L} i \vec{S} su ranije uvedeni operatori ugaonog momenta i spina, a \vec{r} je položaj elektrona. Prvi član u $\mathbf{T}^{(1)}$ potiče od magnetnog polja koje na mestu jezgra stvara orbitalno kretanje. Drugi član je povezan sa magnetnim poljem koje u dipolnoj interakciji stvara spin elektrona. Poslednji član naziva se *kontaktna interakcija* i potiče od magnetnog polja koje stvara elektronski omotac na mestu jezgra. U tom članu zavisnost $\delta(r)$ uvodi talasnu funkciju elektrona u koordinatni početak i u nerelativističkom pristupu različita je od nule samo za s elektrone.

Ako uvedemo $\mathbf{C}^{(k)}$, tenzorski operator ranga k , čija je q -ta komponenta ($Y_q^{(k)}$ je normirani sferni harmonik):

$$\mathbf{C}_q^{(k)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} Y_q^{(k)},$$

za dipolnu magnetnu interakciju možemo da pišemo:

$$\mathcal{H}_{DM} = \mathbf{T}^{(1)} \cdot \mathbf{M}^{(1)} = -2 \frac{\mu_0}{4\pi} \mu_B \frac{1}{r^3} \sqrt{10} (\vec{S} \cdot \mathbf{C}^{(2)})_1 \cdot \mu_I. \quad (2.17)$$

Član drugog reda u hf interakciji (ovaj član smo u prethodnom odeljku potpuno zanemarili) odgovara električnoj kvadrupolnoj interakciji izraženoj preko $\mathbf{T}^{(2)}$ i $\mathbf{M}^{(2)}$:

$$\mathbf{M}^{(2)} = \frac{e}{2} \sqrt{6} \frac{Q}{I(2I-1)} (I \cdot I)^{(2)}, \quad (2.18)$$

$$\mathbf{T}^{(2)} = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \mathbf{C}^{(2)}, \quad (2.19)$$

gde skalarna veličina Q predstavlja meru nuklearnog kvadrupolnog momenta (o ovoj veličini posebno detaljno govori Sobelman (1977, str.157)).

Članovi hf interakcije višeg reda veoma se teško mere. Magnetni oktopolni i električni heksadekapolni član opisani su u literaturi, ali merenja, bar za neutralni mangan gotovo da ne postoje. Naime, jedino su Davis i dr. (1971) mereći hf cepanje osnovnog nivoa MnI odredili konstantu magnetne oktupolne interakcije i gornju granicu za dve interakcije višeg reda. Razlika između dobijenih vrednosti za konstante magnetne dipolne i električne kvadrupolne interakcije je 3 reda veličine, dok je razlika između konstanti za električnu kvadrupolnu i magnetnu heksadekapolnu čak 6 redova veličine.

Energija E_{HFS} magnetne dipolne i električne kvadrupolne interakcije može se napisati u obliku:

$$E_{HFS} = \frac{1}{2}AK + \frac{3}{8}B \frac{K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I+1)(2J+1)}, \quad (2.20)$$

gde je $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$, A je magnetska dipolna, a B električna kvadrupolna konstanta hiperfine interakcije. Ove konstante jednake su:

$$A = -\frac{\mu_0}{4\pi} \mu_B^2 \frac{2l(l+1)}{J(J+1)} g_I \langle r^{-3} \rangle_{nl}, \quad (2.21)$$

gde je $\langle r^{-3} \rangle_{nl}$ usrednjeno po talasnoj funkciji elektronskog stanja nl (za $l > 0$), odnosno:

$$B = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{2J-1}{2J+2} \langle r^{-3} \rangle_{nl} Q. \quad (2.22)$$

Odgovarajuće konstante za hf interakcije višeg reda označavaju se sa C, D, E i tako dalje. U prvom članu jednačine (2.20) prepoznajemo jednačinu (2.11) koju smo ranije već izveli. Vrednosti A i B se određuju teorijski ili eksperimentalno. Arimondo i dr. (1977) daju nekoliko semiempirijskih formula za određivanje A , Sobelman (1992) teorijsko izvođenje, a Jönsson i dr. (1996) je napisao program HFS92 namenjen rešavanju ovog problema. O laboratorijskim određivanjima A i B biće više reči u odeljku 4.1. gde je dat opis i poređenje konkretnih merenja korišćenih u ovom radu.

2.2 Prenos zračenja

Prenos zračenja u zvezdanim atmosferama opisan je detaljno i na različitim nivoima u brojnim monografijama počevši od Chandrasekharove „Radiative Transfer” (1950), preko Mihalasove „Stellar Atmospheres” (1978) do Ruttenove „Radiative Transfer in Stellar Atmospheres” (2000). Ograničićemo se ovde samo na definisanje nekoliko osnovnih pojmova i rešenja korišćenih u ovom radu.

2.2.1 Jednačina prenosa i funkcija izvora

Jednačina prenosa zračenja kroz planparalelnu sredinu ima oblik:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad (2.23)$$

gde je I_ν specifični intenzitet zračenja, S_ν funkcija izvora, $\mu = \cos \theta$ (θ je ugao između pravca zračenja i spoljne normale na slojeve), a τ_ν optička dubina.

Funkcija izvora, po definiciji, odnos je koeficijenata emisije i ekstinkcije:

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}, \quad (2.24)$$

pri čemu su j_ν i α_ν monohromatski koeficijenti emisije i ekstinkcije po jedinici zapremine. Ukoliko različiti procesi učestvuju u emisiji i ekstinkciji ukupna funkcija izvora jednaka je

$$S_\nu = \frac{\sum_i j_{i\nu}}{\sum_i \alpha_{i\nu}}, \quad (2.25)$$

gde se sumiranje vrši po različitim procesima. Za ukupnu funkciju izvora na frekvenciji ν u liniji tako imamo:

$$S_\nu = \frac{j_\nu^c + j_\nu^l}{\alpha_\nu^c + \alpha_\nu^l} = \frac{S_\nu^c + \eta_\nu S_\nu^l}{1 + \eta_\nu}, \quad (2.26)$$

gde S_ν^c i S_ν^l predstavljaju funkcije izvora u kontinuumu (c) i u liniji (l), a η_ν odnos koeficijenata ekstinkcije u liniji i u kontinuumu, $\eta_\nu = \alpha_\nu^l/\alpha_\nu^c$. Funkcija izvora u liniji može se, preko Einsteinovih A_{ki} , B_{ki} i B_{ik} koeficijenata i naseljenosti gornjeg (k) i donjeg (i) nivoa prelaza, napisati u obliku:

$$S_\nu^l = \frac{j_\nu^l}{\alpha_\nu^l} = \frac{n_k A_{ki} \psi_\nu}{n_i B_{ik} \varphi_\nu - n_k B_{ki} \chi_\nu}, \quad (2.27)$$

gde su ψ_ν , χ_ν i φ_ν profili za odgovarajuće procese. Ako uvrstimo Einsteinove relacije⁷ u prethodnu jednačinu dobijamo:

$$S_\nu^l = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{\psi_\nu/\varphi_\nu}{(g_k n_i/n_k g_i) - \chi_\nu/\varphi_\nu}, \quad (2.28)$$

odnosno u slučaju potpune redistribucije zračenja kada je $\psi_\nu = \chi_\nu = \varphi_\nu$:

$$S_\nu^l = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(g_k n_i/n_k g_i) - 1}. \quad (2.29)$$

Ako pritom pretpostavimo i važenje uslova lokalne termodinamičke ravnoteže (LTE) dobijamo da je funkcija izvora u tom slučaju jednaka Planckovoj funkciji, $S_\nu = B_\nu$, jer je odnos u imeniocu $g_k n_i/n_k g_i$ definisan Boltzmannovom raspodelom.

Opšti slučaj kada uslovi LTE nisu ispunjeni (ne-lokalna termodinamička ravnoteža, NLTE) znatno je složeniji i zanimljiviji. Naseljenosti se tada više ne pokoravaju Saha-Boltzmannovim ravnotežnim vrednostima i neophodno je rešavati i jednačine statističke ravnoteže (eng. *statistical equilibrium*, SE). U statističkoj ravnoteži polje zračenja i naseljenosti nivoa ne menjaju se sa vremenom:

$$\frac{dn_i(\vec{r})}{dt} = \sum_{j \neq i}^N n_j(\vec{r}) P_{ji}(\vec{r}) - n_i(\vec{r}) \sum_{j \neq i}^N P_{ij}(\vec{r}) = 0, \quad (2.30)$$

gde je n_i naseljenost i -tog nivoa, dok su sa j označeni svi nivoi (i kontinuum) koji su na neki način povezani sa i -tim. Veličine P_{ji} i P_{ij} su verovatnoće svih radijativnih i sudarnih procesa koji naseljavaju i raseljavaju ovaj nivo:

$$P_{ij} = C_{ij} + R_{ij}, \quad (2.31)$$

gde prvi član sa desne strane predstavlja sudarne procese, a drugi radijativne i njega možemo napisati i eksplicitnije kao:

⁷U odeljku 2.1.3. izveli smo vezu (2.1) između Einsteinovih koeficijenata definisanih u odnosu na gustinu zračenja, B'_{ik} i B'_{ki} . Ovde ćemo koristiti Einsteinove koeficijente u odnosu na intenzitet B_{ik} i B_{ki} , te je potrebno ranije definisane veličine i odgovarajuće relacije podeliti sa faktorom $4\pi/c$. Na primer, $B_{ik} = (4\pi/c)B'_{ik}$

$$R_{ij} = \begin{cases} A_{ij} + B_{ij}\bar{J}_{ij} & i > j \\ B_{ij}\bar{J}_{ij} & i < j \end{cases}$$

gde je

$$\bar{J}_{ij} \equiv \int_0^\infty \varphi_\nu J_\nu d\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \int_0^\infty \varphi_\nu I_{\nu\mu} d\nu d\mu.$$

Za svaki nivo imamo po jednu jednačinu SE (2.30), odnosno za atom sa N nivoa imamo $N - 1$ linearno nezavisnu jednačinu SE. Zakon očuvanja broja čestica zatvara ovaj sistem jednačina:

$$\sum_{j=1}^N n_j(\vec{r}) = n_{tot}. \quad (2.32)$$

Ako pogledamo sada jednačinu prenosa i jednačinu SE, vidimo da P_{ij} zavisi od srednjeg intenziteta zračenja u prelazu $i \rightarrow j$ \bar{J}_{ij} , a samim tim i od I_ν , dok funkcija izvora i optička dubina zavise od naseljenosti nivoa. S druge strane, te naseljenosti zavise od drugih prelaza i naseljenosti nivoa koje su u njim uključene, i ponovo od polja zračenja. Kako je ova sprega između naseljenosti i polja zračenja nelokalna i nelinearna, problem postaje matematički veoma složen. Srećna okolnost je da se na Suncu kontinuum u vidljivom i IR delu spektra, te krila većine spektralnih linija i čitavi profili slabih linija formiraju u uslovima LTE. Odstupanja od LTE moraju se uzeti u obzir samo za jezgra linija i jake linije, kao i kada se razmatra transfer energije između različitih vrsta atoma.

U NLTE formalizmu uvodi se *koeficijent odstupanja* (eng. *departure coefficient*) koji se za nivo i definiše kao:

$$b_i = n_i/n_i^*, \quad (2.33)$$

gde je n_i stvarna (NLTE) naseljenost nivoa, a n_i^* naseljenost u Saha-Boltzmannovoj ravnoteži (LTE).

Ako uvedemo koeficijente odstupanja u izraz za funkciju izvora, možemo da pišemo:

$$S_\nu^l = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{\psi_\nu/\varphi_\nu}{(b_i/b_k)e^{h\nu/kT} - \chi_\nu/\varphi_\nu}, \quad (2.34)$$

odnosno pri kompletnoj redistribuciji zračenja:

$$S_\nu^l = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(b_i/b_k)e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (2.35)$$

U najjednostavnijem slučaju, kod atoma sa dva nivoa sa kompletnom redistribucijom, za funkciju izvora možemo da pišemo:

$$S_\nu^l = \varepsilon B_\nu + (1 - \varepsilon)\bar{J}_{ij}, \quad (2.36)$$

gde je ε verovatnoća za destrukciju fotona koju za atom sa dva nivoa definišemo kao:

$$\varepsilon = \frac{C_{ji}[1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}]}{C_{ji}[1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}] + A_{ji}}. \quad (2.37)$$

2.2.2 Klasična lambda iteracija

Formalnim rešavanjem jednačine prenosa sa zadatom funkcijom izvora dolazi se do Schwarzschild-Milneovog skupa jednačina za srednji intenzitet J_ν , fluks F_ν i K-integral K_ν . Ove se jednačine često zapisuju u operatorskom obliku, te tako Schwarzschildova jednačina za srednji intenzitet:

$$J_\nu(\tau_\nu) = \int_0^\infty S_\nu(t_\nu) E_1(|t_\nu - \tau_\nu|) dt_\nu, \quad (2.38)$$

gde je $E_1(|t_\nu - \tau_\nu|)$ integro-eksponencijalna funkcija prvog reda, postaje

$$J_\nu(\tau_\nu) = \mathbf{\Lambda}_\nu[S_\nu(t_\nu)]. \quad (2.39)$$

U poslednjoj jednačini uveden je klasični lambda operator definisan kao:

$$\mathbf{\Lambda}_\nu[f(t)] = \int_0^\infty f(t) E_1(|t - \tau|) dt. \quad (2.40)$$

Ako jednačinu (2.39) zamenimo u izraz za funkciju izvora u liniji za atom sa dva nivoa i koherentno rasejanje, dobijamo:

$$S_\nu^l = \varepsilon_\nu(\tau_\nu) B_\nu(\tau_\nu) + (1 - \varepsilon_\nu(\tau_\nu)) \mathbf{\Lambda}_\nu[S_\nu^l(t_\nu)]. \quad (2.41)$$

Rešavanjem poslednjeg izraza po S dolazimo do direktnog rešenja:

$$S_\nu^l = (1 - (1 - \varepsilon_\nu(\tau_\nu)) \mathbf{\Lambda}_\nu)^{-1} [\varepsilon_\nu(t_\nu) B_\nu(t_\nu)]. \quad (2.42)$$

Ovakvo rešavanje zahteva inverziju matrice što je u opštem slučaju računski izuzetno zahtevna operacija. Umesto toga ovaj problem se može rešiti i *klasičnom lambda iteracijom*. Ako iz zapisa izostavimo sve indekse, jednačinu za rešenje u n -toj iteraciji predstavljamo u obliku:

$$S^{(n)} = (1 - \varepsilon) \mathbf{\Lambda} [S^{(n-1)}] + \varepsilon B. \quad (2.43)$$

Pri tom se za početnu pretpostavku može uzeti Planckova funkcija, $S^{(1)} = B$. Problem sa lambda iteracijom je njena spora konvergencija u fizičkim sistemima velike optičke debljine u kojima dominira rasejanje.

2.2.3 Aproksimativni lambda operator

Cannon (1973) je izložio osnovnu ideju *aproksimativnog lambda operatora* (ALO). Za razliku od klasičnog lambda operatora, takav operator ne mora da tačno, već samo približno rešenje, ali, sa druge strane, treba da bude jednostavan i omogući brzu konvergenciju. Na primeni ALO zasnovana je metoda ubrzane lambda iteracije (eng. *accelerated lambda iteration*, ALI). Konstruisano je više različitih aproksimativnih lambda operatora, a na ovom mestu nešto više pažnje posvetićemo operatoru koji je konstruisao Scharmer (1981) i koji je implementiran u programu Multi (Carlsson, 1986).⁸

⁸Prvi korak u numeričkom rešavanju jednačine prenosa je njena diskretizacija po dubinama, frekvencijama i uglovima. Postupak diskretizacije opisan je u poznatim monografijama posvećenim prenosu zračenja (na primer, Mihalas (1978)) i na tome se nećemo zadržavati, kao ni na poznatom Feautrierovom metodi rešavanja (Feautrier, 1964).

Za dovoljno duboke slojeve u atmosferi iz kojih fotoni ne mogu da pobegnu dolazi do zasićenja lokalnog intenziteta, te važi aproksimacija

$$I_\nu(z) = S_\nu^{tot}(z) \text{ za } \tau_\nu(z) > \gamma$$

gde je $S_\nu^{tot}(z) = (\alpha_\nu^l S_\nu^l + \alpha_\nu^c S_\nu^c) / (\alpha_\nu^l + \alpha_\nu^c)$, ukupna funkcija izvora. Važenje ove aproksimacije u određenom sloju zavisi i od toga da li se frekvencija nalazi u neprozračnom jezgru ili u prozračnom krilu linije. Broj γ prema tome određuje da li se radi o optički tankom ili debelom režimu⁹.

Scharmer (1981) prvo definiše jednostavan aproksimativni operator Λ_ν^* odvojeno za slučaj optički debelog režima :

$$\Lambda_\nu^* = 1 \Rightarrow \Lambda_\nu^*[S(t_\nu)] = S(\tau_\nu), \quad (2.44)$$

i za slučaj optički tankog režima:

$$\Lambda_\nu^* = \frac{1}{2} \int \delta(t_\nu - \gamma) dt_\nu \Rightarrow \Lambda_\nu^*[S(t_\nu)] = \frac{1}{2} S(\tau_\nu = \gamma). \quad (2.45)$$

Ovako definisan operator predstavlja na neki način vrstu Eddington-Barbierove aproksimacije, s tim da kao rezultat daje srednji intenzitet $J_\nu(0)$, a ne $I_\nu(0, \mu)$. Polazeći od te analogije Scharmer u istom radu unapređuje svoj operator tako da rezultat njegove primene na funkciju izvora bude $I_\nu(0, \mu)$. Novi operator pojavljuje se u jednačini:

$$I_\nu(\tau_{\nu\mu}, \mu) = I_{\nu\mu}^\pm = \Lambda_{\nu\mu}^*[S(t_{\nu\mu})] \approx W_{\nu\mu}^\pm(\tau_{\nu\mu}) S(f_{\nu\mu}^\pm(\tau_{\nu\mu})), \quad (2.46)$$

gde su $W_{\nu\mu}^\pm$ i $f_{\nu\mu}^\pm$ nepoznate veličine koje treba odrediti. Scharmer je, koristeći Eddington-Barbierovu aproksimaciju na svakoj dubini, našao da je u slučaju $\mu > 0$ dobar izbor:

$$W_{\nu\mu}^+ = 1, \quad (2.47)$$

$$f_{\nu\mu}^+ = \tau_{\nu\mu} + 1, \quad (2.48)$$

što za linearnu funkciju izvora $S_\nu(\tau_{\nu\mu}) = a_\nu + b_\nu \tau_{\nu\mu}$ definiše lokalnu Eddington-Barbierovu aproksimaciju:

$$I_{\nu\mu}^+(\tau_{\nu\mu}) = S_\nu(\tau_{\nu\mu} + 1) = a_\nu + b_\nu(\tau_{\nu\mu} + 1). \quad (2.49)$$

U slučaju $\mu < 0$, izbor je:

$$W_{\nu\mu}^- = 1 - e^{-\tau_{\nu\mu}}, \quad (2.50)$$

$$f_{\nu\mu}^- = \tau_{\nu\mu} / (1 - e^{-\tau_{\nu\mu}}) - 1. \quad (2.51)$$

Za linearnu funkciju izvora sada dobijamo:

$$I_{\nu\mu}^-(\tau_{\nu\mu}) = (1 - e^{-\tau_{\nu\mu}}) S(\tau_{\nu\mu} / (1 - e^{-\tau_{\nu\mu}}) - 1) = \quad (2.52)$$

$$= (1 - e^{-\tau_{\nu\mu}}) [a + b(\tau_{\nu\mu} / (1 - e^{-\tau_{\nu\mu}}) - 1)]. \quad (2.53)$$

⁹Na dubini z svi fotoni za koje važi $\tau_\nu(z) > \gamma$ pripadaju jezgru.

Ovako definisan operator nudi veoma jednostavnu interpretaciju. U slučaju velikih vrednosti $\tau_{\nu\mu}$, sledi $W_{\nu\mu}^+ = W_{\nu\mu}^- = 1$ i $I_{\nu\mu} = S_{\nu}$. S druge strane, na malim $\tau_{\nu\mu}$ dobija se Eddington-Barbierova aproksimacija za izlazni intenzitet jer $W_{\nu\mu}^+ \rightarrow 1$ i $f_{\nu\mu}^+ = 1$, dok iz $W_{\nu\mu}^- \rightarrow 0$, sledi granični uslov.

Scharmer i Carlsson (1985) rešavali su NLTE problem za atom sa više nivoa metodom zasnovanom na Scharmerovom operatoru. Istovremeno su rešavali sistem jednačina SE za šta su upotreбили višedimenzionalnu Newton-Raphsonovu iterativnu proceduru. Međusobno povezane jednačine (2.23), (2.30) i (2.32) napisali su u operatorskom obliku:

$$\mathbf{W}[\mathbf{n}] = \mathbf{b}. \quad (2.54)$$

Ako se sa $\mathbf{n}^{(n)}$ označe tekuće naseljenosti nivoa, a sa $\mathbf{E}^{(n)}$ greška koju one daju, ova se iterativna procedura može opisati u sledeća tri koraka:

$$\mathbf{E}^{(n)} = \mathbf{W}[\mathbf{n}^{(n)}] - \mathbf{b}, \quad (2.55)$$

$$\delta\mathbf{n}^{(n)} = \mathbf{W}^{+(n)-1}[-\mathbf{E}^{(n)}], \quad (2.56)$$

$$\mathbf{n}^{(n+1)} = \mathbf{n}^{(n)} + \delta\mathbf{n}^{(n)}, \quad (2.57)$$

pri čemu je operator $\mathbf{W}^{+(n)}$ definisan tako da za male $\delta\mathbf{n}^{(n)}$ važi

$$\mathbf{W}^{+(n)}[\delta\mathbf{n}^{(n)}] \approx \mathbf{W}[\mathbf{n}^{(n)} + \delta\mathbf{n}^{(n)}] - \mathbf{W}[\mathbf{n}^{(n)}]. \quad (2.58)$$

Neposredna primena ovog metoda ostvarena je u Carlssonovom programu Multi (Carlsson, 1986). Konstrukcija operatora $\mathbf{W}^{+(n)}$ u ovom kodu zasniva se na tri aproksimacije: (1) kompletna linearizacija jednačina, (2) upotreba Scharmerovog operatora za predstavljanje interakcija zračenja, i (3) lambda iteracija u slučaju optički tankog polja zračenja. Programu Multi, njegovoj strukturi i osnovnim funkcijama, posvećena je glava 3 ovog rada.

2.2.4 Modeli atmosfere

Jednodimenzionalni modeli zvezdanih atmosfera predstavljaju vremenski i horizontalno usrednjene radijalne stratifikacije slojeva zvezde iz kojih potiče najveći deo energije emitovan zračenjem. Modeli atmosfere Sunca najčešće su semiempirijski - koriste posmatranu spektralnu raspodelu zračenja za nalaženje raspodele temperature po dubini, $T(\tau)$. Kada se nađe model atmosfere na osnovu njega može se izračunati detaljan spektar izlaznog zračenja, koji se, s druge strane, može uporediti sa posmatranjima. Kada je to poređenje uspešno, modeli se objavljuju u obliku tabela sa vrednostima izabranih fizičkih parametara za određen broj tačaka po dubini atmosfere.

Standardni modeli atmosfera zvezda definisani su uz nekoliko pretpostavki koje pojednostavljuju problem:

- atmosfera je sferno simetrična (nije primenljivo na tesno dvojne sisteme, u slučajevima brze rotacije, jakog magnetnog polja, pega na površini),
- hemijski sastav homogen je sa dubinom,
- atmosfera je u hidrostatičkoj ravnoteži (nema kretanja velikih razmera),
- karakteristike atmosfere ne menjaju se sa vremenom (statistička ravnoteža),

- masa atmosfere je mala u poređenju sa ukupnom masom zvezde,
- nema izvora, ni ponora energije u atmosferi,
- prenos energije odvija se zračenjem i konvekcijom (nema toplotnog provođenja, akustičnih, ni MHD talasa),
- slobodni elektroni i slobodne teže čestice pokoravaju se Maxwelllovoj raspodeli na lokalnoj kinetičkoj temperaturi T_e .

Modele možemo grubo podeliti na LTE i NLTE, kao i prema delu atmosfere na koji se odnose.

Parametri modela. - Kao mera dubine koriste se geometrijska visina h , masa po jedinici površine m (eng. *column mass*), optička dubina u kontinuumu na nekoj standardnoj talasnoj dužini (na primer, na 500 nm, τ_{500} ili Rosselandova optička dubina, τ_R). Geometrijska visina se obično izražava u kilometrima iznad sloja u kojem je $\tau_{500} = 1$.

Klasični model zvezdane atmosfere potpuno je određen zadatom masom M , luminoznošću L , poluprečnikom R , hemijskim sastavom i brzinom mikroturbulencije ξ . Dva od tri parametra, L , M i R , mogu se zameniti efektivnom temperaturom T_{eff} i gravitacionim ubrzanjem na površini, g . Najčešće se zadaju T_{eff} , $\log g$, hemijski sastav i ξ . U tabelama modela često se daju i pritisak (gasni, elektronski, turbulentni), elektronska koncentracija, gustina i makroskopska brzina.

U opštem slučaju do empirijske relacije $T(\tau)$ dolazi se inverzijom posmatranih intenziteta I_ν u zavisnost funkcije izvora S_ν od temperature i optičke dubine¹⁰. Postoje tri različita pristupa (Rutten, 2000).

Varijacija centar-limb. - Pojava potamnjenja ka rubu Sunčevog diska (eng. *limb darkening*) najočigledniji je pokazatelj da postoji gradijent temperature sa dubinom u Sunčevoj atmosferi: kada gledamo ka centru diska vidimo dublje i toplije slojeve, a kada gledamo ka limbu vidimo pliće i hladnije. Posmatrana varijacija intenziteta od centra ka limbu daje varijaciju funkcije izvora sa dubinom. Klasični pristup je da se posmatrano potamnjenje ka rubu za određenu frekvenciju fituje lambda transformacijom funkcije izvora $S_\nu(\tau_\nu) = a_\nu + b_\nu\tau_\nu + c_\nu E_2(\tau_\nu)$, gde je E_2 integroeksponencijalna funkcija optičke dubine (Chandrasekhar (1960), jednačina (95) i Dodatak I). Vezu između različitih skala optičkih dubina moguće je naći ukoliko je poznat zakon $\tau(T, P_e)$, ili empirijski iz merenja varijacije centar-limb na različitim frekvencijama. Tačnost ovakvog pristupa ograničena je tačnošću merenja limb efekta.

Intenziteti linija. - Različite tačke profila spektralne linije formiraju se na različitim dubinama u atmosferi. Inverzijom profila jakih spektralnih linija moguće je doći do raspodele temperature sa dubinom. Za tu svrhu korišćene su različite spektralne linije. Holweger i Müller (1974), na primer, koristili su brojne linije FeI i drugih elemenata (o njihovom modelu poznatom kao HOLMUL govorićemo detaljnije u odeljku 5.1.1).

¹⁰Ako se pretpostavi da važe uslovi LTE, važi i $S_\nu = B_\nu(T(\tau_\nu))$, te se kao rešenje dobija poznata relacija (Eddingtonovo rešenje u I aproksimaciji):

$$T = T_{eff}(3\tau/4 + 1/2)^{1/4}.$$

Intenzitet u kontinuumu. - Metod se zasniva na inverziji posmatranih intenziteta u kontinuumu i nalazi se u osnovi brojnih modela Sunčeve atmosfere. Za druge zvezde ova je tehnika teško izvodljiva jer fluks mora da bude izmeren u celom spektru u apsolutnoj skali. Na primer, Vernazza i dr. (1981) načinili su model (poznat kao VAL3) iz poređenja posmatranih temperatura po sjaju, od X do IR i radio oblasti spektra, sa NLTE proračunom. Taj se model proteže od duboke fotosfere do prelazne oblasti između hromosfere i korone (o njemu i njegovim naslednicima biće nešto više reči u glavi 5).

2.2.5 Funkcija doprinosa i dubina formiranja linije

Kada se na osnovu zadanog modela atmosfere izračunava spektar izlaznog zračenja, može se, u opštem slučaju, dobiti i informacija o tome koliko pojedini slojevi atmosfere doprinose formiranju različitih tačaka u profilu neke linije. Ta informacija posebno je važna kada se linija koristi za dijagnostiku pojava zavisnih od dubine u atmosferi (na primer, magnetno polje ili rotacija). Naravno, besmisleno je govoriti o jednoj dubini na kojoj se linija formira. Umesto toga definišu se funkcije doprinosa (eng. *contribution functions*) različitih slojeva atmosfere i srednje dubine formiranja za različite tačke u profilu. Dodatni problem javlja se usled nelinearne veze između optičke i geometrijske dubine i asimetričnosti funkcije doprinosa kroz atmosferu. Različiti pristupi, svedeni na istu geometrijsku skalu daju drastično različite rezultate, što pokazuje da se pojam srednje dubine formiranja ne može strogo matematički opisati.

Gurtovenko i dr. (1974) uporedili su dva moguća pristupa. Naime, postoji razlika između sloja u kojem se za datu liniju formira *izlazni intenzitet*,

$$I_l(\mu) = \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-\tau/\mu} \frac{d\tau}{\mu} = \int_0^{\infty} CI \frac{d\tau}{\mu}, \quad (2.59)$$

i sloja u kojem se formira *dubina linije*:

$$R_l(\mu) = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\tau/\mu} \frac{d\tau}{\mu} - \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-\tau/\mu} \frac{d\tau}{\mu} = \int_0^{\infty} CR \frac{d\tau}{\mu}. \quad (2.60)$$

Podintegralne funkcije CI i CR predstavljaju funkcije doprinosa u ova dva slučaja:

$$CI = B(\tau) e^{-(\tau_c + \tau)/\mu} \frac{1 + \eta}{\mu}, \quad (2.61)$$

$$CR = B(\tau_c) e^{-\tau_c/\mu} \frac{1 - e^{-\tau/\mu}(1 + \eta)}{\mu}, \quad (2.62)$$

gde je $\tau = \tau_c + \tau$, ukupna optička dubina, τ_c je optička dubina u kontinuumu, a τ u liniji. Srednju optičku dubinu formiranja tada definišemo kao:

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \tau CF d\tau}{\int_0^{\infty} CF d\tau}, \quad (2.63)$$

gde CF predstavlja neku od funkcija doprinosa koja očigledno određuje težine sa kojima pojedini slojevi učestvuju u formiranju profila linije (intenziteta ili dubine).

Na primer, po Gurtovenku i dr. (1974), u slučaju veoma slabe linije izlazni intenzitet je gotovo jednak intenzitetu okolnog kontinuuma, te je i srednja dubina sloja iz kojeg potiču linija i okolni kontinuum približno jednaka $\langle \tau \rangle_l \approx \langle \tau \rangle_c$. S druge strane, to znači da je dubina formiranja praktično nezavisna od toga koja je oblast atmosfere odgovorna za dubinu linije i nije osetljiva na atomske parametre kao što je energija ekscitacije. Samim tim, jačina linije nameće se kao jedan od kriterijuma za izbor između dva pristupa definisanju funkcije doprinosa.

Više autora nakon Gutrovenka i dr. (1974) ponudilo je nove pristupe rešavanju problema. Beckers i Milkey (1975) uveli su umesto funkcije doprinosa funkciju odgovora (eng. *response function*) čijom je raspodelom određena srednja dubina sloja na kojoj promena η izaziva efektivnu promenu izlaznog intenziteta. Ovaj koncept dalje je razvijao Makita (1976), a Magain (1986) je ponudio novu definiciju funkcije doprinosa. Ovde ćemo ukratko izložiti Magainov pristup, koji koristi program Multi (vidi glavu 3).

Polazeći od definicije dubine linije R i jednačine prenosa u liniji i kontinuumu, ovaj autor izvodi jednačinu prenosa za dubinu linije u obliku:

$$\frac{\mu}{\rho} \frac{dR}{dz} = -\kappa_R(R - S_R), \quad (2.64)$$

gde su κ_R i S_R efektivne vrednosti koeficijenta apsorpcije i funkcije izvora:

$$\kappa_R = \kappa_l + \kappa_c(S_c/I_c), \quad (2.65)$$

$$S_R = (1 - \frac{S_l}{I_c}) / (1 + \frac{\kappa_c S_c}{\kappa_l I_c}). \quad (2.66)$$

Ako se uvede i efektivna optička dubina $d\tau_R = \kappa_R \rho dz$, za izlaznu dubinu linije dobija se:

$$R(0) = \int_0^{\infty} S_R e^{-\tau_R/\mu} \frac{d\tau_R}{\mu}. \quad (2.67)$$

Prema tome, kao funkciju doprinosa dubini linije prepoznamo podintegralnu funkciju:

$$CR = \frac{1}{\mu} \ln 10 \tau_0 \frac{\kappa_l}{\kappa_0} (1 - \frac{S_l}{I_c}) e^{-\tau_R/\mu}, \quad (2.68)$$

gde se indeks 0 odnosi na referentnu talasnu dužinu (npr. $\lambda_0 = 500$ nm). Prema Magainu ovakva definicija omogućava izravnu interpretaciju jer je CR različita od nule samo u dva slučaja: za $\kappa_l \neq 0$ (odnosno kada postoje apsorberi neophodni za formiranje linije) ili za $S_l \neq I_c$ (odnosno kada reemitovano i apsorbovano zračenje nisu jednaki).

U našem radu oslonili smo se na mogućnost programa Multi da računa funkcije doprinosa izlaznom intenzitetu ili dubini linije po Magainovoj formuli i uporedili smo tako dobijene rezultate za nekoliko manganovih linija (odeljak 6.4).

Glava 3

Multi 2.2

3.1 Opis programa

Multi je kompjuterski program za rešavanje NLTE problema prenosa zračenja za slučaj atoma sa više nivoa (eng. *multi-level*, ML) u polubeskonačnoj, planparalelnoj, jednodimenzionalnoj (1-D), poznatoj atmosferi sa zadanim poljem makroskopskih brzina. Rutten (2000) naziva ovaj program „teglećim konjem NLTE formiranja linija koji danas radi širom sveta”. Kod je zasnovan na primeni operatora koji je razvio Scharmer (1981) i njegovoj generalizaciji za ML slučaj (Scharmer i Carlsson, 1985). Ova metoda opisana je detaljno u glavi 2. Osnovne pretpostavke i karakteristike programa, prema Carlssonu (1992), navodimo ovde.

Osnovne pretpostavke

- Pretpostavlja se da je zadata promena temperature kroz atmosferu. Prema tome, nema jednačine energije i energetski balans može se menjati samo semiempirijskim podešavanjem modela atmosfere. Dalje, pretpostavlja se da je atmosfera 1-D. U standardnoj verziji ona je planparalelna, ali postoji i verzija koja radi u sfernoj simetriji.

- Za sve linije pretpostavlja se kompletna redistribucija (CRD). Pojedine kasnije verzije programa dopuštaju parcijalnu redistribuciju (PRD) za određene linije.
- Gustina kao funkcija visine u atmosferi je ili zadana ili se računa iz uslova hidrostatičke ravnoteže.
- Jednačine statističke ravnoteže i prenosa zračenja rešavaju se istovremeno za sve vezano-vezane (eng. *bound-bound*, b-b) i vezano-slobodne (eng. *bound-free*, b-f) prelaze čime se obezbeđuje konzistentnost rešenja.
- Moguće je zadati bilo kakvo makroskopsko polje brzina, s tim da je u slučaju velikih vrednosti brzina neophodno povećati broj frekventnih tačaka u profilu.

Tehničke karakteristike

- Program je napisan u ANSI standardu Fortrana što omogućava veliku prenosivost između različitih računara i operativnih sistema. Pod Linux operativnim sistemima kompiliranje programa izuzetno je jednostavno.
- Kod je vrlo prilagodljiv za paralelizaciju. Na paralelnim arhitekturama sa malim brojem CPU postiže se gotovo linearno ubrzanje.
- Struktura koda je modularna. Tokom razvoja programa od verzije 1.0 do verzije 2.2 dodate su brojne nove procedure (vidi Carlsson, 1995). Čitav kod je pažljivo dokumentovan.
- Kod je originalno napisan u jednostrukoj tačnosti (sp, *single precision*), ali je od verzije 2.0 omogućen lak prelazak na dvostruku tačnost (dp, *double precision*). S obzirom na efikasnost koda i brzinu raspoloživih računara uobičajeno je koristiti dp verziju.
- Od verzije 2.0 omogućen je pri izvršavanju programa izbor između globalnog (Scharmer, 1981) i lokalnog (Olson i dr, 1986) operatora. Olsonov operator je bolji izbor za velike probleme koji uključuju po više stotina energetskih nivoa.
- Vreme potrebno za izvršenje programa zavisi od veličine ulaznih modela, ali i od brzine samog računara. Značaj ovog poslednjeg vidimo ako uporedimo 30 minuta koliko je bilo potrebno za rešavanje problema sa 100 nivoa na radnim stanicama iz 1992. godine, sa manje od pola minuta koliko traje rešavanje našeg problema sa 161 nivoom na personalnom računaru danas.
- Primenjena tehnika operatora perturbacije "jede" CPU vreme kroz tri glavne faze: (1) izračunavanje greške korišćenjem tačnih jednačina i tekuće aproksimacije rešenja, (2) izračunavanje aproksimativnog operatora i (3) inverzija aproksimativnog operatora. U ukupnom CPU vremenu sa povećanjem broja nivoa opada udeo faza (1) i (2), a raste udeo rešavanja jednačina, (3).

Najvažnije izmene u odnosu na verziju 1.0

- Od verzije 1.3 računaju se funkcije doprinosa po formuli Magaina (1986).
- Multi sve pozadinske neprozračnosti uzima kao zadate i računa jedan po jedan element. Međutim, u verziji 2.0 implementiran je mehanizam koji iterativno računa pozadinske neprozračnosti u NLTE.
- Verzija 2.2 donela je još nekoliko vrlo korisnih novosti: (1) mogućnost učitavanja upadnog polja zračenja¹, (2) apsorpcioni profili mogu da budu kom-

¹Time je omogućeno ispitivanje NLTE efekata poput optičkog pumpanja.

binacije Voigtovih profila² i (3) moguće je uključiti pozadinske neprozračnosti u linijama. Konačno, od ove verzije dostupan je skup IDL rutina za brzo i lako čitanje i crtanje rezultata programa.

3.2 Struktura programa

Kod programa obično je smešten u direktorijumu `source_dp`. Glavne datoteke su:

- `mul22_g.f` ili `mul22_1.f` (glavni program sa globalnim i lokalnim operatorom),
- `mul22_bconst.f` (fizičke konstante),
- `mul22_opacu.f` (račun neprozračnosti),
- `mul22_sub.f` (procedure zajedničke za dva operatora),
- `mul22_subg.f` ili `mul22_sub1.f` (procedure specifične za jedan ili drugi operator), i
- `mul22_writeidl.f` (procedure za pripremu izlaznih datoteka čitljivih iz IDL okruženja).

U istom se direktorijumu nalazi i dvadesetak malih datoteka koje definišu različite parametre neophodne programu. Pomenućemo samo značajnije:

- `CTERM` (definiše najveći broj komponenata u multipletu `MTERM` i najveći mogući broj komponenata `MTRM`),
- `PARAM` (definiše najveći broj dubina `MDEP`, energetskih nivoa `MK`, b-b prelaza `MLINE`, širokih linija `MWIDE`, fiksiranih prelaza `MRFIX`, frekventnih tačaka za jedan prelaz `MQ` i uglova `MMU`) i
- `PARAMW` (definiše broj trenutno korišćenih dubina `MDEP1`, i energetskih nivoa `MK1`).

U direktorijumu `run` nalaze se različite privremene datoteke koje program koristi tokom izvršavanja. Kada se izvršavanje završi tu su smešteni rezultati, a u datoteci `JOBLOG` izveštaj o normalnom završetku ili eventualnim greškama.

Iskompiliran program pokreće se startovanjem shell skripta u direktorijumu `run`. Na primer, naredbom `csH run.csh x y 22zus`, gde je `x` oznaka atoma, `y` oznaka atmosfere, a `z` može da bude `l` za lokalni, odnosno `g` za globalni operator.

²Time je omogućen tretman multiplleta kao jednog prelaza, a termova kao zbirnih nivoa. Posebno važna primena ove mogućnosti je kod proračuna multiplleta kod kojih se komponente preklapaju, a viši ili niži nivo naseljeni su relativnim naseljenostima proporcionalnim statističkoj težini tih nivoa. U ovom radu ta je mogućnost iskorišćena pri izračunavanju linija sa hiperfinom strukturom.

3.3 Ulazne datoteke

Ulazne datoteke nalaze se u direktorijumu `input`. Pored datoteka za atom `atom.x` i atmosferu `atmos.y` koje ćemo opisati u glavama 4 i 5 (gde su `x` i `y` oznake atoma i atmosfere) ovde se nalazi i veoma važna datoteka sa ulaznim parametrima za sam program. Njen naziv je `input.x`, a sadrži definicije brojnih promenljivih od kojih ćemo ovde pomenuti samo nekoliko.

- `DIFF` (Ako je optička dubina veća od `DIFF` koristi se difuzna aproksimacija.)
- `ELIM1`, `ELIM2` (Kada najveća relativna korekcija naseljenosti `EMAX` padne ispod vrednosti `ELIM1`, matrica `W` se ne izračunava ponovo. Kada `EMAX` padne ispod vrednosti `ELIM2`, iterativna procedura se zaustavlja i te se naseljenosti koriste u formalnom rešenju.)
- `QNORM` (To je konstanta skaliranja za sve relativne frekvencije u programu. Vrednost je proizvoljna, ali je preporučljivo postaviti ovaj parametar na vrednost tipične doplerovske širine u centru linije. U jedinicama `QNORM` su, na primer, najveća vrednost frekvencije za neki prelaz `QMAX`, kao i frekvencija koja odgovara prelasku između jezgra i krila linije, vidi detaljan opis modela atoma u odeljku 4.1.3)
- `THIN` (Ako je optička dubina manja od `THIN` polje zračenja dobija se lambda iteracijom.)
- `IATOM2` (Omogućava da se kroz formalno rešenje prođe sa novim modelom atoma učitanim iz `ATOM2`. Zatim se vrši preraspodela izračunatih naseljenosti po novim nivoima proporcionalna statističkim težinama tih nivoa. Ova opcija ubrzava rad kada se ispituje uticaj modela atoma koji se razlikuju samo po broju frekventnih tačaka ili po tome da li su multipleti grupisani ili ne.)
- `ICONV` (Vrednost `ICONV` = 1 omogućava upisivanje rezultata iz svake iteracije u izlaznu datoteku.)
- `ISTART` (Određuje početnu aproksimaciju. Ako je `ISTART` = -1, početna aproksimacija se učitava iz prethodno izračunate datoteke. Ako je `ISTART` = 0, intenziteti se postavljaju na nulu i rešavaju se jednačine statističke ravnoteže, a ako je `ISTART` = 1, naseljenosti se postavljaju na njihove LTE vrednosti.)
- `ILAMBD` (Parametar koji određuje koliko će lambda iteracija program uraditi u početnoj aproksimaciji, vidi `ISTART`.)
- `IOPAC` (Kada je ovaj parametar jednak 1, pri ponovnom pokretanju programa, ukoliko nisu izvršene izmene koje utiču na pozadinske neprozračnosti, koriste se ranije dobijene vrednosti zapisane u datoteci `OPC`.)
- `ITMAX` (Najveći mogući broj iteracija.)
- `ITRAN` (Parametar koji određuje metod rešavanja jednačine prenosa za zadataku funkciju izvora. Vrednost `ITRAN` = 0, poziva običan Feautrierov metod, `ITRAN` = 1, Feautrierov metod sa kubnim splajnovima, a `ITRAN` = 2, Feautrierov metod sa Hermiteovom tačnošću.)

- `IW***` (Svi parametri koji počinju sa `IW` određuju da li će se neki od podataka pojaviti u izlaznoj datoteci (`IW*** > 0`) ili ne (`IW*** = 0`).
- `IDL1`, `IDLNY`, `IDLCNT`, `IDLOPC` (Parametri koji određuju da li će se formirati izlazne datoteke pogodne za rad u IDL-u.)

Takođe, u direktorijumu `input` nalaze se `dscale.x_y` datoteke koje sadrže skalu dubina za odgovarajući model atmosfere. Na početku datoteke zadaje se tip skale. Ako je tip "T", skala je logaritam standardne optičke dubine na 500 nm, a ako je "M", skala je masa po jedinici površine.

3.4 Izlazne datoteke

Kao što je već pomenuto, broj i sastav izlaznih datoteka zavisi od vrednosti koje su zadate za `IW***` ili `IDL***` promenljive u `input.x` ulaznoj datoteci. Datoteka `out.x_y` sadrži sve glavne izlazne podatke i zapisana je u ASCII formatu. U datoteci `rstrt.x_y` zapisana je početna aproksimacija. Ukoliko su svi rezultati i međurezultati izabrani da budu zapisani, Multi će nakon izvršavanja proizvesti i 6 datoteka pogodnih za obradu u IDL-u:

- `dumc.x_y` (sudarni podaci),
- `idl1.x_y` (svi ulazni podaci i važni rezultati, poput fluksa, izlaznog intenziteta, skale optičkih dubina i drugo),
- `idlcnt.x_y` (funkcije doprinosa),
- `idl1ny.x_y` (frekventno zavisne veličine),
- `idlopc.x_y` (neprozračnosti) i
- `jny.x_y` (frekventno zavisne veličine).

3.5 IDL procedure

U direktorijumu IDL nalaze se IDL³ procedure za manipulaciju izlaznim datotekama. Najvažnija je `mulrd.pro` koja učitava vrednosti većine promenljivih. Kada se ona izvrši, u IDL okruženju postaju dostupne mnoge promenljive⁴. Dalja obrada ovih podataka i crtanje željenih grafika prepuštena je korisniku i zahteva elementarno poznavanje mogućnosti IDL-a.

³IDL = Interactive Data Language, <http://www.ResearchSystems.com>

⁴Potpun i vrlo koristan spisak dostupnih promenljivih sa kratkim objašnjenjima dat je u `variables.doc`, datoteci koja dolazi sa izvornim kodom programa. Spisak procedura sa opisom svake od njih nalazi se u datoteci `multi.help`.

Glava 4

Model atoma

4.1 Model atoma neutralnog mangana

Model atoma je skup podataka koji opisuje atom određenog elementa. U idealnom slučaju model atoma bio bi zadan svim postojećim energetske stanjima u atomu (energijama tih stanja), kao i prelazima između njih (verovatnoćama za sudarne i radijativne prelaze). U praksi se koriste modeli atoma koji ne uključuju sve poznate nivoe i prelaze, već samo neke od posebnog značaja za problem koji se proučava. Za to postoje dva razloga. Prvo, mnoge verovatnoće prelaza nisu dovoljno pouzdano određene, i drugo, rad sa velikim modelom atoma znatno povećava neophodno CPU vreme za sintezu spektra, a često ne utiče znatno na krajnji rezultat ukoliko je predmet proučavanja samo jedan određen prelaz ili multiplet. Izbor linija vrši se prema nekoliko kriterijuma kao što su povezanost sa gornjim ili donjim nivoom prelaza koji se razmatra, jačina linije ili postojanje relevantnih atomskih podataka u literaturi. Ovaj poslednji kriterijum nema mnogo veze sa fizikom problema, ali to ne umanjuje njegov značaj, jer netačne vrednosti atomskih podataka mogu dovesti do veoma pogrešnih rezultata i zaključaka.

Atomski podaci su danas jedno od kritičnih mesta pri rešavanju problema prenosa zračenja. U svetu postoji nekoliko projekata posvećenih prikupljanju i/ili izračunavanju i analizi ovih podataka. U formiranju modela manganovog atoma najviše smo se oslanjali na sledeće baze podataka dostupne putem interneta¹:

(1) National Institute of Standards and Technology (NIST Atomic Spectra Database) - Ova baza nudi laboratorijske podatke za energetske nivoe (konfiguracija, term, J , energija (cm^{-1} ili eV) i Lande faktor) i spektralne linije (talasna dužina u vakuumu za $\lambda < 200\text{nm}$ i u vazduhu za $\lambda > 200\text{nm}$, relativni intenzitet, A_{ki} , energije i drugi podaci za donji i gornji nivo prelaza). Podaci za MnI u ovoj bazi potiču iz rada Corlissa i Sugara (1977).

(2) Kurucz Line List (Kurucz, 1995a) - Podaci za linije koji se mogu naći u Kuruczovim tablicama (distribuiraju se preko interneta ili na kompaktnim diskovima) delom su računati, a delom prikupljeni iz različitih objavljenih laboratorijskih merenja. Broj linija uključenih u kolekciju stalno se povećava (više od 58 000 000 dobijenih u LTE tretmanu, Kurucz (1995b)) i taj je kvantitet (iako, prema mnogim

¹The Opacity Project (i The Iron Project koji ga je nasledio) poznat po kvalitetu podataka ne nudi podatke za MnI.

istraživačima, na račun kvaliteta) najveća vrednost ovih podataka.

(3) Fraunhoferov spektar i sistem solarnih jačina oscilatora - U monografiji Gurtovenka i Kostyka (1989) date su jačine oscilatora za 1958 linija 49 hemijskih elemenata u intervalu talasnih dužina od 303 nm do 996 nm. Ovi podaci dobijeni su fitovanjem posmatranog spektra Sunca teorijski izračunatim profilima. Za većinu linija date su posebno vrednosti $\log(gf)$ dobijene iz centralne dubine i iz ekvivalentne širine. U tablicama se nalaze i izračunate vrednosti za dubine formiranja linija. Neutralni mangan je zastupljen sa 35 linija.

4.1.1 Struktura termova i radijativnih prelaza

Neutralni mangan ima svoje posebnosti. Mangan pripada grupi elemenata sa veoma složenom strukturom energetskih nivoa (grupa gvožđa: Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni). Među podacima koje je izračunao i prikupio Kurucz nalazi se nešto manje od 10000 linija neutralnog mangana u opsegu od 146 nm do 86 μm (veliki broj ovih linija je van vidljive oblasti elektromagnetnog spektra). U najvećem modelu atoma MnI koji smo konstruisali uključeno je 64 nivoa (+ kontinuum) i 161 vezano-vezani prelaz (vidi dodatke 1 i 2). Grotrijan dijagram ovog modela prikazan je na slici 4.1. Prođiskutovaćemo ukratko (ne)izbor pojedinih nivoa i multipleta.

Samo sa osnovnog a^6S nivoa postoji oko 200 prelaza od kojih je većina u UV oblasti ². Najniže ekscitovano stanje odgovara termu a^6D , a sledeće termu z^8P^o . Između terma a^6D i osnovnog stanja u NIST bazi postoji 5 izuzetno slabih linija ($A_{ki} \sim 10^{-1}\text{s}^{-1}$), koje Kurucz uopšte ne navodi. Ta činjenica veoma je važna, jer postoje brojni multipleti za koje je a^6D donji term.

Prelazom između osnovnog nivoa i terma z^8P^o nastaju linije 539.4 nm ($5/2 \rightarrow 7/2$)³ i 543.2 nm ($5/2 \rightarrow 5/2$) koje su u središtu pažnje ovog rada. Ove dve linije čine multiplet (1) u notaciji Moorove (1959)⁴ i često se u literaturi sreću pod nadimkom „zeleni interkombinacioni dublet”⁵. Term z^8P^o je, prema Kuruczu, donji za 177 prelaza, od kojih su relativno jake samo linije nastale prelazima na termove koji zadovoljavaju pravilo izbora $\Delta S = 0$ (ukupno 43 iz 7 različitih multipleta). Iz tog smo skupa u naš model mangana uključili multiplete (16) i (19).

Sledeći term povezan sa osnovnim nivoom rezonantnim multipletom je z^6P^o . Njega sa osnovnim nivoom povezuje multiplet (2), triplet koji čine jake linije 403.0 nm ($5/2 \rightarrow 7/2$), 403.3 nm ($5/2 \rightarrow 5/2$) i 403.4 nm ($5/2 \rightarrow 3/2$). Prema Kuruczu, term z^6P^o je donji za ukupno 212 prelaza. Po jačini su nezanemarljivi samo prelazi na termove sa $S = 5/2$. Detaljnije su u ovom radu razmatrani multipleti (27) i (28) (prelazi na e^6S i e^6D , respektivno) i IR multiplet na približno 1.3 μm (prelazi sa a^6D na z^6P^o , interno ćemo ga označavati sa (IR2)).

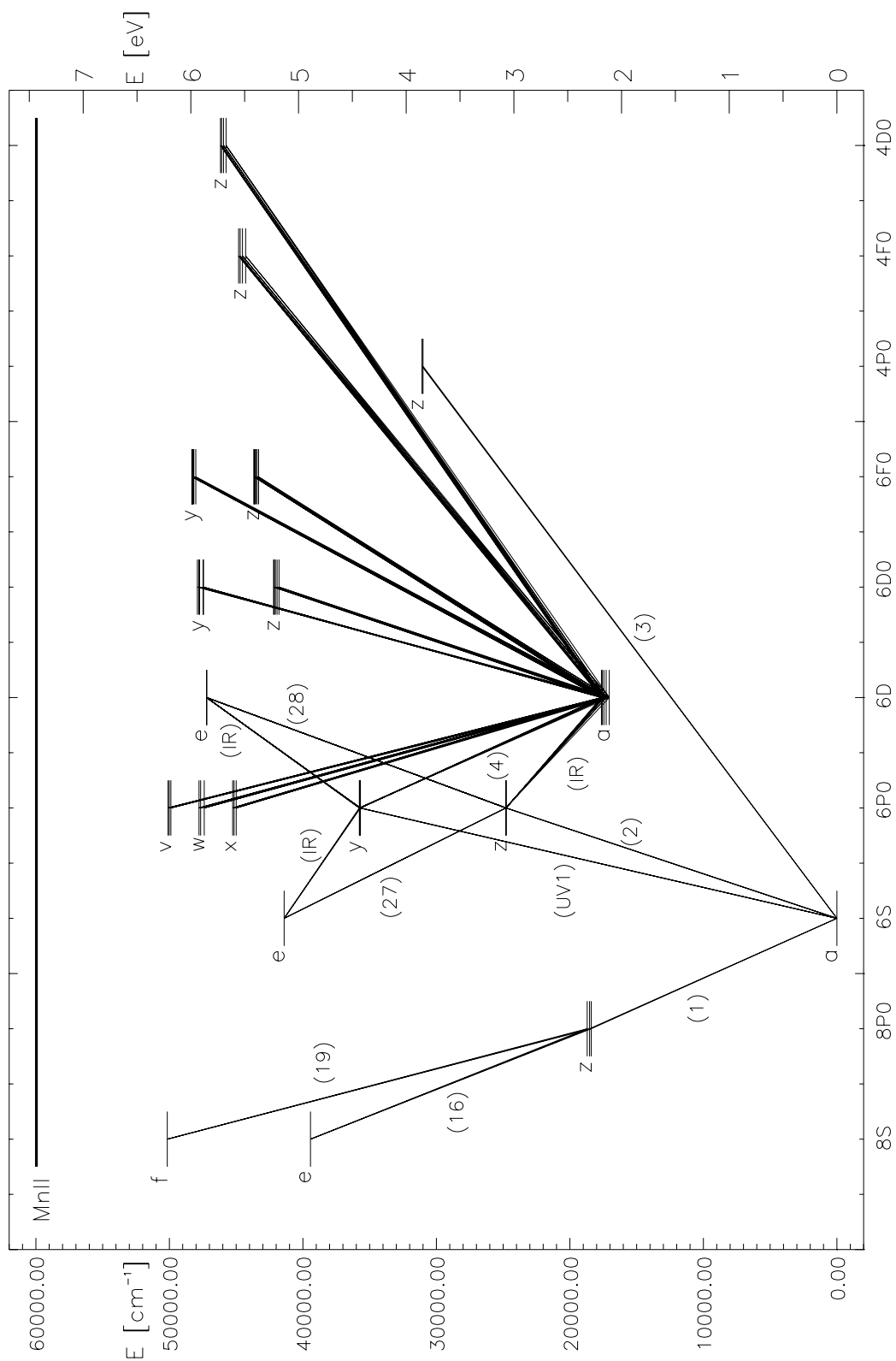
Sa osnovnog nivoa polazi i (UV1) multiplet. Gornji nivo ovog tripleta je y^6P^o , a čine ga jake linije 279.4 nm ($5/2 \rightarrow 7/2$), 279.8 nm ($5/2 \rightarrow 5/2$) i 280.1 nm ($5/2 \rightarrow 3/2$). Ove linije nalaze se u uskoj oblasti spektra kojom dominira izuzetno jak

²Kako su sve linije o kojima govorimo apsorpcione, donji nivo je uvek početni, a gornji završni i prelaz polazi sa donjeg nivoa.

³U zagradama su date vrednosti $J_i \rightarrow J_k$ za odgovarajući prelaz.

⁴U daljem tekstu su sve oznake multipleta prema istoj referenci, osim kada je to drugačije naznačeno.

⁵„Zeleni” zbog svoje talasne dužine; „interkombinacioni”, jer se prilikom tih prelaza menja spin, te su oni poluzabranjeni



Slika 4.1: Parcijalni Grotrian dijagram MnI

dublet linija MgII na 279.5 nm i 280.3 nm. Term y^6P^o povezan je sa desetak termova relativno jakim prelazima. Kao posebno zanimljivi izdvajaju se prelaz čiji je donji term a^6D (multiplet (4), najjače linije su 534.1 nm ($9/2 \rightarrow 7/2$), 542.0 nm ($7/2 \rightarrow 5/2$), 547.0 nm ($5/2 \rightarrow 5/2$), 540.7 nm ($7/2 \rightarrow 7/2$) i 551.6 nm ($3/2 \rightarrow 3/2$)) i dva infracrvena prelaza čiji su gornji termovi e^6D (približno na 870 nm, naša oznaka (IR1)) i e^6S (približno na 1.7 μm , naša oznaka (IR3)).

Triplet čije su komponente 220.9 nm ($5/2 \rightarrow 3/2$), 221.4 nm ($5/2 \rightarrow 5/2$) i 222.2 nm ($5/2 \rightarrow 7/2$) povezuje term x^6P^o sa osnovnim nivoom. Nismo ga uvrstili u naš model atoma jer su verovatnoće prelaza koje se mogu naći u literaturi veoma nepouzdana. Term x^6P^o specifičan je u odnosu na z^6P^o i y^6P^o jer je po energiji između e^6S i e^6D i sa tim nivoima povezan je slabim IR tripletima. Sa nivoom a^6S povezuje ga jak multiplet sa devet komponenata između 357.7 i 363.0 nm.

Već pomenuti a^6D term zanimljiv je i zbog toga što sa njega polazi izuzetno veliki broj prelaza, po Kuruczovim tablicama čak 798. U ovom radu razmatrani su neki od tih prelaza, ali ne detaljno, već samo da bi se ispitalo kakav uticaj ima njihovo uključivanje u model atoma na rezultat sinteze za druge prelaze kojima smo se ovde bavili.

Ako se sada pogleda Grotrian dijagram neutralnog mangana, uočavaju se četiri glavna puta kojima se depopuliše osnovno stanje a^6S : to su multipleti (1), (2), (3) i (UV1) i sa njima povezani prelazi. Pri tom, gornji termovi multipleta (2) i (UV1) nisu međusobno u direktnoj vezi (jer su iste parnosti), ali su indirektno povezani pre svega preko termova a^6D , e^6D i e^6S . O svemu tome mora se voditi računa kada se kroje različiti modeli manganovog atoma za sintezu spektra u NLTE uslovima.

4.1.2 Hiperfina struktura

Posebnost spektra neutralnog mangana ogleda se i u veoma izraženoj hiperfinoj strukturi pojedinih linija. To je posledica postojanja spina jezgra većeg od nule, $I = 5/2$, i činjenice da mangan ima samo jedan stabilan izotop što isključuje prisustvo izotopskih efekata.

Kao što smo već rekli, prvi je na neophodnost razmatranja hfs pri analizi linija MnI u spektru Sunca ukazao Abt (1952). Ali dobra volja da se ovaj efekat uzme u obzir nije dovoljna - potrebni su i precizni atomski podaci za hf cepanje nivoa, o čemu govori i Kurucz u svom pregledu (1993). Neophodna merenja nisu jednostavna. Iako su prva merenja za hfs mangana (Janicki (1909), Wali-Mohammad (1914), Wali-Mohammad & Sharma (1934)) izvedena i pre nego što je postojanje hfs teorijski objašnjeno (Pauli, 1924, prema Haken i Wolf, 2000), još uvek ima nivoa za koje nisu laboratorijski određene konstante hfs interakcije A i B (vidi (2.21) i (2.22)), a mnoga merenja objavljena su sa velikim relativnim greškama. Našavši se pred zadatkom da uključimo hfs u model manganovog atoma, izvršili smo kritičku analizu i poređenje postojećih merenja za izabrane nivoe i prelaze.

Merenja

Prva pouzdana laboratorijska merenja konstante A za nivoe MnI objavili su White i Ritschl (1930) i, nešto posle njih, Fisher i Peck (1939). Ova merenja izvršena su metodom optičke spektroskopije, kao i kasnija merenja koja su izveli Murrakawa (1955) i Rottmann (1958). Usledio je niz merenja drugim metodama: Woodgate i Martin (1957, rezonanca atomskog snopa), Walther (1962, optički atomski snop),

Handrich i dr. (1969, ukrštanje nivoa), Luc i Gerstenkorn (1972, Fabry-Perotov i Fourierov spektrometar). Detaljan opis i poređenje različitih laboratorijskih metoda i tehnika dat je u članku Arimondo i dr. (1977). Beynon (1977) nije merio hfs, ali je izvršio ponovnu analizu svih ranijih merenja i preporučio vrednosti konstante A za 46 nivoa od kojih je za 14 nivoa konstanta A prvi put procenjena. Posebno je važno merenje cepanja osnovnog a^6S nivoa koje su objavili Davis i dr. (1971). To je ujedno i najpreciznije merenje cepanja nekog nivoa MnI koje je moguće naći u literaturi. Merenja hfs u visokoj rezoluciji laserskim tehnikama u kasnijim godinama preduzeli su Dembczyński i dr. (1979), Kronfeldt i dr. (1985), Brodzinski i dr. (1987) i Bašar i dr. (2003). Metodom Fourierove spektroskopije dobijeni su podaci, takođe u visokoj rezoluciji, objavljeni u radovima Lefévre, i dr. (2003) i Blackwell-Whitehead (2003, 2004).

Merenja „hiperfine strukture za linije od astrofizičkog interesa” koja su objavili Booth i dr. (1983) poslužila su kao početna inspiracija za ovaj rad. Naime, rezultati merenja hfs sreću se u literaturi u dva oblika: (1) kao svedeni podaci za cepanje energetskog nivoa (navode se konstante cepanja, najčešće samo A i ponekad B) i (2) kao podaci za cepanje spektralne linije (navode se relativni intenziteti komponenata hfs i razlike njihovih talasnih dužina u odnosu na najjaču komponentu; tipično za starije radove). Prvi oblik ima više fizičkog smisla, jer je cepanje linija posledica cepanja nivoa, ali je drugi oblik praktičniji za astrofizičke potrebe, jer pruža i informaciju o intenzitetima komponenata. Booth i dr. (1983) u svom članku izneli su rezultate za cepanja 53 linije MnI izmerena pomoću Fabry-Perotovog spektrometra.

U pokušaju da dođemo do što korektnijeg skupa podataka za hfs neutralnog mangana, odlučili smo da uporedimo podatke iz nekoliko nezavisnih izvora. U tu svrhu formirali smo tri referentna seta podataka:

(i) Booth i dr. (1983)- Kao što je već rečeno osnovna prednost ovih merenja je činjenica da su date laboratorijske vrednosti za relativne intenzitete komponenata hfs u odnosu na najjaču komponentu. Mana je nekoliko. Prvo, položaji komponenata takođe su dati u odnosu na najjaču komponentu, a ne u odnosu na centar mase, odnosno talasnu dužinu koju bi imala nepocepana linija. Drugo, i znatno ozbiljnije, navedene komponente hfs, nisu komponente koje predviđa teorija, već grupe komponenata objedinjenih nedovoljnom rezolucijom spektrometra. Prema autorima, komponente bliže od 0.5 pm nisu razdvojene. To predstavlja poseban problem u slučaju veoma slabih komponenata gde vrlo lako može doći do pogrešne identifikacije.

(ii) različiti autori - Drugi set podataka načinjen je od najboljih rezultata za konstante A i B koje se mogu naći kod različitih autora. Prednost ovog seta je u preciznosti merenja u visokoj rezoluciji i mogućnosti da se iz određenih vrednosti A i B u potpunosti rekonstruišu energije hf podnivoa, odnosno da se talasne dužine hf prelaza izračunaju na apsolutnoj skali. Mane su sledeće. Pre svega, ne postoje podaci za relativne intenzitete komponenata, odnosno za preraspodelu jačine oscilatora između komponenata. Ovaj problem se u izvesnoj meri može prevazići korišćenjem teorijskih vrednosti određenih po formuli (2.13) ili preuzetih iz tabele u dodatku 3 (Condon i Shortley, 1964). Ipak, ne sme se izgubiti iz vida da su tako dobijene vrednosti izračunate po jednostavnoj analogiji sa LS vezom. Zatim, ukoliko se cepanje linije računa iz cepanja gornjeg i donjeg nivoa, a podaci za cepanje tih nivoa su preuzeti iz različitih radova (što najčešće znači i da su dobijeni

potpuno različitim laboratorijskim tehnikama), postaje očigledan drugi problem ovog seta podataka - njegova nehomogenost.

(iii) White i Ritschl (1930) - Ovaj poslednji set nema posebnih prednosti, i često je kritikovan od strane kasnijih autora. Ipak, s obzirom na to da prethodno opisani setovi podataka imaju svoje mane, pokazalo se da merenja Whitea i Ritschla mogu da budu korisna u proceni greške kasnijih autora. Pretpostavljajući da se radi o najmanje tačnim merenjima, uzeli smo da ovaj set podataka definiše granicu uticaja različitih hfs merenja na izračunati profil, pa samim tim i granicu greške koju ova merenja unose u sintetisani spektar.

Poređenje dva referentna seta podataka

Da bi setovi podataka (i) i (ii) mogli da budu upoređeni, bilo je neophodno svesti ih na isti oblik. Iz praktičnih razloga izabrano je da oba seta budu pripremljena u obliku pogodnom za program Multi, a to znači da budu izračunati pomeraji talasnih dužina komponenata u odnosu na nepocepnu liniju (izraženi preko energija u cm^{-1}) i da jačine oscilatora budu podeljene u proporciji određenoj odnosom relativnih intenziteta komponenata. Takođe, pošto nije moguće razdvojiti grupe komponenata koje su merili Booth i dr. (1983), trebalo je izvršiti veštačko grupisanje komponenata dobijenih iz cepanja nivoa, tako da ova dva seta podataka postanu uporediva. Opisaćemo ukratko proceduru koju smo koristili rešavajući ovaj zadatak na primeru linije MnI 403.3 nm.

Osnovni podaci za ovu liniju, odnosno za njen gornji i donji nivo prikazani su u tabelama 4.1. i 4.2. (Corliss i Sugar, 1977, NIST db).

Tabela 4.1: Podaci za gornji i donji nivo prelaza MnI 403.3 nm /D = Davis i dr. (1971), FP = Fisher i Peck (1939), H = Handrich i dr. (1969), R = Rottmann (1958), W = Walther (1962), WR = White i Ritschl (1930), WM = Woodgate i Martin (1957)/

	gornji nivo (k)	donji nivo (i)
term	$z \ ^6P^o$	$a \ ^6S$
konfiguracija	$3d^5 \ (^6S) \ 4s4p \ (^3P^o)$	$3d^5 4s^2$
energija [cm^{-1}]	24788.05	0.00
J	5/2	5/2
Lande - g	1.875	2.00152
	20 WR	-2.41569 D
	18.5 FP	2.0 WR
$A[10^{-3} \text{ cm}^{-1}]$	15.52 W	0.0 FP
	19.83 R	2.5 WM
	15.58 H	
$B [10^{-3} \text{ cm}^{-1}]$	nema podataka	0.00063 D

Podaci Bootha i dr. (1983) za hfs linije MnI 403.3 nm dati su u tabeli 4.3. Sa $\Delta\lambda$ označeni su pomaci, a sa r_B relativni intenziteti grupa komponenata hfs u odnosu na najjaču grupu. Relativni intenziteti u odnosu na nepocepnu liniju r_B^* nađeni su po formuli:

Tabela 4.2: Verovatnoće prelaza A_{ki} , jačine oscilatora f_{ik} i vrednosti $\log(gf)$ za liniju MnI 403.3 nm prema različitim izvorima / N = NIST, K = Kurucz, T = Thévenin (1989), BC = Blackwell i Collins (1972) /

izvor	A_{ki} (10^8 s $^{-1}$)	f_{ik}	$\log(gf)$
N	$1.65 \cdot 10^{-1}$	$4.02 \cdot 10^{-2}$	-0.617
K	$1.65 \cdot 10^{-1}$	$4.02 \cdot 10^{-2}$	-0.618
T	$6.23 \cdot 10^{-2}$	$1.52 \cdot 10^{-2}$	-1.04
BC	$1.79 \cdot 10^{-1}$	$4.38 \cdot 10^{-2}$	-0.58

$$r_{Bi}^* = (r_{Bi} / \sum_i r_{Bi}) 100\%, \quad (4.1)$$

gde se sumiranje vrši po svim grupama komponentata. Ti podaci su takođe uneti u tabelu (4.3).

Tabela 4.3: Hiperfina struktura linije MnI 403.3 nm, prema Booth i dr. (1983).

i	$\Delta\lambda$ [pm]	r_B [%]	r_B^* [%]
1	0.00	100.0	30.7
2	1.43	81.6	25.0
3	2.58	63.5	19.5
4	3.48	45.3	13.9
5	4.09	26.9	8.2
6	4.37	8.9	2.7

Za formiranje drugog seta podataka uzeli smo, prema preporukama Beynona (1977) i Lefébvre i dr. (2003), za gornji nivo konstantu A koju je odredio Handrich i dr. (1969), a za donji nivo konstante A i B iz rada Davisa i dr. (1971). Kako je $J_k = 5/2$, sledi da će gornji nivo biti pocepan na šest komponentata (slovo l indeksira komponente nivoa),

$$F_{kl} = 5/2 + 5/2, \dots, 5/2 - 5/2 = 5, \dots, 0, \quad (4.2)$$

a ista situacija je i sa donjim nivoom ($J_i = 5/2$), te će i odgovarajući kvantni brojevi F_{il} imati iste vrednosti. Prema formuli koju smo ranije uveli za svaki od nivoa možemo da pronađemo cepanje energije za svaku od šest nađenih vrednosti F i sa vrednostima A , B i J za taj nivo:

$$E_{HFS} = \frac{1}{2}AK + \frac{3}{8}B \frac{K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I+1)(2J+1)}, \quad (4.3)$$

gde je $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$. Rezultati za oba nivoa nalaze se u tabeli 4.4.

Sledeći korak je da, primenjujući pravilo izbora $\Delta F = 0, \pm 1$, odredimo koje komponente hf prelaza su dozvoljene. Postoji ukupno 15 prelaza koji zadovoljavaju to pravilo (zapisani su u obliku $F_i \rightarrow F_k$): $1 \rightarrow 0, 0 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 1, 2 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 2, 3 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 3, 4 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 4, 4 \rightarrow 4, 5 \rightarrow 4, 4 \rightarrow 5$ i $5 \rightarrow 5$. Za

Tabela 4.4: Hiperfina struktura gornjeg i donjeg nivoa linije MnI 403.3 nm. Preciznost podataka određena je preciznošću laboratorijskog određivanja konstanta A i B .

F_{kl}	$E_{kl}[\text{cm}^{-1}]$	$F_{il'}$	$E_{il'}[\text{cm}^{-1}]$
0	24787.914	0	0.0211377
1	24787.929	1	0.0187218
2	24787.960	2	0.0138902
3	24788.007	3	0.0066429
4	24788.069	4	-0.0030198
5	24788.147	5	-0.0150979

svaki od tih prelaza možemo da izračunamo njegovu talasnu dužinu $\lambda_{ikl'}$ i razliku te talasne dužine i talasne dužine nepocepene linije, λ_{ik} :

$$\lambda_{ikl'} = \frac{hc}{E_k(F_{kl}) - E_i(F_{il'})}, \quad (4.4)$$

$$\Delta\lambda^* = \lambda_{ikl'} - \lambda_{ik}. \quad (4.5)$$

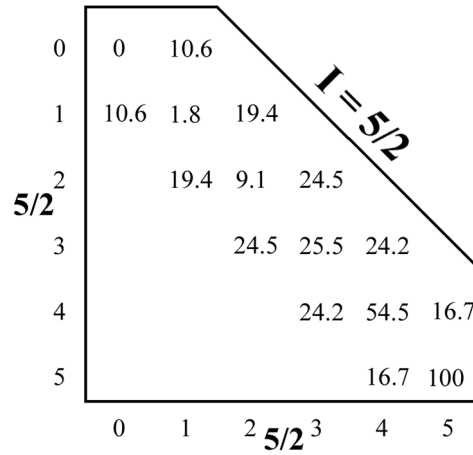
Rezultati ovog računa za MnI 403.3 nm dati su u tabeli (4.5).

Tabela 4.5: Hiperfina struktura linije MnI 403.3 nm.

$F_i \rightarrow F_k$	$\lambda_{ikl'} [\text{nm}]$	$\lambda_{ik} [\text{nm}]$	$\Delta\lambda^* [\text{pm}]$
1 \rightarrow 0	403.45828	403.45576	2.52
0 \rightarrow 1	403.45807	403.45576	2.31
1 \rightarrow 1	403.45803	403.45576	2.27
2 \rightarrow 1	403.45795	403.45576	2.19
1 \rightarrow 2	403.45752	403.45576	1.76
2 \rightarrow 2	403.45744	403.45576	1.68
3 \rightarrow 2	403.45732	403.45576	1.57
2 \rightarrow 3	403.45668	403.45576	0.92
3 \rightarrow 3	403.45656	403.45576	0.80
4 \rightarrow 3	403.45640	403.45576	0.65
3 \rightarrow 4	403.45555	403.45576	-0.21
4 \rightarrow 4	403.45539	403.45576	-0.37
5 \rightarrow 4	403.45519	403.45576	-0.56
4 \rightarrow 5	403.45412	403.45576	-1.63
5 \rightarrow 5	403.45393	403.45576	-1.83

Neophodno je sada da utvrdimo koliki su relativni intenziteti ovih 15 komponenta. U tu svrhu iskoristićemo deo tabele relativnih intenziteta u odnosu na najjaču komponentu u LS vezi, za vrednosti $J_i = J_k = 5/2$, slika (4.2). Rezultati se nalaze u tabeli (4.6).

Tek sada dolazimo do pravog problema. Ako uporedimo tabelu 4.3. za set podataka (i) sa tabelama 4.5. i 4.6. za set podataka (ii) uočavamo dve suštinske razlike. Prvo, u tabeli 4.3. imamo 6 grupa komponenta, a u druge dve tabele



Slika 4.2: Relativni intenziteti hfs komponenata u slučaju $J_i = J_k = 5/2$, prema Condonu i Shortleyu (1964).

imamo 15 komponenata hfs. I drugo, u tabeli 4.3. talasne dužine su date u odnosu na najjaču grupu komponenata, a u tabeli 4.5. u odnosu na nepocepenu liniju. Prvi problem ćemo rešiti tako što ćemo komponente dobijene iz seta (ii) grupisati tako da rekonstruišemo grupe posmatrane u setu (i). Taj postupak zvuči jednostavno, ali kod nekih linija predstavlja pravi puzzle koji treba rešiti. Postoje dva pokazatelja kako treba grupisati komponente: (1) bliske komponente pripadaju istoj grupi (po autorima podataka (i) rastojanje između komponenata iste grupe ne bi trebalo da bude veće od 0.5 pm) i (2) u slučaju kada je neka komponenta između dve grupe ili može da pripada i jednoj i drugoj, presuđujemo upoređivanjem sa relativnim intenzitetima grupa u setu (i).

U našem primeru, iz tabele 4.3. vidimo da je rastojanje između najjače ($i = 1$) i sledeće ($i = 2$) grupe jednako 1.43 pm. S druge strane, iz tabele 4.6. vidimo da najjača komponenta odgovara prelazu $5 \rightarrow 5$, a da je rastojanje između nje i komponente $5 \rightarrow 4$ jednako 1.27 pm. Između te dve komponente nalazi se i komponenta $4 \rightarrow 5$ koja je od $5 \rightarrow 5$ udaljena samo 0.20 pm. Prema tome, nameće se zaključak da komponente $4 \rightarrow 5$ i $5 \rightarrow 5$ čine grupu 1 u setu (i). Intenzitet grupe biće jednak zbiru intenziteta te dve komponente, a njen položaj računali smo kao srednju vrednost položaja komponenata uz relativne intenzitete kao težine:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\sum_l \lambda_l r_l}{\sum_l r_l}. \quad (4.6)$$

Tako grupisane komponente predstavljene su u tabeli 4.7. Dodatni problem sa ovakvim grupisanjem komponenata je što ga je veoma teško automatizovati. Ali ako uporedimo sada tabele 4.3. i 4.7, lako prepoznamo grupe po njihovim relativnim intenzitetima. U tabeli 4.3. udaljenost između dve najudaljenije grupe je 4.37 pm, a u tabeli 4.7. ta udaljenost iznosi 4.32 pm. To je, naravno, očekivano jer se radi o istom obrascu hfs.

Poslednji korak koji nam je preostao je da nađemo pomake $\Delta\lambda^*$ za set (i). Nažalost, jedini način da to uradimo je da iskoristimo poređenje tabele 4.3. i 4.7. i da transliramo podatke iz seta (i) prema setu (ii). Drugim rečima, na $\Delta\lambda_{(i)}$ za najjaču grupu dodajemo odgovarajuću vrednost $\Delta\lambda_{(ii)}^*$. Konačno, poređenje dva seta podataka prikazano je u tabeli 4.8.

Iako ovakvo slaganje deluje vrlo ohrabrujuće, treba napomenuti da je linija MnI

Tabela 4.6: Relativni intenziteti komponenata hfs linije MnI 403.3 nm u odnosu na najjaču komponentu prema Condonu i Shortleyu (1964).

$F_i \rightarrow F_k$	r_{CS} [%]
1 \rightarrow 0	10.6
0 \rightarrow 1	10.6
1 \rightarrow 1	1.8
2 \rightarrow 1	19.4
1 \rightarrow 2	19.4
2 \rightarrow 2	9.1
3 \rightarrow 2	24.5
2 \rightarrow 3	24.5
3 \rightarrow 3	25.5
4 \rightarrow 3	24.2
3 \rightarrow 4	24.2
4 \rightarrow 4	54.5
5 \rightarrow 4	16.7
4 \rightarrow 5	16.7
5 \rightarrow 5	100.0

403.3 nm izabrana kao primer zbog dobrog slaganja podataka i pravolinijske procedure. Za neke linije grupisanje komponenata je veoma komplikovano zbog isprepletanog redosleda komponenata, a za neke nije moguće potpuno jasno identifikovati pojedine grupe koje su posmatrali Booth i dr. (1983).

U odeljku 6.1. videćemo da variranje različitih setova hfs u modelu atoma nema previše uticaja na izgled sintetisanog spektra (slike 6.5 i 6.6).

4.1.3 Model atoma za Multi

Model atoma za program Multi veoma je složen. S jedne strane zahteva dosta vremena za pripremu podataka, ali sa druge omogućava preciznu analizu efekata koji učestvuju u formiranju spektra. Model se odnosi na samo jednu vrstu atoma (eventualno u različitim stanjima jonizacije) i nalazi se u datoteci koja se naziva `atom.x`, gde je ekstenzija obično oznaka atoma (na primer, `atom.mn` ili `atom.mg`). Datoteka se sastoji od zaglavlja, podataka o energetskim nivoima i blokova sa podacima o vezano-vezanim (b-b) i vezano-slobodnim (b-f) prelazima.

Zaglavlje - U prvom redu nalazi se oznaka atoma, u drugom njegova zastupljenost (vrednost je logaritamska u skali gde je $n_H = 12$) i atomska težina (u skali za ^{12}C , $A_{rel} = 12$). Zvezdica (*) na početku reda označava da se u tom redu nalazi komentar koji program ne čita. U sledećem redu nalaze se četiri broja: broj nivoa, ukupan broj prelaza koji se razmatraju detaljno, broj prelaza u kontinuum koji se detaljno računa i broj fiksiranih prelaza. Primer:

```
MnI
*   ABUND   AWGT
    5.390000   54.93800
        65           161           20           0
```

Tabela 4.7: Grupe komponenata hfs linije načinjene od podataka iz seta (ii).

grupa	komponente $F_i \rightarrow F_k$	r_{CS} [%] komp.	r_{CS} [%] grupe	r_{CS}^* [%]	$\Delta\lambda^*$ [pm] komp.	$\Delta\lambda^*$ [pm] grupe
1	4 \rightarrow 5	16.7	116.7	30.6	-1.63	-1.80
	5 \rightarrow 5	100.0			-1.83	
2	3 \rightarrow 4	24.2	95.4	25.0	-0.21	-0.36
	4 \rightarrow 4	54.5			-0.37	
	5 \rightarrow 4	16.7			-0.56	
3	2 \rightarrow 3	24.5	74.2	19.4	0.92	0.79
	3 \rightarrow 3	25.5			0.80	
	4 \rightarrow 3	24.2			0.65	
4	1 \rightarrow 2	19.4	53.0	13.9	1.76	1.66
	2 \rightarrow 2	9.1			1.68	
	3 \rightarrow 2	24.5			1.57	
5	0 \rightarrow 1	10.6	31.8	8.3	2.31	2.23
	1 \rightarrow 1	1.8			2.27	
	2 \rightarrow 1	19.4			2.19	
6	1 \rightarrow 0	10.6	10.6	2.8	2.52	2.52

Tabela 4.8: Poređenje seta (i) i seta (ii).

grupa	komponente $F_i \rightarrow F_k$	r_{CS}^* [%]	$\Delta\lambda_{(ii)}^*$ [pm]	r_B^* [%]	$\Delta\lambda_{(i)}^*$ [pm]	Δr^* [%]	$\Delta(\Delta\lambda^*)$ [pm]
1	4 \rightarrow 5	30.6	-1.80	30.7	-1.80	0.1	0.00
	5 \rightarrow 5						
2	3 \rightarrow 4	25.0	-0.36	25.0	-0.37	0.0	-0.01
	4 \rightarrow 4						
	5 \rightarrow 4						
3	2 \rightarrow 3	19.4	0.79	19.5	0.78	0.1	-0.01
	3 \rightarrow 3						
	4 \rightarrow 3						
4	1 \rightarrow 2	13.9	1.66	13.9	1.68	0.0	0.02
	2 \rightarrow 2						
	3 \rightarrow 2						
5	0 \rightarrow 1	8.3	2.23	8.2	2.29	-0.1	0.06
	1 \rightarrow 1						
	2 \rightarrow 1						
6	1 \rightarrow 0	2.8	2.52	2.7	2.57	-0.1	0.05

Energetski nivoi - Za svaki energetski nivo date su vrednost energije u cm^{-1} , statistička težina nivoa g_i , oznaka nivoa (do 20 karaktera pod navodnicima, ali taj podatak nije obavezan) i stanje jonizacije za svaki nivo. Na primer, nekoliko prvih nivoa i poslednji nivo (kontinuum) u datoteci za mangan izgledaju ovako:

```

0.0000000000E+000    6.000000    'a6S'    '    1
17052.2900000000    10.00000    'a6D'    '    1
17282.0000000000    8.000000    'a6D'    '    1
17451.5200000000    6.000000    'a6D'    '    1
17568.4800000000    4.000000    'a6D'    '    1
17637.1500000000    2.000000    'a6D'    '    1
18402.4600000000    6.000000    'z8Po'   '    1
18531.6400000000    8.000000    'z8Po'   '    1
18705.3700000000    10.00000   'z8Po'   '    1
(...)
59959.4000000000    7.000000   'contin'  2

```

Vezano-vezani radijativni prelazi - Prve dve kolone definišu prelaz tako što sadrže oznaku višeg i nižeg energetskog nivoa. Svaki je nivo označen svojim rednim brojem u prethodnom bloku. Na primer, dublet (1) MnI određen je kao

```

8 1 0.449E-04 150 20.00 1.00 0 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00
7 1 0.215E-04 150 20.00 1.00 0 0.486E+04 0.000E+00 0.000E+00

```

jer su gornji nivoi ova dva prelaza 7. i 8. po redu u gore navedenoj listi nivoa (18402 i 18531 cm^{-1}). U trećoj koloni nalazi se jačina oscilatora f_{ik} . Sledeće tri kolone sadrže broj frekventnih tačaka u kojima se računa profil za datu liniju, najdalju frekventnu tačku u jedinicama tipične doplerove širine (QMAX) i frekvenciju do koje su kvadrature tačke raspoređene linearno umesto logaritamski (Q0). U sedmoj koloni nalazi se parametar (IO) čije vrednosti mogu biti:

- IO = 0 normalna linija,
- IO = 1 normalna linija sa frekventno zavisnom pozadinom (za jake linije),
- IO > 1 broj linija u multipletu.

Sledeća kolona sadrži verovatnoću prelaza GA (A_{ki} u 10^8 s^{-1}), a poslednje dve kolone Van der Wallsov parametar GW, i radijativni damping parametar GQ. Ukoliko je IO > 1, u sledećih IO redova modela neophodno je navesti podatke za svaku komponentu multipleta: razliku energije između komponente i nepocepene linije (u cm^{-1}), relativni intenzitet komponente u odnosu na nepocepenu liniju, f_{ik} komponente, a poslednje tri kolone su iste kao u slučaju normalne linije. Na primer, za hiperfinu strukturu linije MnI 539.4 nm imamo:

```

8 1 0.449E-04 150 20.00 1.00 6 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00
  0.17376 0.2709 1.216E-05 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00
  0.05578 0.2291 1.029E-05 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00
 -0.04389 0.1874 8.416E-06 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00
 -0.12450 0.1457 6.543E-06 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00
 -0.18544 0.1043 4.682E-06 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00
 -0.22633 0.0626 2.809E-06 0.771E+04 0.000E+00 0.000E+00

```

Vezano-slobodni radijativni prelazi (fotojonizacija) - Verovatnoće za fotojonizaciju nalaze se zapisane u sledećem bloku datoteke. Za svaki radijativni b-f prelaz navedeni su sledeći podaci: identifikacija gornjeg (to je u ovom slučaju kontinuum) i donjeg nivoa, presek za fotojonizaciju u cm^2 , broj frekventnih tačaka i parametar QMAX:

- QMAX < 0, u datoteci se nalaze frekventne tačke u Å (počevši od praga za jonizaciju i opadajući) i odgovarajući preseki u cm^2 ,
- QMAX > 0, vrednost ovog parametra jednaka je najmanjoj talasnoj dužini, odnosno graničnoj frekvenciji u profilu.

Preseke za fotojonizaciju za različite frekventne tačke (QMAX<0) izračunali smo prema Vernerovoj formuli (Verner i Yakovlev, 1995):

$$\sigma_{nl}(E) = \sigma_0 F(E/E_0)\text{Mb.}$$

Funkcija F definisana je iz fita kao:

$$F(y) = [(y-1)^2 + y_w^2] y^{-Q} [1 + (y/y_a)^{0.5}]^{-P},$$

gde je n glavni kvantni broj ljuske, l je orbitalni kvantni broj podljuske, E je energija fotona u eV, $y = E/E_0$, a σ_0 , E_0 , y_w , y_a i P su parametri fita koji se daju za različite tipove atoma. Parametri σ_0 i E_0 služe za skaliranje funkcije $F(y)$ za određeni presek, a y_w , y_a i P glatko se menjaju za vrste atoma sa određenom podljuskom nl . Veličina Q definisana je izrazom $Q = 5.5 + l - 0.5P$. Vernerova formula izvedena je iz Hartree-Dirac-Slaterovog računa i analitički fituje presek za fotojonizaciju atoma i jona za sve podljuske nl osnovnog nivoa, a zasniva se na Kamrukovljevom aproksimativnom kriterijumu sličnosti (Kamrukov i dr, 1983). U našem modelu atoma ovaj pristup koristili smo samo za jonizaciju sa osnovnog nivoa. Na primer, u prvom redu je naznačeno da se za prelaz sa osnovnog nivoa (1) u kontinuum (65) zadaju eksplicitno preseki (QMAX = -1.0) u 20 frekventnih tačaka. U narednih 20 redova zadate su talasne dužine [Å] i preseki za svaku od tačaka:

65	1	0.10652671E-17	20	-1.00000
1667.80836488285			1.065267109705659E-18	
1647.80836488285			9.807043254211292E-19	
1627.80836488285			9.006822647663196E-19	
1607.80836488285			8.250697148776018E-19	
1587.80836488285			7.537365472466922E-19	
(...)				

U slučaju QMAX > 0, preseki za fotojonizaciju sa bilo kog nivoa računaju se prema generalisanoj Kramersovoj formuli za fotojonizaciju vodonikovog atoma (Karzas i Latter, 1961, vidi u Rybicki and Lightman, 1979; Gray, 1992):

$$\sigma_{bf} = \frac{512\pi^7 m e^{10} Z^4 g(\omega, n, l, Z)}{\sqrt{27} c h^6 n^5 \omega^3},$$

gde je m masa elektrona, e naelektrisanje elektrona, Z atomski broj, c brzina svetlosti u vakuumu, h Planckova konstanta, n kvantni broj nivoa, ω frekvencija fotona potrebnog za jonizaciju sa određenog nivoa i g uopšteni Gaunt faktor. U datoteku se upisuje pet kolona: redni broj gornjeg nivoa (kontinuum), redni broj donjeg nivoa, presek za fotojonizaciju, broj frekventnih tačaka i granična talasna dužina fotona potrebnog za jonizaciju [Å], na primer:

65	2	0.14654720E-14	5	2330.61607
65	3	0.14932658E-14	5	2343.16055
65	4	0.15142127E-14	5	2352.50499
65	5	0.15288856E-14	5	2358.99575
65	6	0.15375857E-14	5	2362.82334
(...)				

Fiksirani prelazi - Nakon b-f prelaza navode se, ukoliko postoje, fiksirani prelazi. (prelazi sa unapred zadanim poljem zračenja). Tu mogućnost nismo koristili u ovom radu i nećemo je ovde detaljnije opisivati.

Slede podaci za sudarne prelaze koje učitava funkcija **GENCOL**. Prvo se navode naziv ove funkcije, podatak za koliko su različitih temperatura date vrednosti preseka za sudarnu jonizaciju (CI) i vrednosti tih temperatura [K] (za vrednosti između njih vrši se interpolacija splajnovima):

```
GENCOL
TEMPERATURE
4    5000    7000    10000    15000
```

Vezano-vezani sudarni prelazi - U redu iznad podatka za svaki od sudarnih prelaza stoji parametar koji ukazuje na formulu koju Multi treba da upotrebi za izračunavanje verovatnoće. Mogućnosti su sledeće:

- **CE**, verovatnoća b-b sudarnih prelaza neutralnih atoma pri važi:

$$R(U-L) = CE * NE * G(L) * \text{SQRT}(TEMP) / G(U),$$
- **OHM**, verovatnoća b-b prelaza u sudaru jona:

$$R(U-L) = OHM * NE * 8.63E-6 / \text{SQRT}(TEMP) / G(U),$$
- **SEMI**, verovatnoća b-b sudarnih prelaza računa se korišćenjem formule Van Regemortera (Van Regemorter, 1962) na osnovu zadate jačine oscilatora,
- **CP**, verovatnoća b-b prelaza u sudaru sa protonima:

$$R(U-L) = CP * NP,$$
- **CH**, verovatnoća b-b prelaza u sudaru sa neutralnim vodonikom:

$$R(U-L) = CH * N(H I),$$
- **CI**, verovatnoća za b-f jonizaciju:

$$R(L-U) = CI * NE * \text{EXP}(-\text{DELTA}E/KT) * \text{SQRT}(T),$$
- **CALP**, verovatnoća sudara sa α česticama:

$$R(I-J) = CALP * N(NK)$$

U ovom radu za b-b sudarne procese korišćena je Van Regemorterova formula (opcija **SEMI**), te su u datoteci sa modelom atoma navedene vrednosti jačine oscilatora za odgovarajući prelaz, na primer:

```

SEMI
1 8 0.449E-04
SEMI
1 7 0.215E-04
SEMI
1 12 0.560E-01
SEMI
1 11 0.402E-01
( ... )

```

Vezano-slobodni sudarni prelazi (sudarna jonizacija) - Za verovatnoće sudarnih b-f prelaza izabrali smo opciju CI. U datoteci se zadaju vrednosti verovatnoće za sudarnu jonizaciju izračunate za zadate temperature na osnovu preseka za fotojonizaciju, po formuli (Jefferies, 1968; Seaton, 1962):

$$C_{ik} = 1.55 \cdot 10^{13} \sqrt{T} \frac{kT}{E_0} e^{-\frac{E_0}{kT}} n_e \sigma_{bf}.$$

Kao primer navodimo nekoliko redova iz datoteke:

```

CI
65 1 0.40811E-04 0.57135E-04 0.81622E-04 0.12243E-03
CI
65 2 0.18397E-03 0.25756E-03 0.36795E-03 0.55192E-03
CI
65 3 0.18847E-03 0.26386E-03 0.37694E-03 0.56541E-03
CI
65 4 0.19188E-03 0.26863E-03 0.38375E-03 0.57563E-03
( ... )

```

Konačno, model atoma završava se naredbom END posle koje obavezno sledi još jedan prazan red.

Glava 5

Model atmosfere

Osnove teorije modeliranja Sunčeve atmosfere izneli smo u najkraćim crtama u pog. 2.2.4. Sada ćemo nešto više pažnje pokloniti konkretnim modelima korišćenim u ovom radu.

5.1 Semiempirijski modeli Sunčeve atmosfere

5.1.1 HOLMUL

Holweger (1967) je, pretpostavljajući LTE, konstruisao model fotosfere i niže hromosfere koji reprodukuje neprekidni i linijski posmatrani spektar, kako u centru diska, tako i na limbu. U definisanju modela koristio je profile oko 900 linija (31 atom ili jon, najviše linija pripada FeI), intenzitet u kontinuumu i njihovu centar-limb varijaciju. Model je zadat u 29 tačaka atmosfere. Najdublja tačka ($\tau = 10$) je na $h = -65$ km, a najviša ($\tau = 10^{-7}$) na $h = 1300$ km. Za ovaj model karakteristično je da nema temperaturski minimum između fotosfere i hromosfere, tj. da temperatura u pomenutom intervalu dubina opada od 8540 K do 3900 K. I pored toga pokazalo se da je pretpostavka LTE dosta dobra, osim u slučaju rezonantnih linija i jakih linija na Sunčevom limbu. Zanimljivo je istaći i da je Holweger pri konstruisanju modela uzeo u obzir i hfs za 12 linija neutralnog mangana.

Popravku ovog modela objavili su Holweger i Müllerova (1974, HOLMUL). Izmene se uglavnom odnose na nove vrednosti zastupljenosti elemenata što je dovelo do toga da duboka fotosfera novog modela bude za 40 K hladnija. Efekti hidrodinamičkih fenomena malih razmera uračunati su preko mikroturbulencije. Pokazalo se da je ovaj model sasvim odgovarajući u mnogim problemima kao što je određivanje zastupljenosti elemenata. Model (τ , T , n_e i V_{turb} u funkciji h) prikazan je na slici 5.1.

5.1.2 VAL

Vernazza i dr. (1973, VAL1) opisali su računsku proceduru za postavljanje jed-nokomponentnog modela Sunčeve atmosfere koji obuhvata fotosferu, hromosferu i prelaznu oblast. Za atmosferu je pretpostavljena hidrostatička ravnoteža, ali ne i ravnoteža zračenja. Ovi autori rešavali su jednačinu prenosa i jednačine statističke ravnoteže za atom H sa 6 nivoa i atome CI i SiI sa 8 nivoa (svi radijativni prelazi tretirani su eksplicitno). Kontinualna apsorpcija i emisija računata su uzimajući u obzir NLTE doprinos atoma H, H⁻, SiI i CI, dok su drugi atomi i joni razmatrani u LTE. Profili izračunati na osnovu ovako definisanog modela dobro su se slagali sa

posmatranima u intervalu od 50.5 nm (EUV) do 1.5 cm (EIR). Temperaturski minimum ovog modela nalazio se na visini od 520 km i odgovarala mu je temperatura od 4100 K. Na visini od 1000 km vrednost temperature je rasla do 6000 K, a na 2200 km do 8500 K. Sa 2200 km počinjao je strm temperaturski rast u prelaznoj oblasti kojeg je prekidao samo plato širine 250 km i konstantne temperature (oko 20 000 K).

Isti autori objavili su prvu korekciju ovog modela (Vernazza i dr, 1976, VAL2) na osnovu novih merenja centralnog intenziteta i fluksa u opsegu 125 nm do 0.5 cm. Predstavili su dve verzije modela. Verzija M razvijena je metodom pokušaja i pogreške sve dok nije dobijeno slaganje sa svim dostupnim posmatranjima, a verzija L iz težnje da se eliminiše neslaganje između posmatranja i teorije oko 1600 nm, što odgovara oblasti od -50 do 0 km, dakle najdubljim slojevima fotosfere. Oba modela predviđaju minimalnu temperaturu od 4150 K, a male razlike između njih postoje samo u najdubljim i najvišim slojevima, gde je temperatura modela L nešto niža. Konačno, Vernazza i dr. (1981, VAL3) objavljuju seriju od šest modela za različite komponente koje se razlikuju po sjaju:

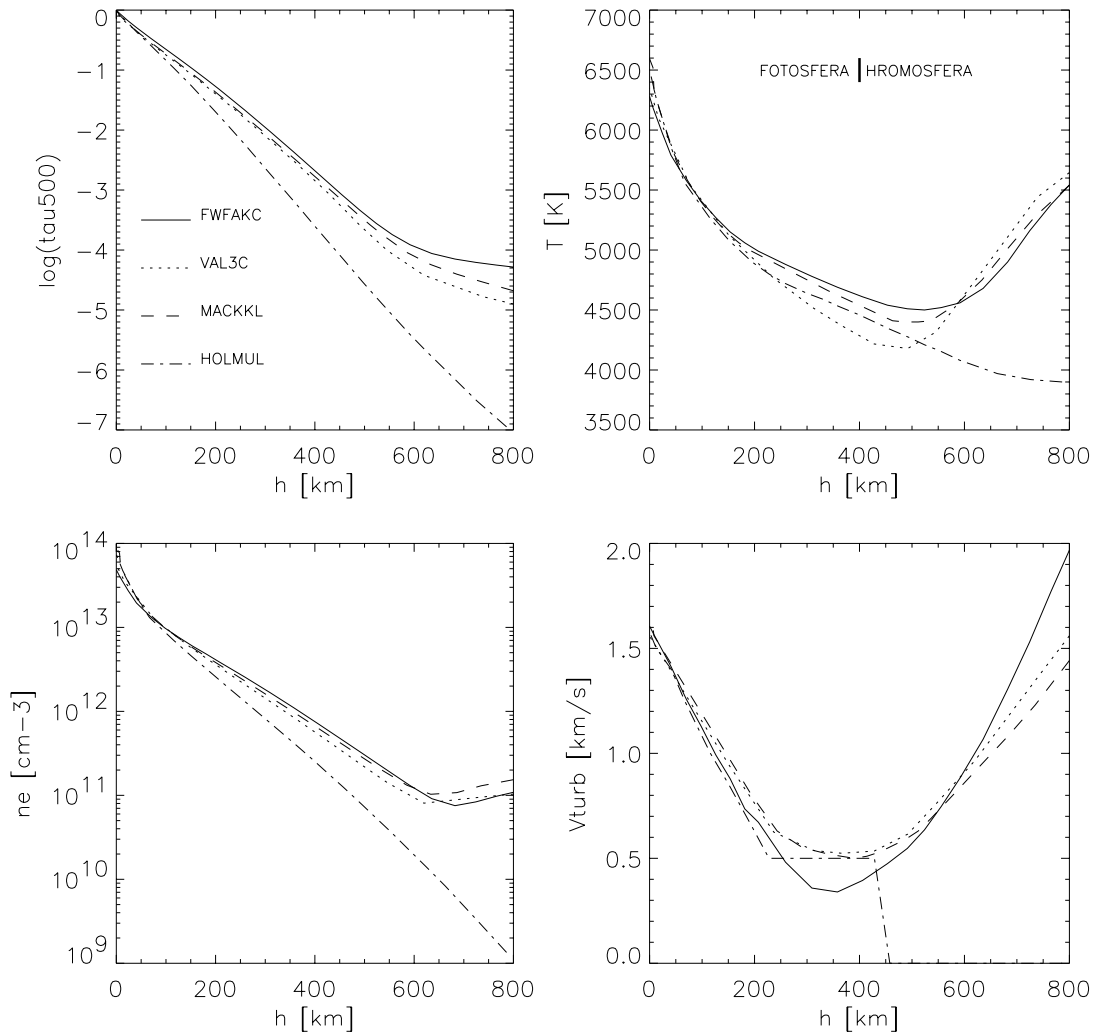
- A / unutrašnjost granularne ćelije,
- B / usrednjeni centar granularne ćelije,
- C / usrednjeno srednje Sunce,
- D / usrednjena mreža,
- E / sjajni element mreže i
- F / veoma sjajni element mreže.

Ovi modeli zasnovani su na posmatranjima nehomogene strukture hromosfere sa svemirske stanice Skylab u EUV oblasti spektra od 40 do 140 nm. Atome i jone za koje su izveli NLTE proračun, autori su podelili u dve grupe. U prvoj grupi¹ su se našli oni za koje je proračun međuzavisan jer obezbeđuju dovoljnu neprozračnost da utiču na raspodelu intenziteta u kontinuumu koja dalje ulazi u račun verovatnoća za fotojonizaciju. Za elemente ove grupe rešenje je traženo iterativnim putem do postizanja konvergencije. Takođe, elementi ove grupe su najveći donatori elektrona što utiče na ukupnu jonizacionu ravnotežu. Drugu grupu² čine elementi sa malo uticaja na neprozračnost u kontinuumu ili koncentraciju elektrona. Za njih su jednačine rešavane samo jednom kako bi se izračunati spektar uporedio sa posmatranjima. Jake rezonantne linije CaII i MgII korišćene su za određivanje raspodele mikroturbulentne brzine.

Za 52 nivoa u atmosferi, od duboke fotosfere (-75 km) do niže korone (2735 km) date su vrednosti temperature, mikroturbulentne brzine, koncentracije H i elektrona, ukupan pritisak (gasni + turbulentni), udeo gasnog pritiska i gustina gasa. Za VALC model koji smo koristili u ovom radu, na visini od 515 km se nalazi temperaturski minimum koji iznosi $T_{min} = 4170$ K. Ta je vrednost dobijena iz SiI i FeI UV kontinuumu (od 150 do 168 nm), gde su posmatranja, po mišljenju autora, najpouzdanija.

¹H, H⁻, Cl, SiI, FeI, MgI, AlI, He, HeII

²CaI, CaII, MgII, CII, SiII, OI, OII, NaI, BaI



Slika 5.1: Poređenje modela mirnog Sunca (u funkciji visine iznad sloja $\log \tau_{500} = 0$): $\log \tau_{500}$ (gore levo), temperatura (gore desno), elektronska koncentracija (dole levo), polje brzine (dole desno)

5.1.3 MACKKL

Maltby i dr. (1986, MACKKL) izveli su model za umbru Sunčeve pege u tri varijante: za ranu, srednju i poznu fazu Sunčevog ciklusa (odnosno, za tamnu, srednju i svetlu umbru). Pretpostavljena atmosfera tamnog jezgra umbre menja se tokom ciklusa na način saglasan sa posmatranjima za velike pege. Izračunati modeli mogu da objasne posmatranu promenu temperature umbre tokom ciklusa aktivnosti, a rani model (E) i pozni (L) predstavljaju granične slučajeve modela umbre.

Pored toga, autori su u istom radu ponudili novi referentni model mirnog Sunca izračunat u hidrostatičkoj ravnoteži, ne uzimajući u obzir spektralne linije. NLTE efekte tretirali su samo za jonizaciju vodonika. Model se zasniva na posmatranjima u intervalu od 135 do 168 nm, kao i mikrotalasnim merenjima i saglasan je sa posmatranjima linija CaII i MgII. Ovaj model, izračunat u 50 tačaka od -100 km do 2140 km, obuhvata fotosferu i nižu hromosferu. U većem delu fotosfere model prati

promenu VALC modela. U dubljim slojevima i u oblasti temperaturnog minimuma nudi poboljšanja. Temperature u fotosferi su nešto veće nego u slučaju VALC, a hromosferski rast je sporiji. Takođe, temperaturni minimum je na višoj temperaturi, $T_{min} = 4400$ K, i nalazi se u dve susedne tačke modela, na 503 i 528 km.

5.1.4 FAL

Najnovija serija modela dostupnih u literaturi konstruisana je na osnovama VAL serije. Fontenla i dr. (1990, FAL1) konstruisali su, pretpostavljajući HSE, tri teorijska modela zasnovana na proračunu energetskog balansa u prelaznoj oblasti. Modeli su napravljeni za delimično važenje NLTE uslova: zračenje može jako da odstupa od LTE, ali su odstupanja raspodele čestica od Maxwelllove raspodele ograničena. Jednačine statističke ravnoteže za H sa uračunatim efektima ambipolarne difuzije³ i jednačinu prenosa zračenja rešavali su simultano u svim prelazima u modelu sa četiri nivoa. Pokazali su i da ambipolarna difuzija ima veliki uticaj na određivanje jonizacije vodonika u nižem delu prelazne oblasti. Time je (uračunavanjem ambipolarne difuzije) nestala potreba za uvođenjem temperaturnog platoa na $T = 20000$ K koji su predviđali raniji modeli (VAL), ali za koji nije ponuđeno odgovarajuće objašnjenje. Za poređenje su korišćeni kontinuum usrednjenog mirnog Sunca i linije Lymanove serije.

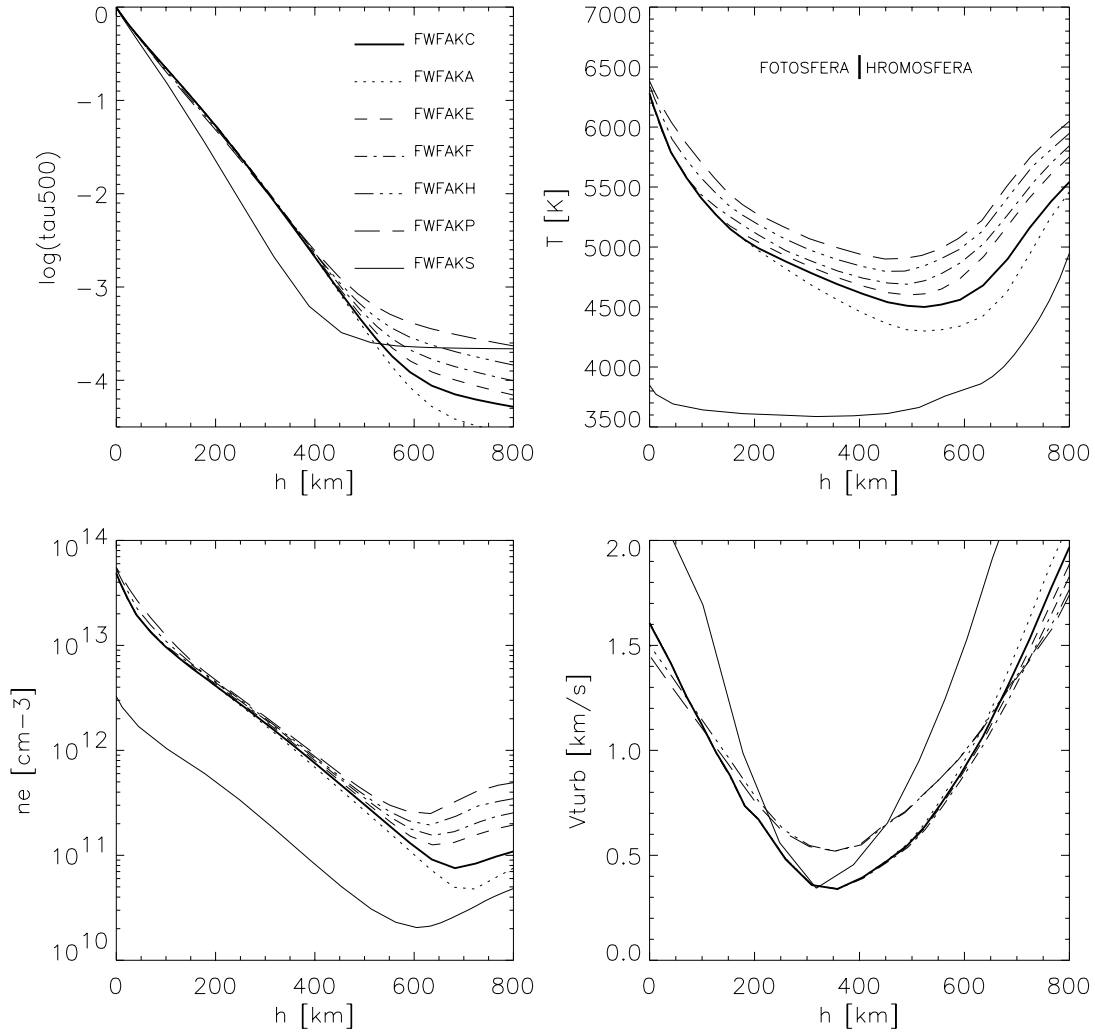
Sledeći rad istih autora (Fontenla i dr, 1991, FAL2) doneo je četiri nova modela koji su identifikovani kao odgovarajući za različite strukture u atmosferi (model A, unutrašnjost supergranule; C, mirno Sunce; F, sjajna mreža; P, plaža). U svim modelima je minimum temperature približno na 500 km visine, ali se temperatura hromosferskog platoa razlikuje od modela do modela. I za ove, ali i za druge modele iz iste serije koji su usledili, važno je naglasiti da su sve geometrijske visine date u odnosu na nivo za koji je $\log \tau_{500} = 0$. Dakle, ne postoji apsolutna skala visina, niti se ovaj referentni nivo mora odnositi na isti sloj u atmosferi za modele različitih struktura. Rad Fontenle i dr. (1993, FAL3) predstavlja popravljene verzije četiri FAL2 modela. Glavna razlika je uključivanje difuzije helijuma u jednačine SE.

Fontenla i dr. (1999, FWFAK) rešavali su problem promena u ukupnom fluksu Sunčevog zračenja i njegovoj spektralnoj raspodeli usled vremenske evolucije i promena raspodele različitih površinskih struktura tokom ciklusa aktivnosti. Za tu svrhu, na osnovu prethodno opisanih FAL modela, konstruisali su sedam modela koji predstavljaju različite strukture:

- A / unutrašnjost supergranule,
- C / usrednjena supergranula (mirno Sunce),
- E / usrednjena mreža,
- F / sjajna mreža,
- H / srednja plaža,
- P / sjajna plaža, i
- S / umbra.

Na osnovu tih modela računali su izlazno zračenje u nekoliko uskih spektralnih traka za svaki od modela i tako dobijene rezultate, sa težinama jednakim relativnim površinama koje pokrivaju odgovarajuće strukture, kombinovali su u

³Difuzija atoma (u ovom slučaju vodonikovih) u odnosu na protone i elektrone.



Slika 5.2: Poređenje FWFAK modela za različite strukture na Sunčevoj površini (u funkciji visine iznad sloja $\log \tau_{500} = 0$): $\log \tau_{500}$ (gore levo), temperatura (gore desno), elektronska koncentracija (dole levo), polje brzine (dole desno)

ukupno izlazno zračenje. Na osnovu procene o promenljivosti tih težina tokom ciklusa, autori su izračunali koliko iznosi promenljivost ukupnog zračenja u tim spektralnim trakama. Poređenje tog podatka sa posmatranjima pokazuje vrlo dobro slaganje.

Model C zadan je u 82 tačke (27 tačaka nalazi se između najdublje tačke i minimuma), a ostali modeli u 80 tačaka. Temperatura je definisana tako da obezbeđuje slaganje posmatranih linija i kontinuuma, a ne iz energetskog balansa. FWFAK modeli kao i FAL3 uključuju difuziju H i He u prelaznoj oblasti, ali brojne izmene u drugim slojevima uzrokuju i promene u ovoj oblasti. Fotosferski deo modela izračunat je na osnovu posmatranog kontinuuma u opsegu od 310 nm do $10 \mu\text{m}$. Razlike u odnosu na prethodne modele, posebno P i H, najizraženije su u dubokim slojevima i izvedene su iz različitih posmatranja. Iako su te razlike male, dovode do znatnih promena u ukupnom zračenju, jer najveći deo zračenja potiče upravo iz tih dubokih slojeva. Kod svih modela (osim pege, S) temperaturski minimum je oko

500 km, a najmanje temperature variraju od 4900 K (plaža) preko 4500 K (mirno Sunce) do 3586 K (pega). Model za pegu koji pokazuje najveća odstupanja upravo u niskoj hromosferi izveden je iz IR i vidljivog kontinuuma, a saglasan je i sa UV merenjima. Ipak ovaj model je najmanje pouzdan. Realne pege mogu biti veoma međusobno različite, a model S je napravljen (kao i MACKKL model M) za pegu sa velikom umbrom i razvijenom penumbrom. Takođe, autori naglašavaju da skala geometrijskih visina za ovaj model nije pouzdano utvrđena. U višoj hromosferi⁴ modeli zanemaruju postojanje izduženih dinamičkih struktura, kao što su spikule ili protuberance, koje nastaju pod jakim uticajem magnetnog polja.

U našem radu cilj nam je bio da pokažemo kako se formiraju linije MnI u modelu mirnog Sunca i da nađemo kako izgledaju profili ovih linija za različite strukture na Sunčevoj površini. Odlučili smo se da našu analizu zasnujemo na FWFAK modelima. Oni su zasnovani na najnovijim posmatranjima i zadani su u velikom broju tačaka, posebno u fotosferi i nižoj hromosferi gde očekujemo da se formiraju linije MnI. Takođe, profili izračunati u sedam različitih struktura mogu da posluže za procenu uticaja zastupljenosti različitih struktura na Sunčevom disku na promenu multipleta (1) tokom ciklusa aktivnosti. U odeljku 6.2, prikazali smo, između ostalog, poređenje sintetisanih profila u različitim modelima atmosfere. Kao referentni model koristili smo FWFAKC.

5.2 Model atmosfere za Multi

Pokretanje programa Multi zahteva unapred zadan model atmosfere koji se nalazi u datoteci `atmos.y` (`y` je naziv modela). Zaglavlje datoteke sadrži četiri linije: oznaku modela, oznaku skale dubina (ako je prvo slovo „M” skala je zadata preko mase po jedinici površine m , a ako je „T” zadata je preko standardne optičke dubine τ), gravitaciono ubrzanje na površini i broj tačaka u modelu:

```
falc
  MASS SCALE
* log g
  4.43775056
* NDEP
  82
```

Zatim slede podaci za svaku tačku: logaritam dubine (m ili τ), temperatura [K], elektronska koncentracija [cm^{-3}], brzina i turbulentna brzina [km/s]. Format podataka je slobodan, ali datoteka mora da se završava praznim redom. Podaci za nekoliko najviših slojeva u FWFAKC modelu izgledaju ovako:

```
-4.706466425E+00  1.000E+05  1.250218E+10  0.000E+00  1.293701E+01
-4.700951106E+00  9.560E+04  1.302849E+10  0.000E+00  1.287873E+01
-4.694531470E+00  9.082E+04  1.365303E+10  0.000E+00  1.281238E+01
-4.684287478E+00  8.389E+04  1.466998E+10  0.000E+00  1.270960E+01
-4.670918918E+00  7.593E+04  1.604225E+10  0.000E+00  1.258070E+01
( . . . )
```

⁴Viša hromosfera je, na primer, vidljiva u emisionim jezgrima MgII k i h linije.

Konačno, zadaju se i unapred izračunate naseljenosti nivoa atoma vodonika. Ukoliko se to ne učini, Multi će te naseljenosti postaviti na njihove LTE vrednosti. Naseljenosti se zadaju za pet vezanih nivoa vodonika i jonizovani vodonik:

```
*
* HYDROGEN POPULATIONS
* NH(1)      NH(2)      NH(3)      NH(4)      NH(5)      NP
  1.532E+05  8.536E+00  1.312E-01  8.664E-02  1.010E-01  1.592E+10
  1.887E+05  1.058E+01  1.605E-01  1.053E-01  1.223E-01  1.683E+10
  2.403E+05  1.352E+01  2.024E-01  1.316E-01  1.524E-01  1.794E+10
  3.524E+05  2.001E+01  2.923E-01  1.871E-01  2.152E-01  1.980E+10
  5.793E+05  3.345E+01  4.712E-01  2.940E-01  3.347E-01  2.243E+10
  (...)
```

Vrednosti naseljenosti mogu se preuzeti iz originalnog modela atmosfere ili se izračunati. Koristili smo ovaj drugi pristup postizući na taj način konzistentnost podataka korišćenih za atmosferu u Multiju. U tom slučaju, neophodno je prvo rešiti problem za atom vodonika sa 6 nivoa za model atmosfere bez zadatih naseljenosti. Zatim se iz rešenja (nalazi se u datoteci `out.x_y`) preuzimaju izračunate NLTE naseljenosti vodonika i ubacuju kao dodatak u model atmosfere. Tako formiran model atmosfere se dalje koristi za rešavanje problema drugih atoma.

Glava 6

Analiza rezultata

U ovoj glavi ćemo pokazati i analizirati rezultate sinteze spektralnih linija neutralnog mangana dobijene korišćenjem programa Multi. Ulazni parametri (modeli atoma, modeli atmosfere), kao i sam program detaljno su opisani u prethodnim glavama. Računati profili poređeni su sa posmatranima. Za poređenje koristili smo poznati Jungfraujoch atlas Sunčevog spektra (Delbouille i dr, 1973)¹ koji daje intenzitete u centru Sunčevog diska u funkciji talasne dužine u opsegu od 300 do 1000 nm.

U mnogo čemu ugledali smo se na izuzetan rad Brulsa i dr. (1992) u kojem su detaljno razmatrani NLTE efekti u spektrima alkalnih elemenata.

6.1 Uticaj hfs na profile linija MnI u NLTE

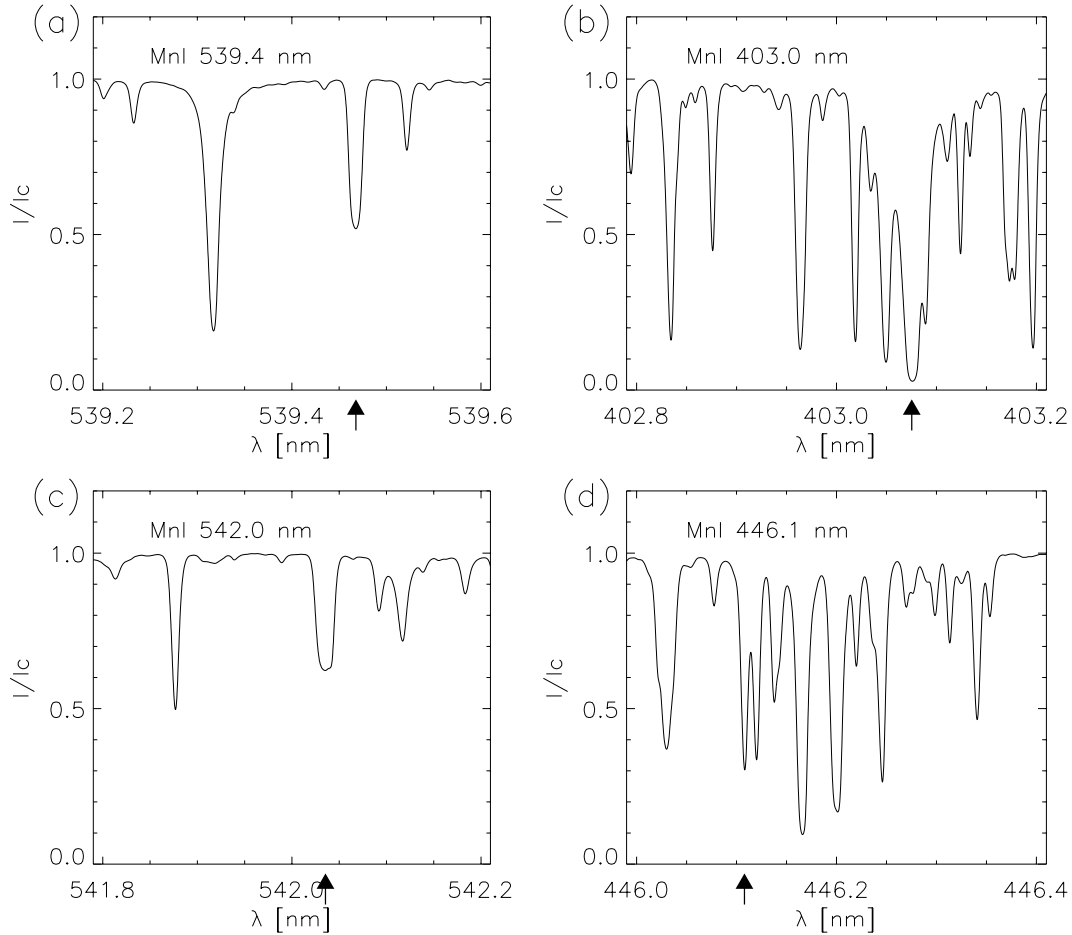
Reprezentativni model MnI koji smo konstruisali sadrži 64 energetska nivoa plus kontinuum, 161 b-b i 20 b-f prelaza. Od 37 prelaza za koje smo računali hfs, ovde ćemo detaljnije analizirati četiri linije sa različitim karakteristikama (tabela 5.1). Linije MnI 539.4 nm [1] i MnI 403.0 nm [2] rezonantne su, a MnI 542.0 nm [3] i MnI 446.1 nm [4] subordinantne. Linije [1] i [3] imaju relativno male, a [2] i [4] relativno velike vrednosti $\log(gf)$. Sve izabrane linije u vidljivom su delu spektra. Dve linije iz žuto-zelene oblasti su izolovane, sa dobro definisanim kontinuumom, linija [4] ima jaku blendu u crvenom krilu (to je takođe linija MnI), a linija [2] ima nekoliko jakih blendi koje pripadaju različitim elementima. Izgled ovih linija u spektru Sunca sa neposrednom okolinom širine 0.4 nm prikazan je na slici 6.1.

br.	λ [nm]	multiplet	termovi	E_i [cm ⁻¹]	E_k [cm ⁻¹]	$\log(gf)$
[1]	539.4677	1	a ⁶ S - z ⁸ P ^o	0.00	18531.64	-3.795
[2]	403.0753	2	a ⁶ S - z ⁶ P ^o	0.00	24802.25	-0.480
[3]	542.0355	4	a ⁶ D - y ⁶ P ^o	17282.00	35725.85	-1.462
[4]	446.1079	28	z ⁶ P ^o - e ⁶ D	24802.25	47212.06	-0.380

Tabela 6.1: Linije izabrane za detaljnu analizu

Proveravajući zaključak Abta (1952) o nužnosti uračunavanja hfs kada se traže teorijski profili manganovih linija, uporedili smo izračunate profile u slučaju kada

¹U elektronskom obliku ovaj atlas dostupan je pod imenom BASS2000 na internet adresi http://bass2000.obspm.fr/solar_spect.php. Atlas je dopunjen IR delom Kitt Peaka atlasa (Delbouille i dr, 1981) u intervalu od 1000 do 5400 nm.



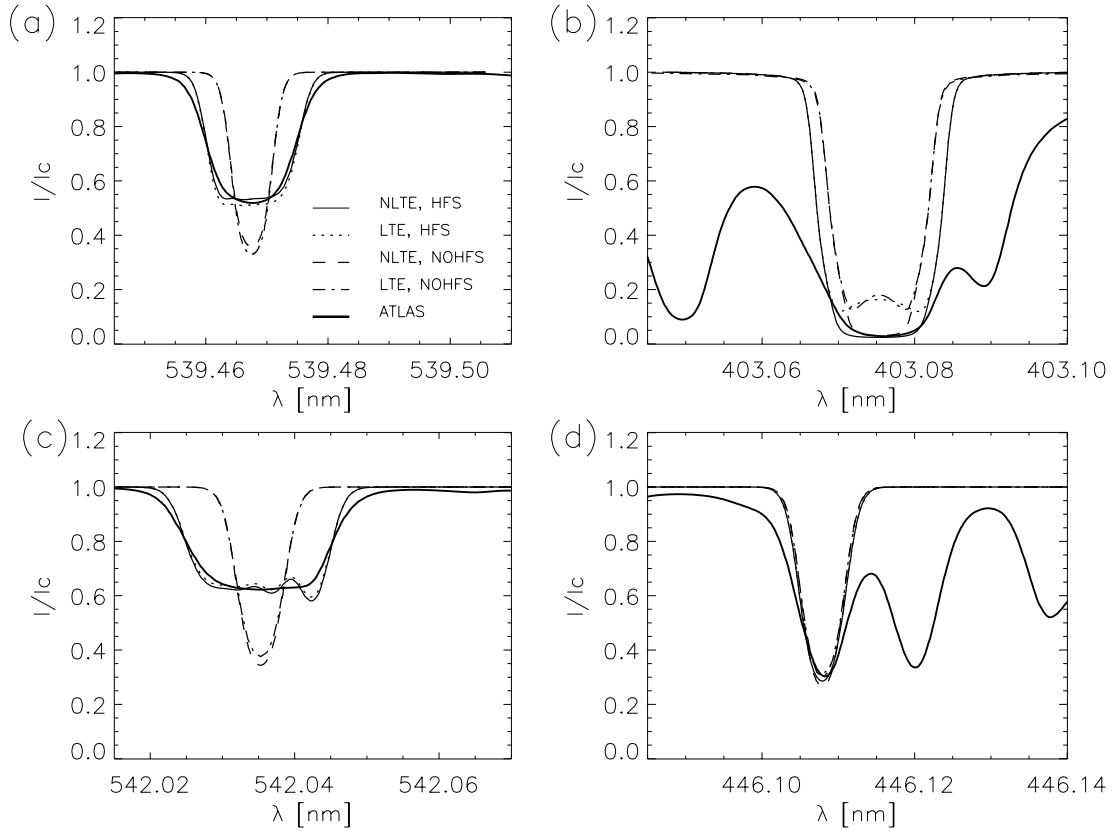
Slika 6.1: Izabrane linije MnI (označene strelicama) i njihovo okruženje u posmatranom spektru.

je hfs uzeta u obzir i kada nije. Iskoristili smo i mogućnost programa Multi da rešava problem prenosa zračenja u uslovima LTE ili NLTE, te smo uporedili tako dobijena četiri profila (slike 6.2 i 6.3). Pri tom smo se ograničili na upotrebu modela atmosfere FWFAKC koji se odnosi na mirno Sunce.

Na prvi pogled primećuje se da su profili izračunati u LTE i NLTE, bez efekta hfs, u slučaju linija [1] i [3] potpuno nesaglasni sa posmatranjima. To je i očekivano jer je kod ovih linija širina njihovog hf cepanja (11.5 pm i 16.9 pm, redom) uporediva sa FWHM odgovarajućih profila. Kod linije [2] takođe je uočljivo da profil sa hfs (širina 5.1 pm) bolje fituje profil iz atlasa, dok kod linije [4] gotovo da je uticaj uključivanja hfs (širina 3.6 pm) zanemarljiv. Razlika između uticaja hf cepanja na profil linija [2] i [4] može se objasniti rasporedom komponenata, odnosno grupa komponenata, hiperfine strukture. Kod linije [2] ovaj je raspored u obliku „zastavice”, a kod linije [4] sa najjačom komponentom u sredini.²

S druge strane, imamo i da je pri prelasku sa LTE računa na NLTE ponašanje različito od linije do linije. Kod linije [1] uključivanje NLTE izaziva smanjivanje centralne dubine linije za približno 0.025 u slučaju sa hfs, odnosno 0.03 u slučaju bez

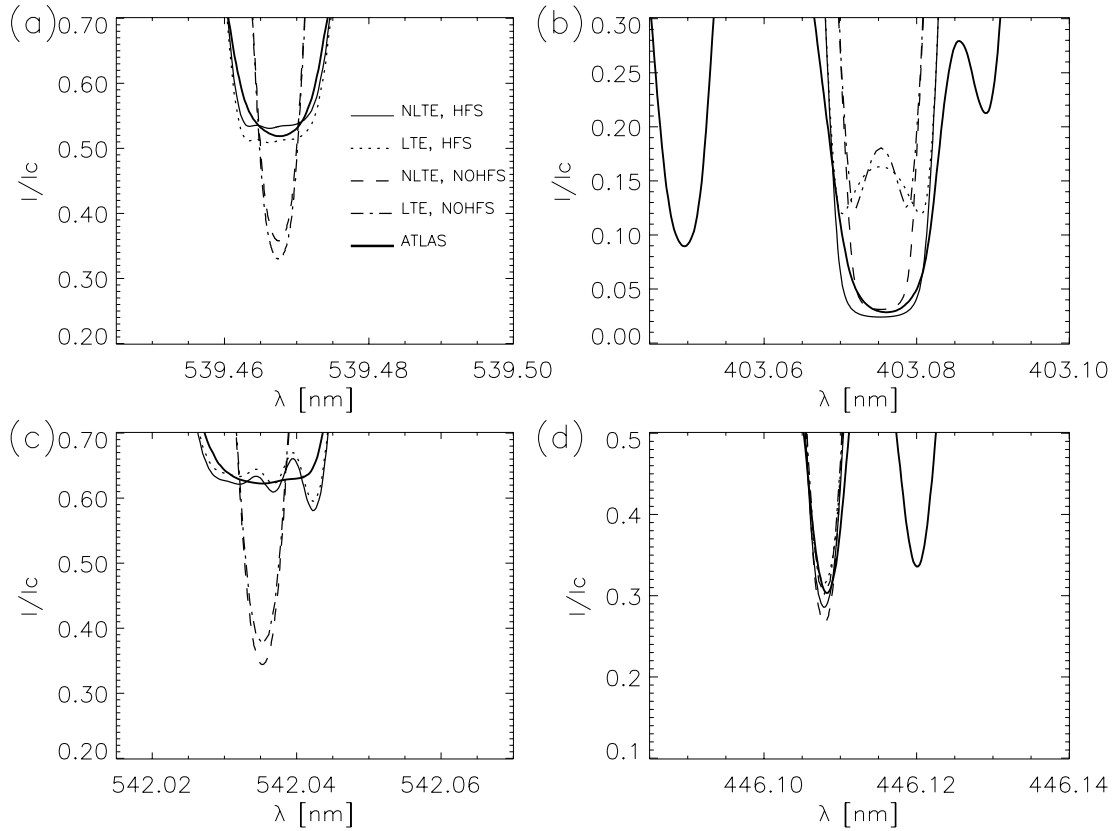
²Za raspravu o efektima različitih rasporeda komponenata hfs vidi kod Bootha i Blackwella (1983).



Slika 6.2: Poređenje izračunatih profila sa posmatranjima u slučajevima sa i bez hfs i uslovima LTE i NLTE: (a) 539.4 nm, (b) 403.0 nm, (c) 542.0 nm, (d) 446.1 nm

hfs. U oba slučaja krila ostaju gotovo nepromenjena. Situacija sa krilima slična je i kod ostalih izabranih linija, ali jezgra [3] i [4] pokazuju suprotnu promenu od jezgra [1]: kod obe linije NLTE spušta profil, a iznos promene je znatno manji nego kod [1]. Primetno je i da je kod linije [3] efekat uključivanja NLTE znatno veći u slučaju kada hfs nije uračunata. Na primer, za liniju [3] bez hfs promena iznosi 0.04, a sa hfs samo 0.01. Jezgro linije [2] u slučaju LTE (sa i bez hfs) prelazi u emisiju što je posledica korišćenja modela atmosfere sa hromosferskim delom.

Profili na slikama 6.2 i 6.3 izračunati su na osnovu modela atoma sa korigovanim vrednostima jačina oscilatora i sa hiperfinom strukturom zadatom prema setu podataka (ii) (vidi odeljak 4.1). Korigovane vrednosti jačina oscilatora, f_{ik} , nađene su metodom pokušaja i pogrešaka, poređenjem računatog i posmatranog spektra. Pri tom, važno je napomenuti da tako dobijene vrednosti za f_{ik} mogu, ali ne moraju, predstavljati realno tačnije atomske podatke. Mi ih usvajamo kao *ad hoc* vrednosti koje omogućavaju poklapanje računa sa posmatranjima, te jedino možemo da tvrdimo kako one predstavljaju za dati problem "najkorisnije", ali u opštem slučaju ne i najtačnije, vrednosti jačina oscilatora. Na slici 6.4 pokazani su rezultati sinteze profila izabranih linija sa različitim vrednostima f_{ik} nađenim u literaturi. Na primer, najplići profil linije [3] očigledno je dobijen sa potpuno promašenom verovatnoćom prelaza. Ta vrednost f_{ik} preuzeta je od Thévenina (1989) koji izričito naglašava da nije uzimao hfs u obzir, te predstavlja dobar pokazatelj kakve greške nastaju takvim postupkom. Vrednosti jačina oscilatora korišćenih pri sintezi profila na slici 6.4. date su u tabeli 6.2.

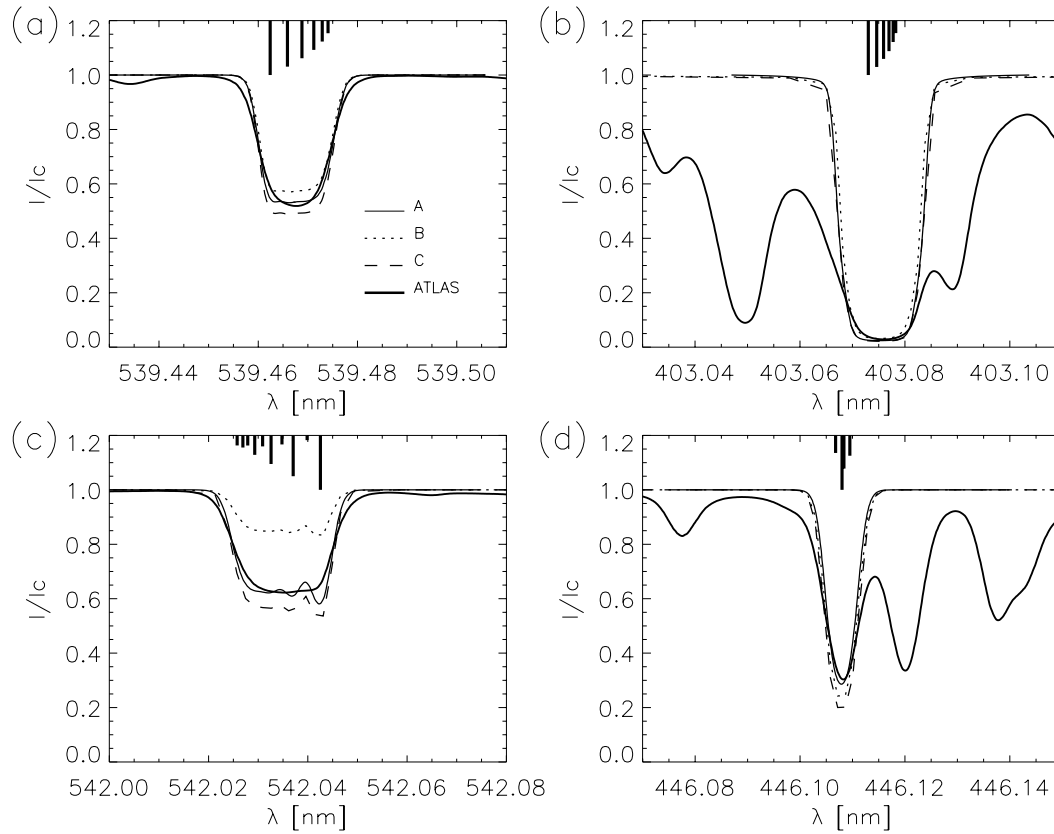


Slika 6.3: Isto kao prethodna slika: jezgra linija.

Konačno, za linije [1], [2] i [3] proverili smo kakav je uticaj različitih setova podataka za hfs cepanje. Za liniju [4] dostupni su samo podaci seta (ii). Profili sintetisani sa korigovanim vrednostima jačina oscilatora, u NLTE i sa modelom FWFAKC, a za različite setove hfs, prikazani su na slikama 6.5 i 6.6. Očigledno da je razlika u izračunatim profilima zanemarljiva. Kod linije [1] najveće je neslaganje na crvenoj strani jezgra, ali ni tu ne prelazi 1.5% između setova (i) i (iii), a set (ii) se nalazi između njih. U slučaju linije [2] slaganje setova (i) i (ii) je potpuno, dok set (iii) daje nešto širu liniju, ali ne menja njenu dubinu. Najveće rasturanje podataka primetno je kod linije [3], što ne iznenađuje, jer je hfs ove linije veoma široka, a raspored komponenata složen. Ovakav rezultat je ohrabrujući. Naime, on pokazuje da uticaj različitih laboratorijskih merenja za većinu linija nije previše bitan, a

br.	λ [nm]	f_{ik}		
		A	B	C
[1]	539.4677	$0.449 \cdot 10^{-4}$	$0.373 \cdot 10^{-4}$	$0.523 \cdot 10^{-4}$
[2]	403.0753	$0.560 \cdot 10^{-1}$	$0.170 \cdot 10^{-1}$	$0.619 \cdot 10^{-1}$
[3]	542.0355	$0.330 \cdot 10^{-2}$	$0.104 \cdot 10^{-2}$	$0.431 \cdot 10^{-2}$
[4]	446.1079	$0.300 \cdot 10^{-1}$	$0.404 \cdot 10^{-1}$	$0.507 \cdot 10^{-1}$

Tabela 6.2: Različite vrednosti jačina oscilatora za izabrane linije. Vrednosti A dobijene su korekcijom (vidi tekst), a vrednosti B i C potiču iz literature (vidi dodatak 2).

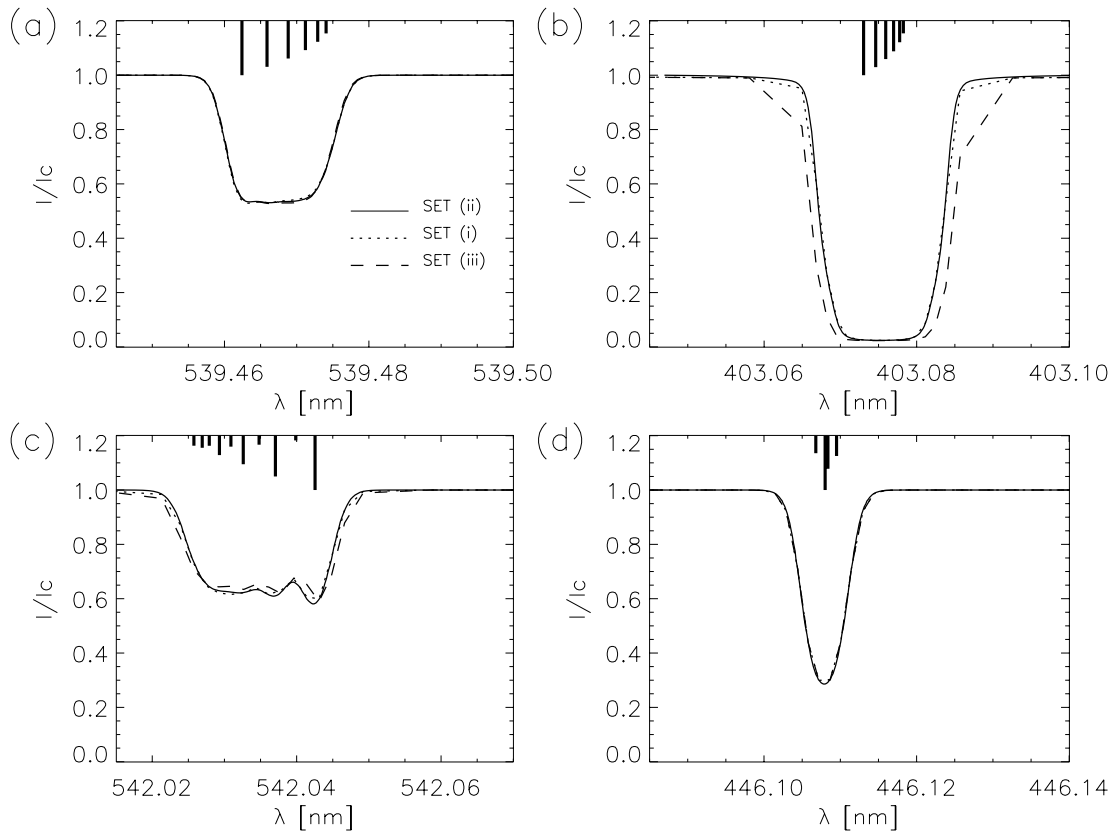


Slika 6.4: Uticaj različitih vrednosti f_{ik} na profile linija: (a) 539.4 nm, (b) 403.0 nm, (c) 542.0 nm, (d) 446.1 nm

pride opravdava naše korišćenje seta (ii) uprkos činjenici da je taj set sastavljen od podataka iz različitih izvora. Kako najveće odstupanje profila izračunatih iz seta (iii) (zasnovanog na merenjima iz 1930. godine za koji subjektivno pretpostavljamo da je najmanje tačan) u odnosu na neki od druga dva seta iznosi ispod 2.5%, tu vrednost možemo utvrditi kao procenu gornje granice greške do koje na našem uzorku od 37 linija dolazi usled nedovoljno precizno određenih konstanti hf interakcije. Vidimo i da su razlike koje nastaju usled neodređenosti jačina oscilatora daleko veće.

Na slici 6.7 prikazani su, poređenja radi, izračunati profili za još četiri manganove linije: MnI 543.2 nm, MnI 547.0 nm, MnI 551.6 nm i MnI 553.7 nm. Prva pripada dubletu (1), ostale tri multipletu (4). Sve pokazuju veoma dobro slaganje između izračunatog i posmatranog profila i vrlo slično ponašanje kao linije MnI 539.4 nm i MnI 542.0 nm koje smo izabrali kao predstavnike ovih multipleta.

Iz navedenih primera videli smo da je uticaj hfs na profile različit kod linija iz različitih multipleta. To potvrđuje i slika 6.8 na kojoj je za naših 37 linija prikazana razlika između ekvivalentnih širina profila sa i bez uračunate hfs u funkciji ekvivalentne širine profila sa uračunatom hfs. Tačke koje pripadaju komponentama istog multipleta grupišu se oko jedne grane, odnosno linije na grafiku, prateći raspodelu relativnih intenziteta u okviru multipleta. Multipleti sličnih jačina (kao što su to (1) i (4)) leže na istoj grani. Sa povećanjem EW smanjuje se relativni uticaj hfs na EW linije (to smo videli već na primeru linije MnI 403.0 nm). Tačke multipleta (28) pokazuju nešto veću disperziju što se može pripisati činjenici da za neke od njih nije izvršena korekcija jačine oscilatora prema posmatranjima zbog brojnih blendi



Slika 6.5: Uticaj različitih podataka za hfs na profile linija: (a) 539.4 nm, (b) 403.0 nm, (c) 542.0 nm, (d) 446.1 nm. Vertikalne duži predstavljaju položaje i relativne intenzitete komponenata hfs.

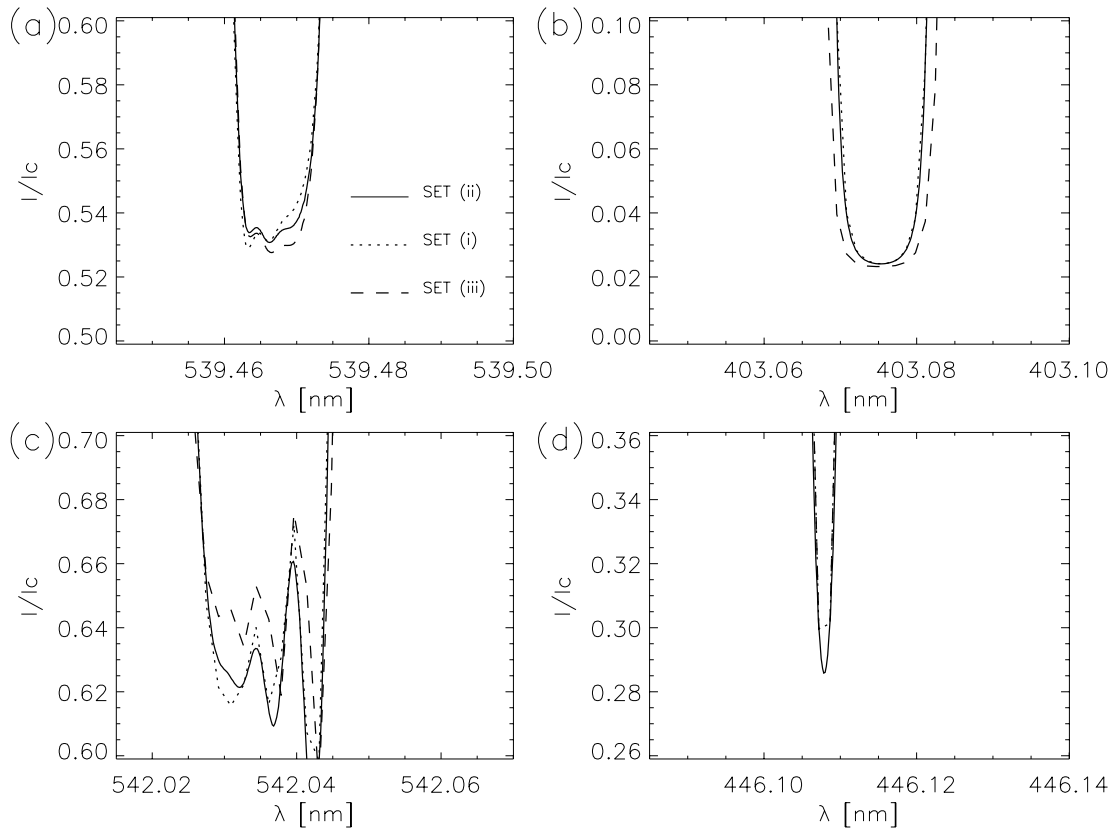
u tom delu spektra. Multiplet (UV1) na slici 6.8 izdvaja se velikom EW linija i potpuno zanemrljivim uticajem hfs na EW. Iako je takav rezultat očekivan, treba imati na umu da nije izvršeno poređenje ovog multiplleta sa posmatranjima³. Još uočljivija je raspodela tačaka po multiplletima na slici 6.9 gde je razlika EW(HFS) - EW(NO HFS) prikazana u funkciji $\log(gf)$ prelaza.

6.2 Uticaj različitih modela atmosfere

Na izračunate profile veliki uticaj ima izbor modela atmosfere. Kao što je obrazloženo u poglavlju 5, u ovom radu odlučili smo se za korišćenje FWFAK serije modela za različite strukture na Sunčevoj površini. Poređenje profila četiri izabrane linije izračunate u različitim modelima mirnog Sunca dato je na slici 6.10.

Profili linija [1], [3] i [4] izračunati sa VAL3C modelom su dublji, a sa HOLMUL modelom plići od profila izračunatih sa FWFAKC modelom. Sa MACKKL modelom dobijaju se profili vrlo slični onima sa FWFAKC modelom. To je u najvećoj meri posledica različitih raspodela temperatura ovih modela. Naime, modeli FWFAKC i MACKKL se gotovo poklapaju u fotosferi gde pretpostavljamo da se ove linije formiraju, s tim da MACKKL ima nešto hladniji temperaturski minimum

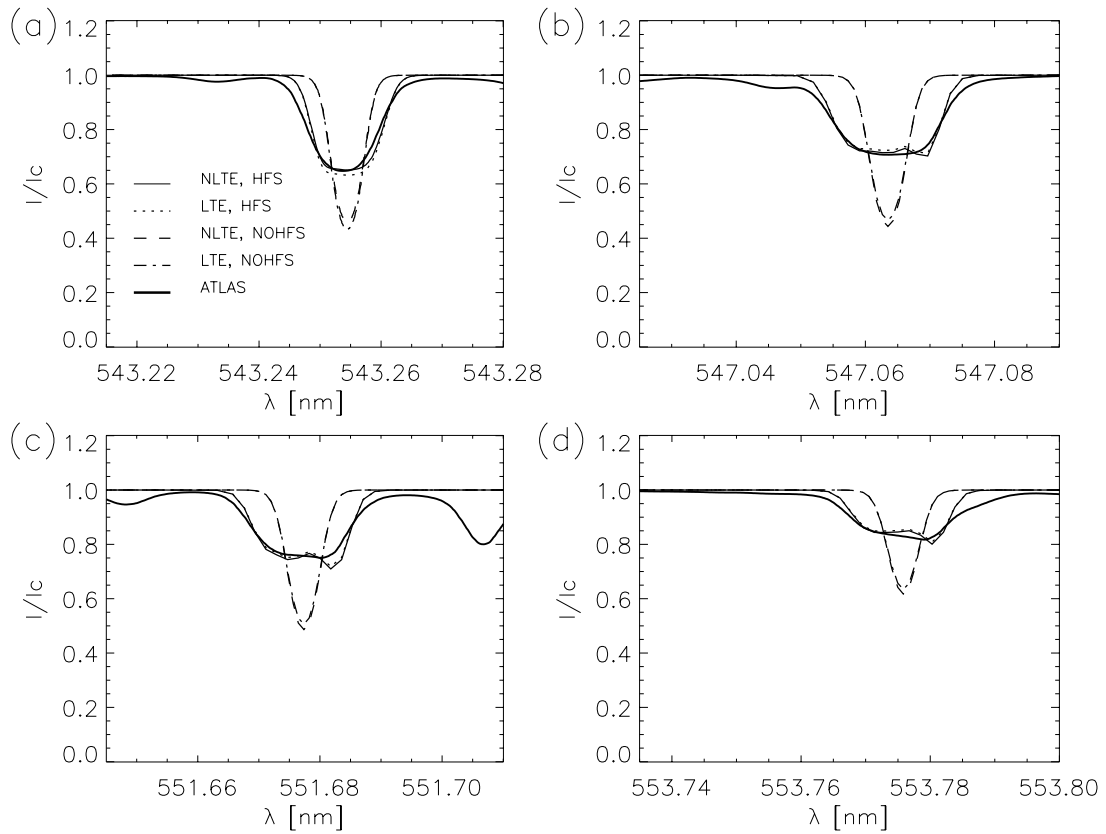
³Pre svega, te se linije nalaze van opsega Jungfrauoch atlasa, ali sve i da se nalaze u atlasu, njihove profile u potpunosti prekrivaju jake linije MgII k i h.



Slika 6.6: Isto kao i prethodna slika: jezgra linija (a) 539.4 nm, (b) 403.0 nm, (c) 542.0 nm, (d) 446.1 nm

($T_{min} = 4400$ K). Minimum VAL3C modela je još niži ($T_{min} = 4170$ K), a gradient temperature u dubokoj fotosferi nešto strmiji. Nasuprot tome, čisto fotosferski HOLMUL model uopšte nema minimum i to se očekivano manifestuje podizanjem profila fotosferskih linija [1], [3] i [4], odnosno spuštanjem profila hromosferske linije [2]. Iako je očigledno da HOLMUL model ne odgovara realnoj raspodeli temperature u atmosferi Sunca, vidimo da on daje dosta dobre rezultate. Sličan efekat pri korišćenju ovog modela opisan je za slučaj LTE sinteze profila FeI (Rutten i Kostyk, 1982), što je objašnjeno načinom na koji je sam model konstruisan.

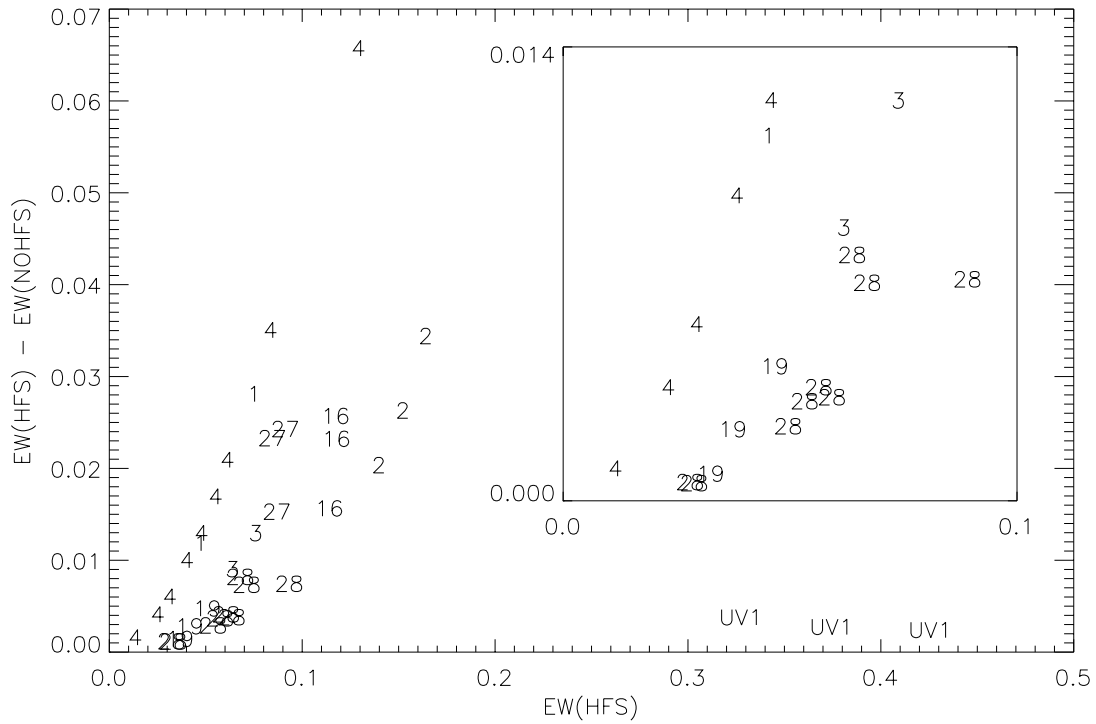
Na slici 6.11 prikazano je poređenje profila četiri izabrane linije izračunate u različitim modelima FWFAK serije. Najplići je profil usrednjene mreže (E), zatim slede usrednjena plaža (H), sjajna mreža (F), sjajna plaža (P), usrednjena supergranula (C), unutrašnjost supergranule (A) i umbra (S). Ako pogledamo kako izgleda raspodela temperature u ovim modelima (slika 5.2), vidimo da u istom ovom redosledu opada temperatura u minimumu. Profil izračunat za Sunčevu pegu (S) odgovara širokom i hladnom, dubljem minimumu u odgovarajućem modelu. Takvo ponašanje je očekivano, ali uverljivost ovih rezultata za različite strukture traži i posmatračku proveru. Jedina posmatranja koja su nam bila dostupna, za plažu i umbru (Andriyenko, 2004), pokazuju načelno slaganje kod linije MnI 539.4 nm. Zanimljivo je da profil snimljen u plaži AR0424 odgovara profilu izračunatom u modelu usrednjene plaže (H), a onaj snimljen u plaži AR0431 profilu dobijenom u modelu sjajne plaže (P). Profil koji je Andriyenko snimio u umbri AR0087 dublji je od onog koji smo mi izračunali u modelu (S), ali je EW približno jednaka. Treba imati na umu i da što su manje linearne dimenzije proučavane strukture u odnosu



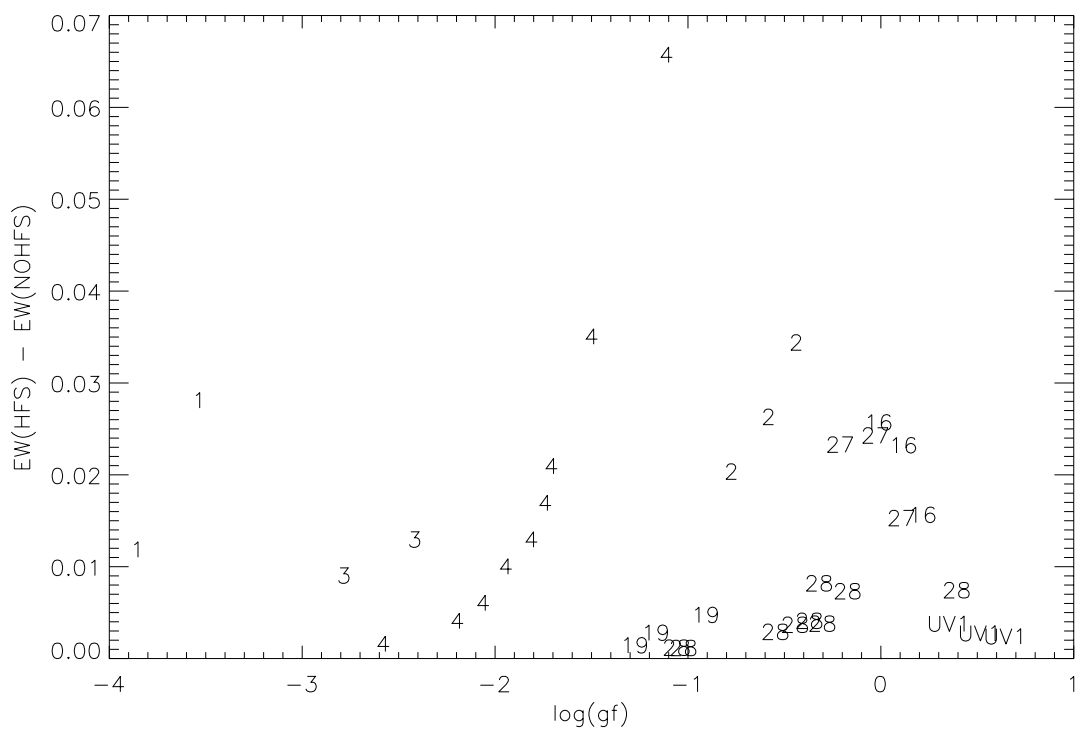
Slika 6.7: Uticaj uključivanja efekata hfs i NLTE na linije: (a) 543.2 nm, (b) 547.0 nm, (c) 551.6 nm, (d) 553.7 nm

na raspodelu po dubini, korišćenje usrednjenog semiempirijskog modela ima manje smisla.

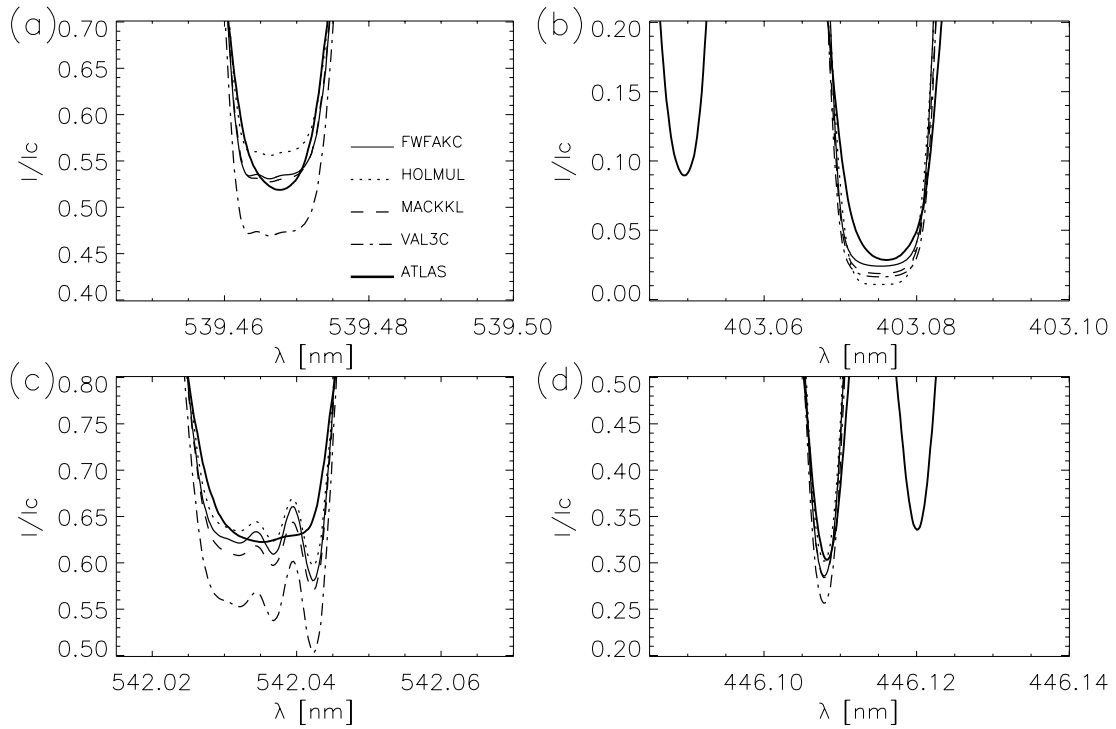
U svakom slučaju, profili izračunati u različitim FWFAK modelima biće korišćeni u daljem radu na proučavanju uticaja zastupljenosti različitih struktura na Sunčevoj površini na promenu manganovih linija tokom ciklusa (vidi hipotezu (2) u odeljku 1.2), ali se na tome u ovom radu nećemo više zadržavati.



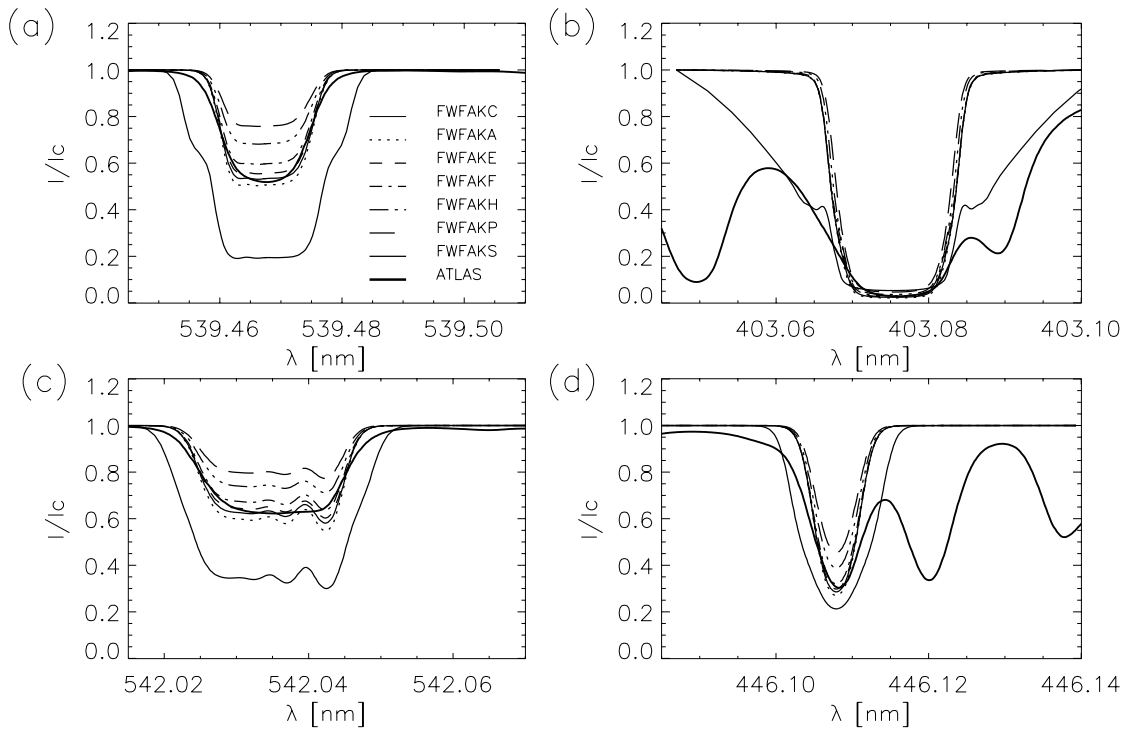
Slika 6.8: Promena ekvivalentne širine kada se u obzir uzme efekat hfs u zavisnosti od ekvivalentne širine linije (brojevi predstavljaju odgovarajuće multiplete).



Slika 6.9: Promena ekvivalentne širine kada se u obzir uzme efekat hfs u zavisnosti od jačine oscilatora prelaza (brojevi predstavljaju odgovarajuće multiplete).



Slika 6.10: Poređenje profila izračunatih u četiri različita modela mirnog Sunca sa posmatranim profilom: (a) 539.4 nm, (b) 403.0 nm, (c) 542.0 nm, (d) 446.1 nm



Slika 6.11: Poređenje profila izračunatih u FWFAK modelima za različite strukture na Sunčevoj površini sa posmatranim profilom: (a) 539.4 nm, (b) 403.0 nm, (c) 542.0 nm, (d) 446.1 nm

6.3 NLTE efekti u formiranju linija MnI

Pre nego što krenemo dalje, citiraćemo Carlssona (1992): „... Želim da istaknem potrebu da se poračuni razumeju. Nije dovoljno ubaciti atomski i atmosferski model, proći kroz njih NLTE kodom i uporediti sa posmatranjima. Važno je pokušati razumeti procese uključene u određeni problem, kako bi se utvrdila ispravnost korišćenih pretpostavki i atomskog modela.” Sledeći ovu poruku, pokazaćemo ovde neke od standardnih veličina koje se koriste u astrofizičkoj spektroskopiji primenjene na izabrane linije neutralnog mangana i pokušaćemo da identifikujemo, makar samo fenomenološki, neke od NLTE efekata koji učestvuju u formiranju ovog rezonantnog dubleta. U analizi koja sledi zadržali smo se na fotosferi i nižoj hromosferi, između 0 i 800 km iznad sloja sa $\log\tau_{500} = 1$. U odeljku 6.4. videćemo da je takav izbor sasvim opravdan s obzirom na oblast u kojoj se formiraju linije multiplleta (1). Prvo ćemo pokazati poređenje osnovnih veličina važnih pri formiranju linije za četiri odabrana prelaza i dva različita modela mirnog Sunca, FWFAKC i HOLMUL. Potom ćemo pokazati kakav uticaj imaju različita skraćivanja modela atoma na profil linije MnI 539.4 nm.

Na slikama 6.12 - 6.15 prikazani su rezultati pojedinačno za svaku od četiri izabrane linije: naseljenosti gornjeg i donjeg nivoa prelaza (gornji red), koeficijenti odstupanja za te nivoe (srednji red), funkcija izvora S i Planckova funkcija B (donji red), odnosno rezultati za FWFAKC model (leva kolona) i HOLMUL model (desna kolona). Obično se umesto naseljenosti nivoa u LTE (n^*) i u NLTE (n) koristi njihov odnos, koeficijent odstupanja $b = n/n^*$. Ta veličina direktno govori o uticaju NLTE efekata na funkciju izvora u liniji. Naime, ako uporedimo funkciju izvora u liniji sa Planckovom funkcijom, vidimo da je taj odnos jednak:

$$\frac{S^l}{B_\nu(T)} = \frac{b_k}{b_i} \frac{1 - e^{-h\nu/kT}}{1 - (b_k/b_i)e^{-h\nu/kT}}, \quad (6.1)$$

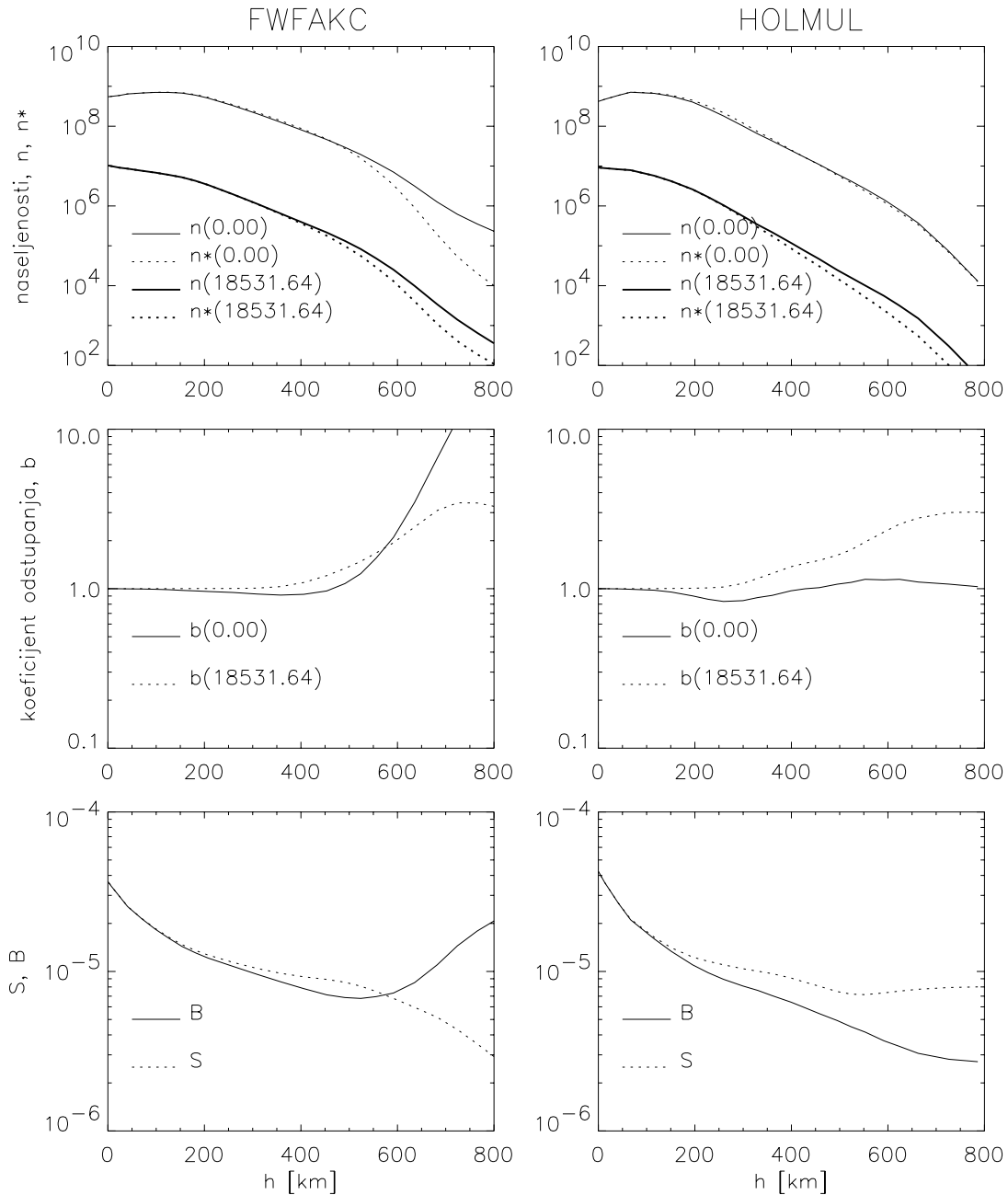
a kako je NLTE korekcija za stimulisanu emisiju reda nekoliko procenata dobijamo:

$$\frac{S^l}{B_\nu(T)} \approx \frac{b_k}{b_i}. \quad (6.2)$$

Uporedimo grafike za sve četiri izabrane linije i šest nivoa između kojih se ti prelazi ostvaruju. Vidimo (slika 6.12) da u modelu FWFAKC koeficijent odstupanja nivoa a^6S , b_{a6S} , brzo raste na visinama iznad temperaturskog minimumuma, što je posledica veće naseljenosti⁴ u NLTE ($n > n^*$), dok u HOLMUL modelu ovaj koeficijent ostaje približno konstantan. U oba modela atmosfere primetno je prvo malo udubljenje b_{a6S} na visinama ispod temperaturskog minimuma. Promena koeficijenta odstupanja nivoa z^8P^o slična je u oba modela i pokazuje porast do visine od približno 700 km, nakon čega sledi opadanje. Nasuprot tome (slika 6.13), koeficijent odstupanja b_{z6P} u FWFAKC modelu ostaje gotovo konstantan, dok u HOLMUL modelu brzo opada u oblasti iznad 350 km.

Planckova funkcija B_ν u oba modela, naravno, prati promenu temperature. Kako je b_{a6S} u HOLMUL modelu praktično konstantan, jasno je zašto u tom modelu funkcija izvora u linijama [1] i [2] je pod dominantnim uticajem koeficijenata odstupanja gornjih nivoa, b_{z8P} i b_{z6P} . To dovodi do različitog ponašanje funkcije izvora u ove dve linije u slučaju HOLMUL modela: u liniji [1] imamo da je $S^l > B_\nu$, a u

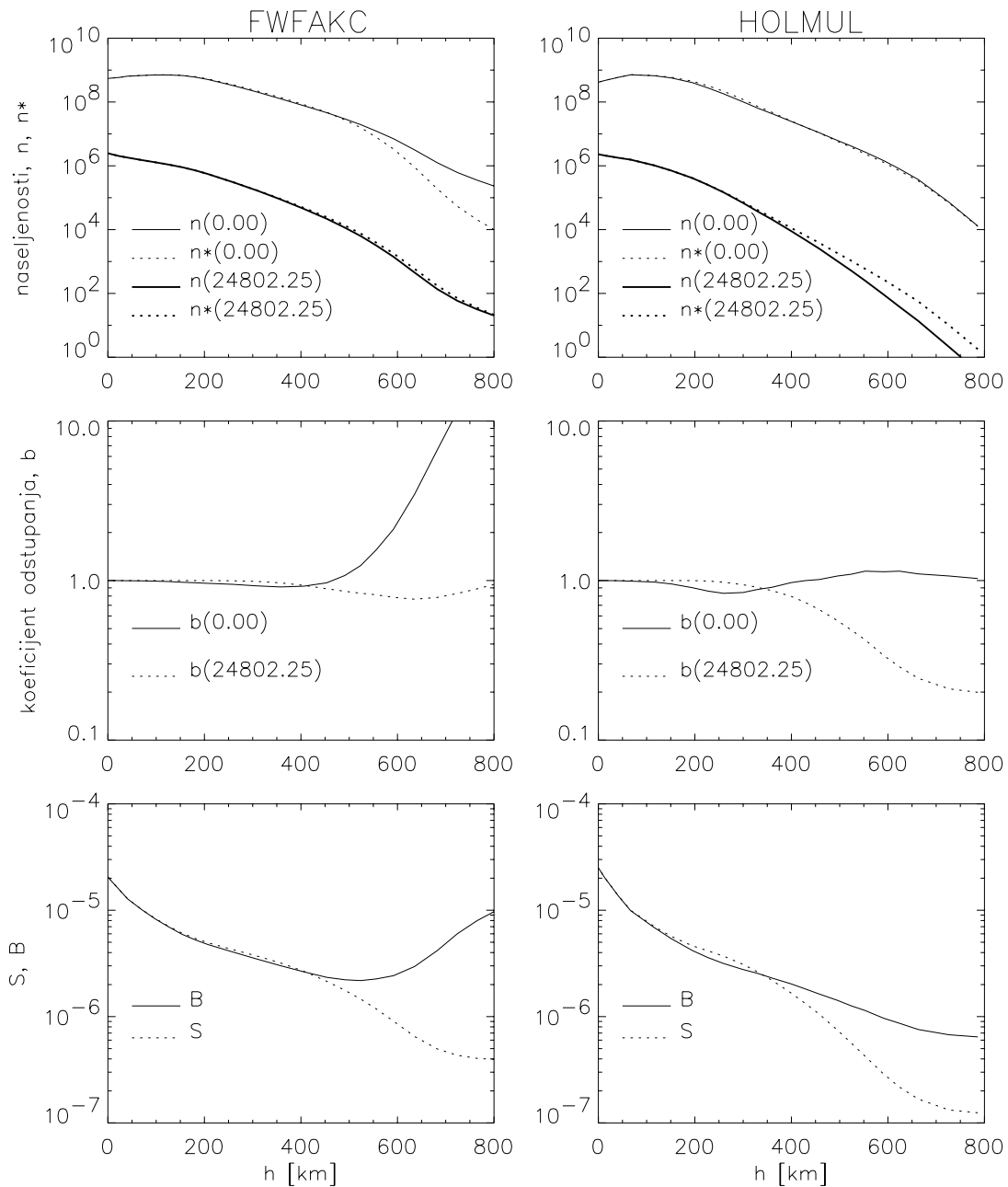
⁴veća naseljenost (eng. *overpopulation*)



Slika 6.12: Linija MnI 539.4 nm [1].

liniji [2] $S^l < B_\nu$. U FWFAKC modelu za obe linije imamo $S^l < B_\nu$, baš kao što i očekujemo jer u višim slojevima dolazi do gubitka fotona, odnosno materija postaje suviše retka da bi sudarni procesi mogli da održavaju uslove LTE. Zanimljivo je primetiti da rezultati za liniju [2] u celosti podsećaju na odgovarajuće rezultate koje su Bruls i dr. (1992) našli za natrijumov rezonantni dublet.

Donji nivo linije [4] (slika 6.15), z^6P^o , već smo opisali kao gornji nivo linije [2]. NLTE efekti rasejavaju gornji nivo ovog prelaza, e^6D , te je njegov koeficijent odstupanja svuda manji od jedinice, a u oblasti temperaturskog minimuma trpi malo povećanje. Promena tog koeficijenta sa dubinom znatno je izraženija u FWFAKC

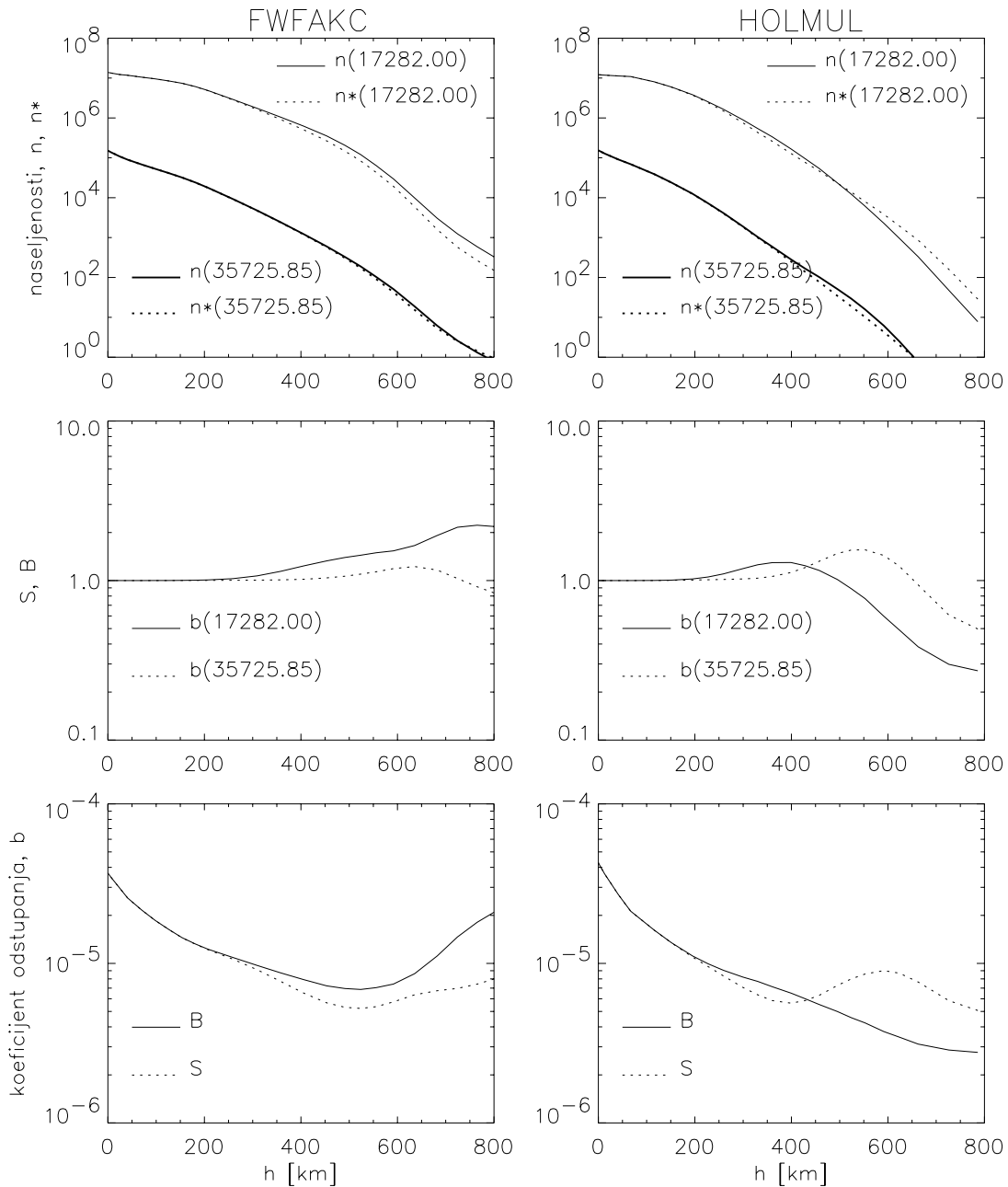


Slika 6.13: Linija MnI 403.0 nm [2].

nego u HOLMUL modelu. Funkcija izvora u HOLMUL modelu je zato na visinama iznad 400 km veća od Planckove funkcije, $S^l > B_\nu$. Zanimljivo je da se term e^6D istovremeno naseljava jakim IR prelazima sa terma y^6P^o , koji je sa osnovnim nivoom povezan multiplom (UV1). Ukoliko se iz modela atoma isključi y^6P^o term, NLTE gotovo da ne utiče na naseljenost nivoa e^6D .⁵

S druge strane, kod linije [3] slučaj je obrnut (slika 6.14) i NLTE efekti u FWFAKC modelu naseljavaju donji nivo prelaza, a^6D , dok je koeficijent odstupanja gornjeg nivoa y^6P^o približno konstantan. U HOLMUL modelu efekat NLTE je

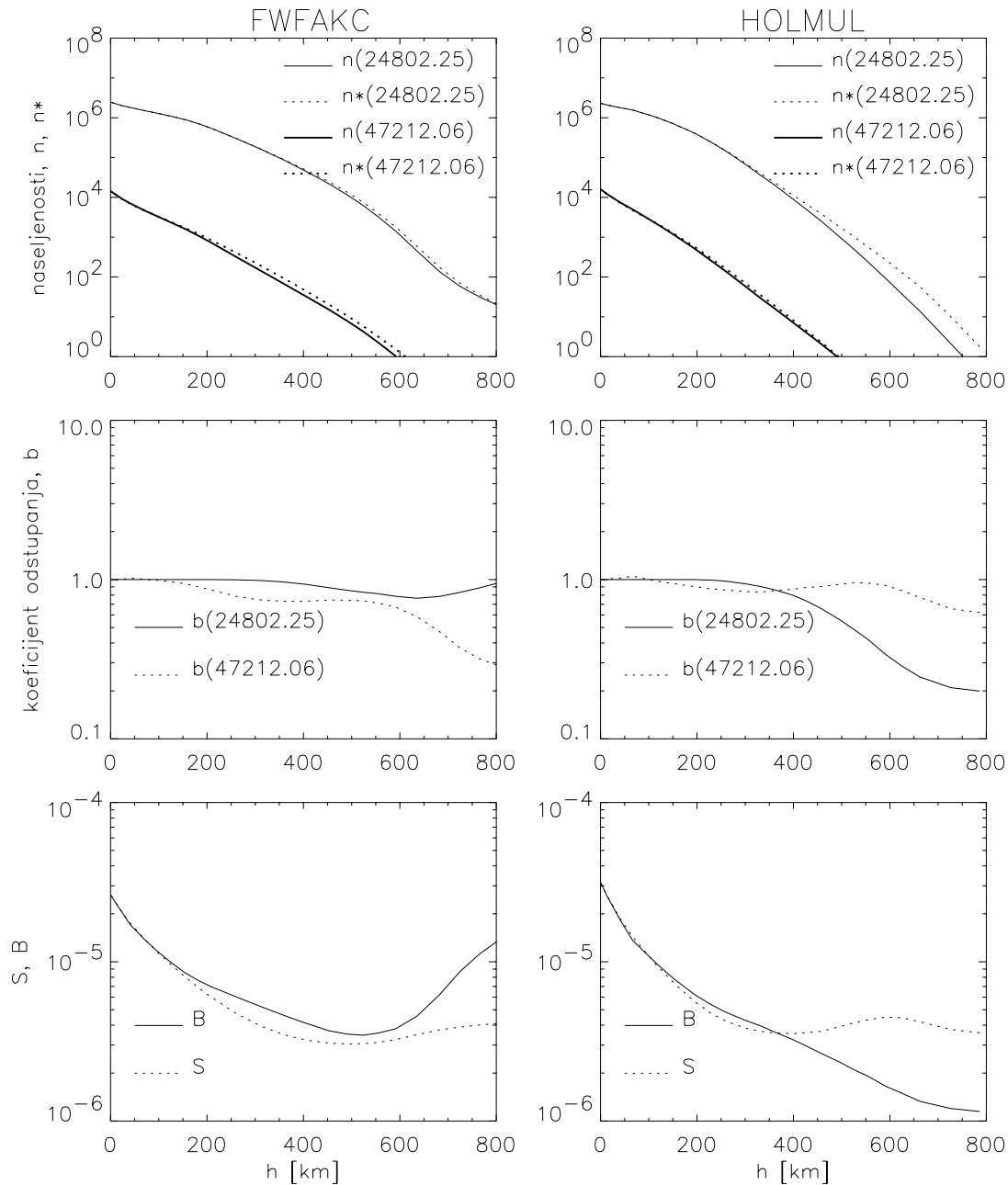
⁵Ti testovi nisu izneti u ovoj tezi i biće prikazani na drugom mestu.



Slika 6.14: Linija MnI 542.0 nm [3].

smanjivanje naseljenosti nivoa a^6D , kao i nešto veće NLTE naseljenosti nivoa y^6P^o u oblasti od 400 do 600 km. U odnosu na FWFAKC model ovde naseljenosti y^6P^o znatno brže opadaju sa visinom. Koefficient odstupanja nivoa a^6D u FWFAKC modelu stalno raste sa visinom, dok u HOLMUL modelu raste do 400 km, a zatim opada. Koefficient odstupanja nivoa y^6P^o u FWFAKC modelu je gotovo konstantan, a u HOLMUL modelu pokazuje efekat pomenute veće NLTE naseljenosti u oblasti minimuma, a zatim opada. Takvo ponašanje koefficienta odstupanja u oba modela se direktno odražava na ponašanje funkcije izvora u liniji.

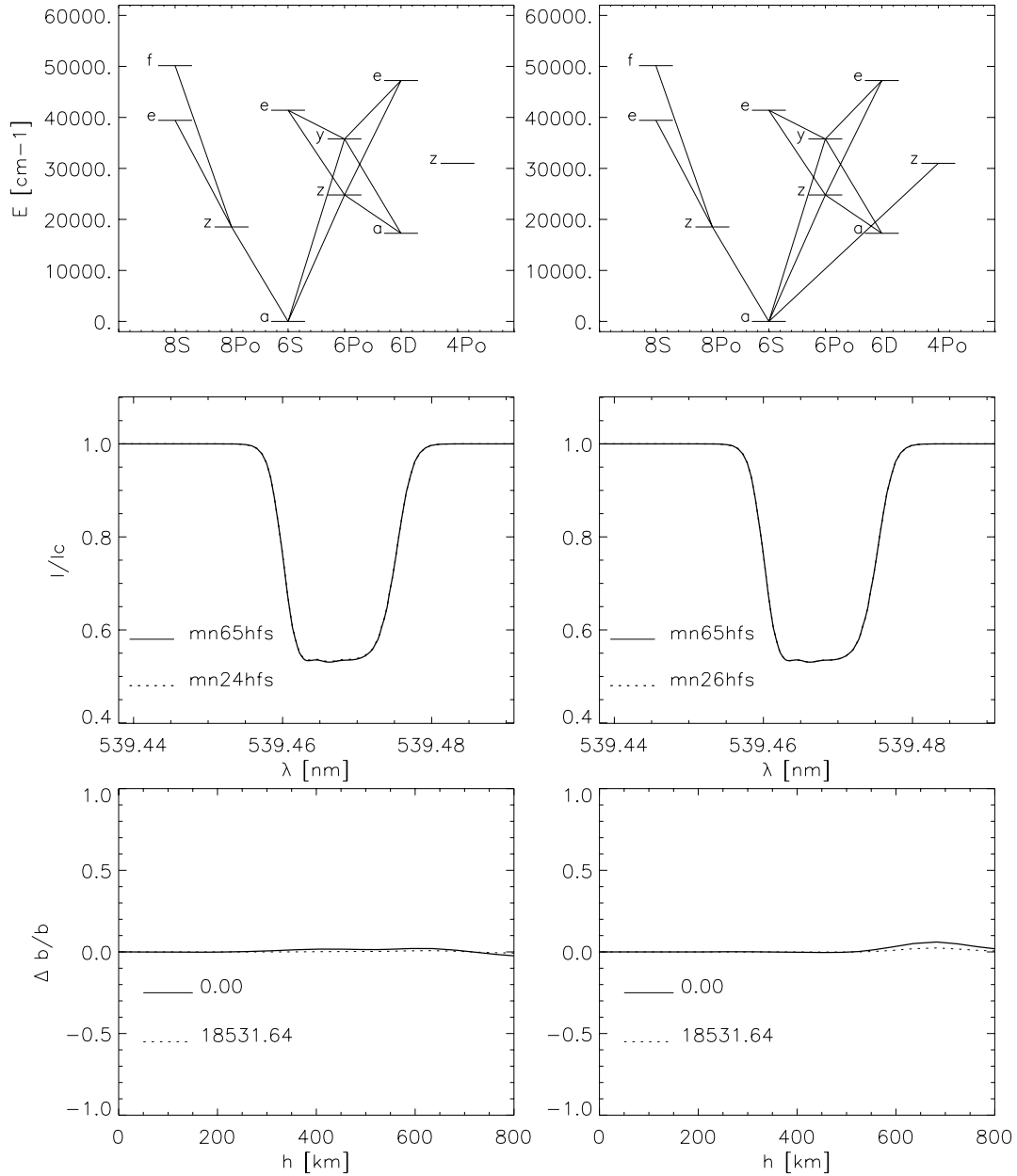
Detaljno objašnjenje ovih zapažanja zahteva znatno pažljiviju analizu.



Slika 6.15: Linija MnI 446.1 nm [4].

Neophodno je pre svega uključiti u razmatranje efekte jonizacije UV zračenjem, kao i analizu pojedinih NLTE mehanizma poput optičkog pumpanja (fluorescentna ekscitacija) ili optičkog sifoniranja (usisavanje fotona, proces suprotan pumpanju). Zgodan metod za identifikaciju tih mehanizama je variranje različitih namenskih modela atoma i numeričko eksperimentisanje sa njima. Na tom problemu se u ovom radu nećemo dalje zadržavati, ali ćemo ukratko pokazati kakav je uticaj redukcije modela mangana na liniju MnI 539.4 nm, [1].

Redukcijom velikog modela sa 65 nivoa, mn65, opisanog u odeljku 4.1, konstruisali smo osam manjih modela izbacivanjem pojedinih termova i sa njima povezanih

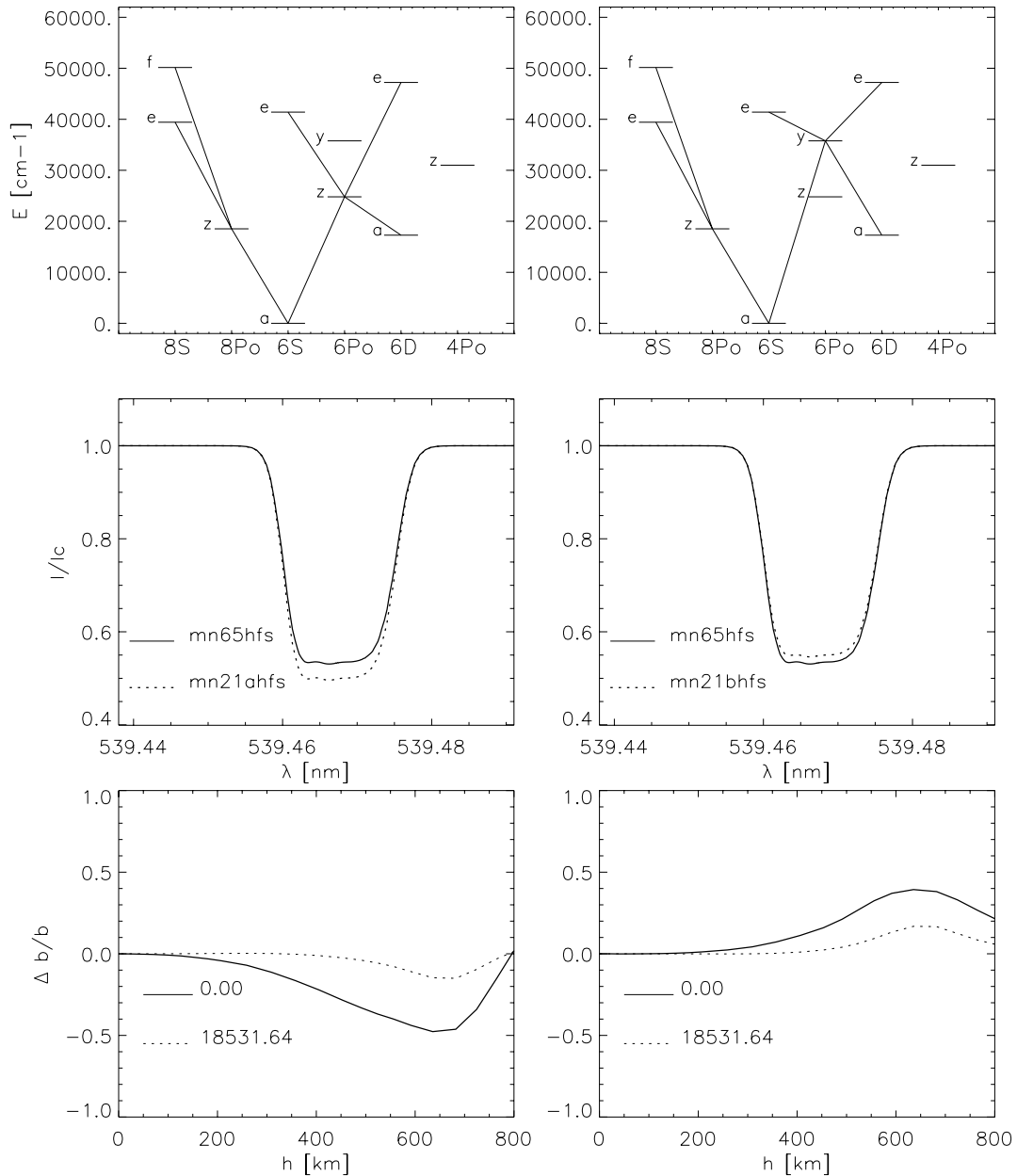


Slika 6.16: Modeli atoma mn24 (levo) i mn26 (desno).

prelaza. U tabeli 6.3 prikazan je sastav svakog od tih modela. Atomski parametri linija pri tome nisu menjani. Kao meru uticaja promene modela koristili smo relativni koeficijent odstupanja:

$$\frac{\Delta b}{b} = \frac{b_{mn65} - b_{mnx}}{b_{mn65}}, \quad (6.3)$$

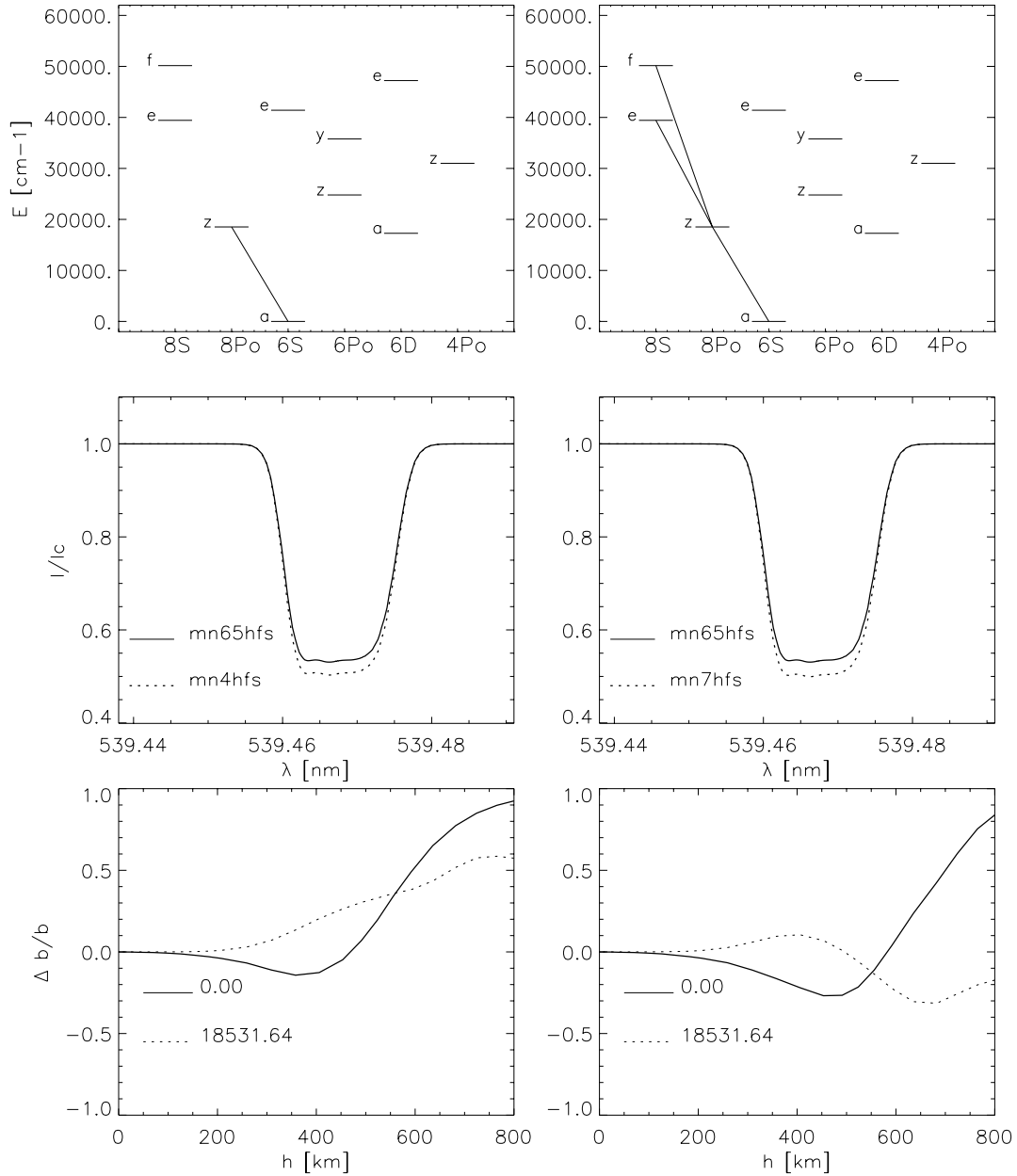
gde je b_{mn65} koeficijent odstupanja u modelu mn65, a b_{mnx} u nekom od redukovanih modela, $x \in \{26, 24, 21a, 21b, 7, 6a, 6b, 5\}$. Promenu tako definisane veličine u zavisnosti od modela atoma pratili smo isključivo u FWFAC modelu atmosfere i samo za donji i gornji nivo linije [1], a^6S i z^8P^o , respektivno. Rezultati su predstavl-



Slika 6.17: Modeli atoma mn21a (levo) i mn21b (desno).

jeni na slikama 6.16 - 6.18, osim za model mn6a koji daje gotovo isti rezultat kao mn4 i model mn6b koji daje isti rezultat kao mn7. Za svaki od razmatranih modela nacrtani su parcijalni Grotrian dijagram, profil linije [1] i relativni koeficijenti odstupanja.

Ako krenemo od većih modela ka manjim, uočavamo prvo (model mn26, slika 6.16, desno) da uklanjanje 9 multiplleta čiji je donji term a^6D , a čiji gornji termini nisu međusobno povezani u mn65 modelu, nema gotovo nikakvog efekta na formiranje linije [1]. Takođe, efekti su potpuno zanemarljivi ukoliko se iz modela isključi rezonantni multiplet (3), (mn24, slika 6.16, levo).



Slika 6.18: Modeli atoma mn4 (levo) i mn7 (desno).

Najzanimljiviji su rezultati dobijeni poređenjem modela mn21a i mn21b (slika 6.17, levo i desno). Modeli mn21a načinjen je izbacivanjem terma y^6P^o iz modela mn24, kao i 4 multipleta povezana sa ovim nivoom. Podsetimo se da je term y^6P^o zanimljiv jer se naseljava apsorpcijom sa osnovnog nivoa jakim multipletom (UV1) i sa terma a^6D slabim multipletom (4). S druge strane, raseljavaju ga dva IR multipleta. Model 21b formiran je izbacivanjem terma z^6P^o koji je gornji za rezonantni multiplet (2) i slab IR multiplet koji ga povezuje sa termom a^6D . Ovaj term raseljava se jakim multipletima (27) i (28). Efekat ovih modela na liniju [1] je dijametralno suprotan u odnosu na model mn65. Profil izračunat sa mn21a dovodi do smanjenja

multiplet	mn65	mn26	mn24	mn21a	mn21b	mn7	mn6a	mn6b	mn4
(1)	x	x	x	x	x	x	x	x	x
(16)	x	x	x	x	x	x	x		
(19)	x	x	x	x	x	x		x	
(2)	x	x	x	x					
(27)	x	x	x	x					
(28)	x	x	x	x					
(IR2)	x	x	x	x					
(UV1)	x	x	x		x				
(4)	x	x	x		x				
(IR1)	x	x	x		x				
(IR3)	x	x	x		x				
(3)	x	x							
(*)	x								

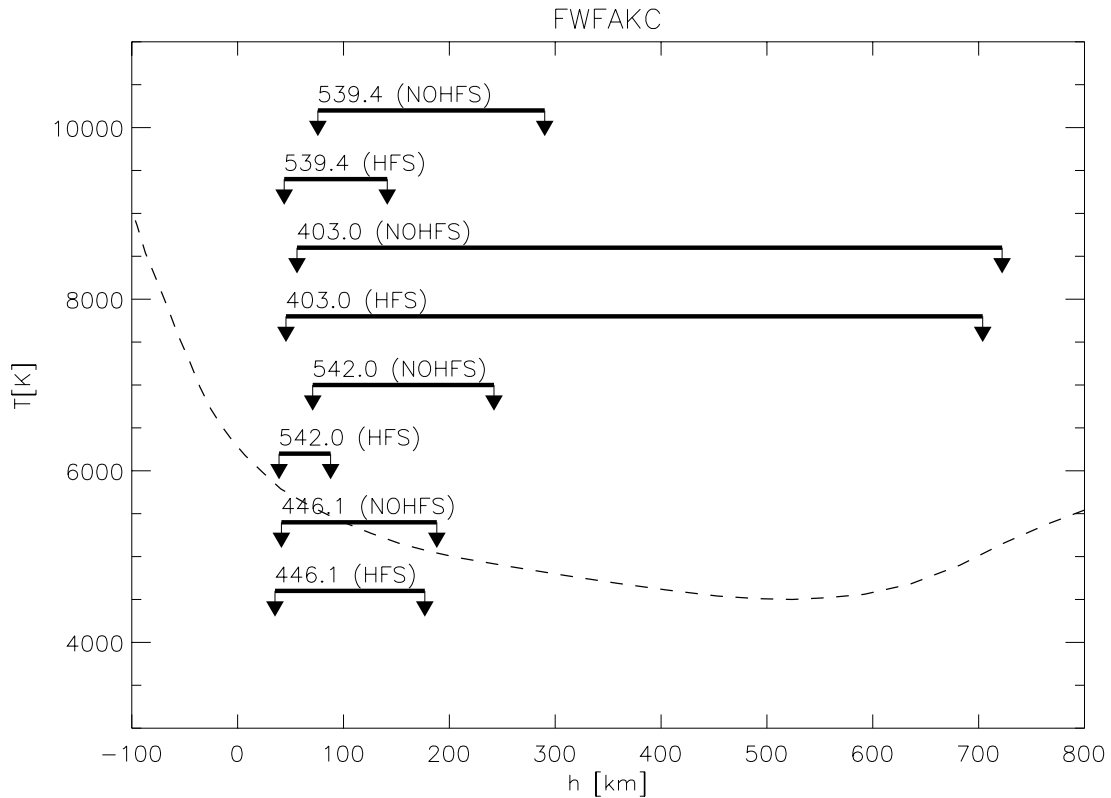
Tabela 6.3: Način konstrukcije različitih malih modela mangana u odnosu na najveći model sa 65 nivoa i 161 vezano-vezanim prelazom. Oznaka „x” govori da je multiplet uključen u model. Oznaka (*) stoji za 9 multipleta čiji je donji nivo a^6D , dok im gornji nivoi u modelu nisu povezani ni sa jednim drugim.

centralne dubina od oko 0.04, dok mn21b dovodi do povećanja od 0.02.

Uzrok takvog suprotnog dejstva nalazimo u različitim efektima koje ova dva modela imaju na koeficijente odstupanja (slika, 6.17, dole). Naime, vidimo da isključivanje (UV1) multipleta dovodi do negativnih vrednosti $\Delta b/b$ (model mn21a), a isključivanje multipleta (4) do pozitivnih (mn21b). Drugim rečima, prvi slučaj dovodi do povećanja koeficijenta odstupanja nivoa a^6S , a drugi do njegovog smanjenja. Ili, ako to prenesemo na naseljenosti, u prvom slučaju je naseljenost osnovnog nivoa uvećana, a u drugom umanjena. Promena naseljenosti, a samim tim i koeficijenta odstupanja za term z^8P^o prati opisanu promenu kod osnovnog nivoa, ali je manje izražena. Time je objašnjena i primećena promena u profilu linije [1]: veća naseljenost osnovnog nivoa znači veći broj apsorbera sposobnih da apsorbuju fotone na talasnoj dužini 539.4 nm, odnosno jaču liniju [1] i vice versa u slučaju manje naseljenosti. U modelu mn65 kombinuju se ova dva efekta.

Ostaje pitanje zašto sam (UV1) smanjuje naseljenost a^6S . Iako se term y^6P^o slabo depopuliše prelazima na više termove, energija potrebna za jonizaciju ovog terma je manja od energije potrebne za jonizaciju z^6P^o , te ukoliko se y^6P^o efikasnije depopuliše u kontinuum, da bi SE bila održana, neophodno je efikasnije radijativno naseljavanje ovog terma preko (UV1) multipleta, što dalje dovodi do smanjenja naseljenosti a^6S .

Na slici 6.18 (mn7, desno) možemo da vidimo efekat koji se dobija kada se iz modela isključe oba jaka rezonantna multipleta, (UV1) i (4). Profil linije gotovo da se ne menja u poređenju sa mn21a, ali nam promena parametra $\Delta b/b$ sa visinom govori da u dubljim fotosferskim slojevima dolazi do smanjenja naseljenosti osnovnog nivoa u odnosu na mn65, a u višim hromosferskim, iznad minimuma, do njegovog povećanja. Kako se u dubljim slojevima (gde se i formira linija [1]) parametar $\Delta b/b$ za oba nivoa ponaša isto kao kod modela mn21a, izračunati profili u ova dva slučaja se poklapaju. Konačno, najmanji model sa kojim smo radili uključuje samo osnovni nivo, dva ekscitovana nivoa terma z^8P^o i kontinuum, kao i samo dva radijativna



Slika 6.19: Visine formiranja u FWFAC modelu (težinska funkcija je funkcija doprinosa intenzitetu, CI)

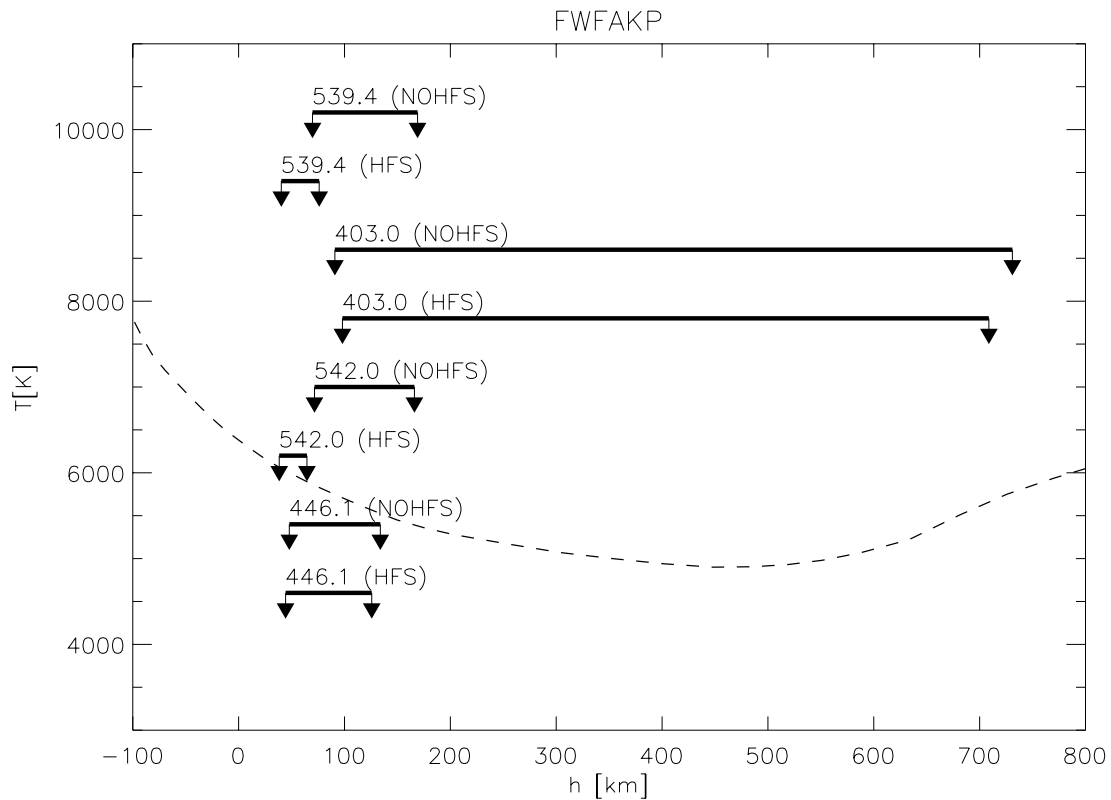
prelaza koji čine multiplet (1). Izračunati profil sa takvim modelom (mn4, 6.18, levo) gotovo neprimetno je različit od onog dobijenog sa mn7. U višim slojevima fotosfere vidimo da dolazi do promene $\Delta b/b$ kod oba nivoa u odnosu na slučaj sa mn7. Umesto da $\Delta b/b$ za z^8P^o prvo raste pa opada, taj parametar stalno raste, dok $\Delta b/b$ za a^6S zadržava isti oblik, ali je porast nakon početnog opadanja pomen u stotinak kilometara dublje slojeve. Kada to prenesemo na naseljenosti, opažamo da je kod oba modela, mn4 i mn7, naseljenost osnovnog nivoa nešto veća nego kod mn65, da bi zatim počela naglo da opada (na oko 450 km kod mn4, a na oko 600 km kod mn7). Naseljenost gornjeg nivoa je u oba slučaja manja nego kod mn65, s tim da kod mn4 ostaje svuda manja, a kod mn7 se približava vrednosti za mn65 u hromosferi.

6.4 Dubine formiranja linija MnI sa hfs

Kao što smo istakli u odeljku 2.2.5, ne postoji jedinstvena definicija funkcije doprinosa i dubine formiranja spektralne linije, niti ima smisla govoriti o jednoj jedinosti dubine formiranja. U ovom radu uporedili smo nekoliko različitih pristupa na primeru četiri izabrane linije. Prvo smo izračunali funkcije doprinosa intenzitetu prema klasičnoj formuli (na primer, Gurtovenko i dr, 1974, ili Gray, 1992):

$$CI = \frac{1}{\mu} \ln_{10} \tau_0 \frac{\kappa}{\kappa_0} S e^{-\tau/\mu},$$

i to za dva slučaja: kada se zanemari hiperfina struktura i kada se ona uzme u obzir.



Slika 6.20: Visine formiranja u FWFAPK modelu (težinska funkcija je funkcija doprinosa intenzitetu, CI)

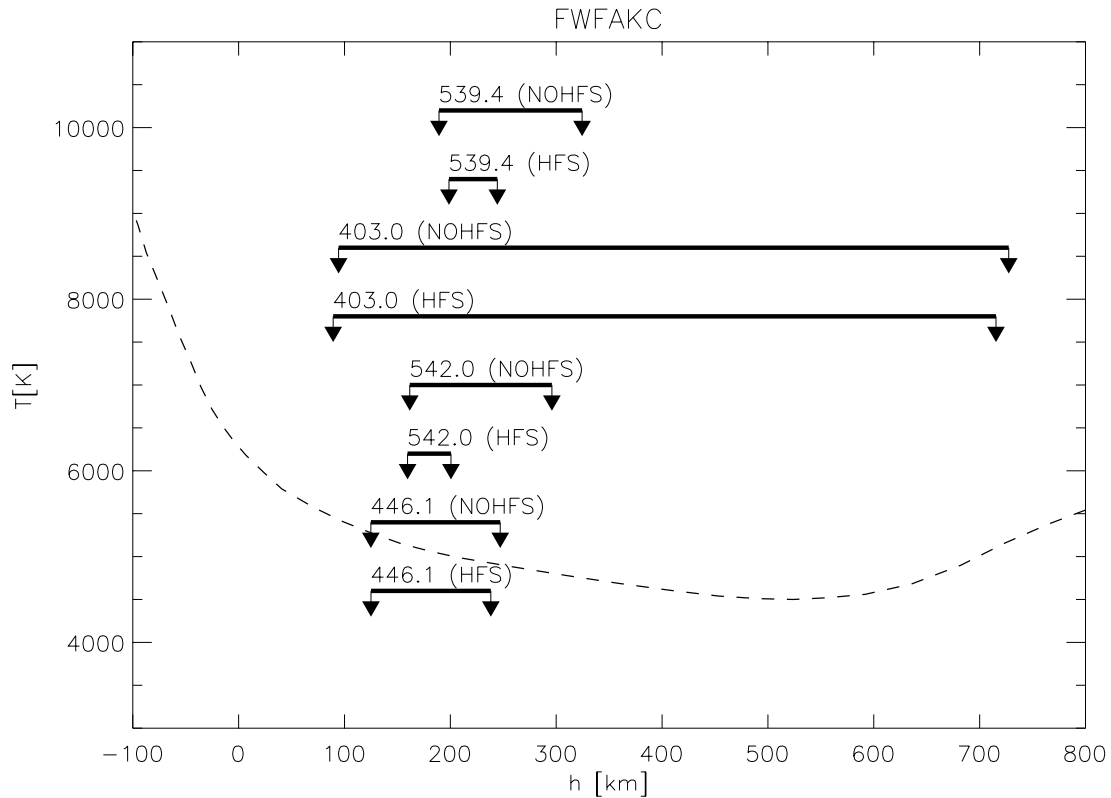
Račun smo izveli za FWFAPK (C, mirno Sunce) i FWFAPK (P, sjajna plaža) modele atmosfere, a rezultati za liniju [1] prikazani su na slikama 6.23 i 6.27. Sa gornjeg dela slike 6.23 vidimo da u slučaju C modela, kada nije uključena hfs, najveći doprinos intenzitetu u jezgru linije⁶ daje sloj na visini od približno 270 km,⁷ dok funkcija doprinosa za krilo pokazuje očekivan maksimum blizu jedinične optičke dubine. Donji deo iste slike pokazuje kako se ove funkcije menjaju sa uključivanjem hfs. Kao što i očekujemo, uticaj na jezgro je daleko izraženiji nego uticaj na krila. Funkcija doprinosa za jezgro se proširuje na znatno veću oblast visina i pomera se ka manjim visinama, tako da slojevi od 0 do 200 km gotovo jednako doprinose intenzitetu. Na 3D slici vidimo da se funkcija doprinosa širi i u oblasti talasnih dužina ($\Delta\lambda$), pokazujući oblik tipičan za linije čije je jezgro pod jakim uticajem hfs.

U slučaju modela P (sl.6.27), kada hfs nije uzeta u obzir, primetno je pomeranje funkcije doprinosa u jezgru ka manjim visinama, kao i njeno proširivanje. Maksimum raspodele je približno na 175 km. Kao i kod C modela, i ovde uključivanje hfs dovodi do pomeranja funkcije doprinosa ka dubljim slojevima, ali raspodela se u ovom slučaju sužava i oblast formiranja se skraćuje.

Kod linije [2] slika je znatno drugačija (slike 6.24 i 6.28). Jezgro linije formira se

⁶Važna napomena! Jezgro linije definisali smo i ovde i u svim razmatranjima koja slede preko frekventne tačke u profilu koja u slučaju kada nema hfs odgovara talasnoj dužini linije (profil je tada simetričan), a u slučaju kada je hfs uključena (asimetričan profil) odgovara talasnoj dužini nepocepene linije (u tom slučaju ne mora se nužno u toj tački nalaziti i najmanji relativni intenzitet). S druge strane, krilo linije definisali smo uvek preko frekventne tačke u profilu za koju je relativni intenzitet jednak intenzitetu u liniji na polovini maksimalne dubine profila.

⁷Sve visine izražene su u kilometrima u odnosu na sloj u kojem je $\tau_{500} = 1$.



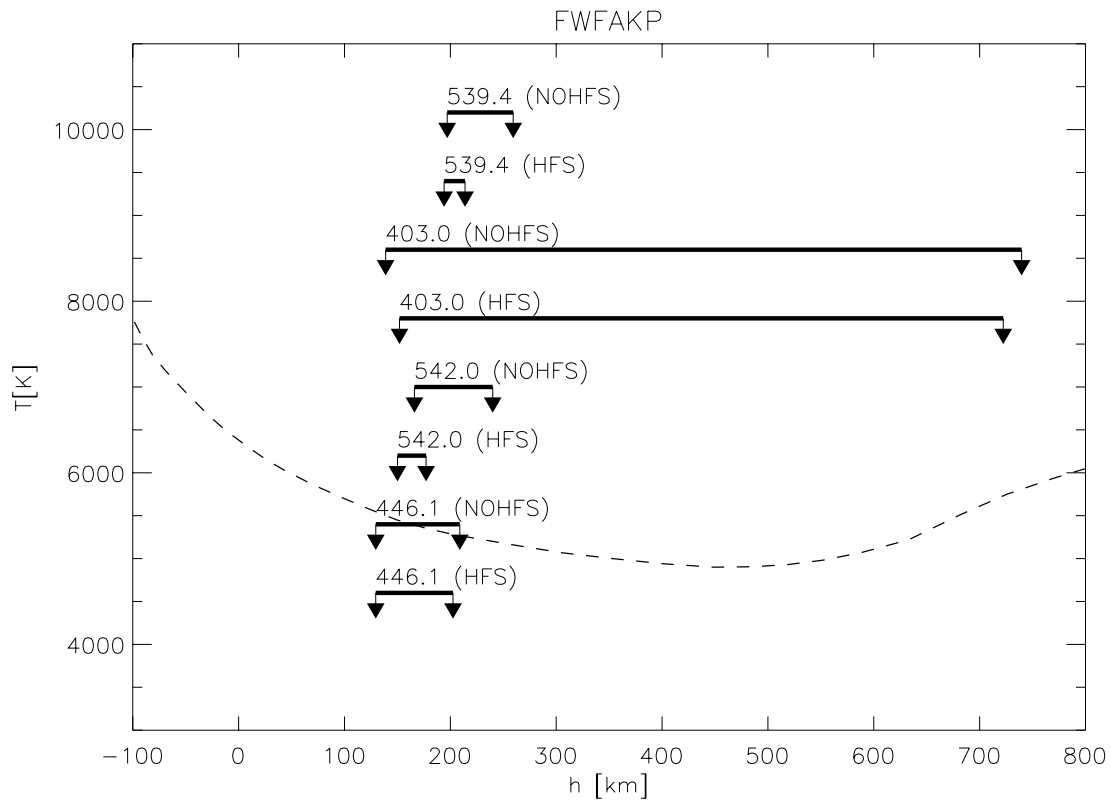
Slika 6.21: Visine formiranja u FWFAC modelu (težinska funkcija je funkcija doprinosa dubini linije, CR)

u hromosferi (na oko 700 km), u oblasti temperaturnog minimuma gotovo da nema doprinosa, a krila se formiraju u dubokoj fotosferi. Takvo ponašanje podseća na ponašanje opisano kod rezonantnih Na I D linija (Stix, 2002). Uključivanje hfs kod ove linije, kao što smo videli, gotovo da ne utiče na izgled profila, te ne očekujemo ni značajnu promenu u funkcijama doprinosa. To je i potvrđeno na donjem delu slike 6.24. Model P pomera oblast formiranja jezgra ka nešto dubljim slojevima, ali čitava slika se ne menja značajnije (slika 6.28).

Linija [3] (slika 6.25 i 6.29) ponaša se veoma slično liniji [1]. Model P spušta oblast formiranja u dublje slojeve, baš kao i uključivanje hfs. Direktna posledica toga je uska oblast formiranja linije u slučaju P modela kada je uračunata hfs, dok se rastojanje između maksimuma raspodela za jezgro i krilo linije smanjuje na svega nekoliko desetina kilometara. Zanimljivo je primetiti da se na 3D slici kod ove linije sasvim jasno uočava efekat hiperfine strukture u različitim frekventnim tačkama u jezgru.

Sasvim očekivano, linija [4] je potpuno nezanimljiva (slika, 6.26, 6.30). U sva četiri slučaja (modeli C i P, sa i bez hfs) funkcije doprinosa za jezgro i krilo gotovo da se ne menjaju, što znači da je sloj u kojem se ova linija formira veoma dobro definisan.

Srednje dubine formiranja računali smo po formuli (2.64). Rezultate za čitav uzorak od 37 linija prikazali smo u tabeli 6.4, a za četiri izabrane linije i grafički na slikama 6.19 i 6.20. Kao što na osnovu prethodne analize funkcija doprinosa i očekujemo, iz tabele vidimo da je promena visine formiranja kada se uključi hfs izuzetno velika kod onih linija kod kojih hfs jako utiče na izgled profila: visina



Slika 6.22: Visine formiranja u FWFAPK modelu (težinska funkcija je funkcija doprinosa dubini linije, CR)

se smanjuje, a oblast se sužava. Kod multipleta (1) visine formiranja sa hfs su dvostruko manje od onih bez hfs, a kod multipleta (4) čak trostruko. Nasuprot tome, multiplet (2) pokazuje promenu od svega nekoliko procenata.

S obzirom na diskusiju iz poglavlja 2.2.5, čitavu ovu proceduru ponovili smo sa Magainovom formulom za doprinos dubini linije (Magain, 1986):

$$CR = \frac{1}{\mu} \ln_{10} \tau_0 \frac{\kappa_l}{\kappa_0} \left(1 - \frac{S_l}{I_c}\right) e^{-\tau_R/\mu}, \quad (6.4)$$

Rezultati su u ovom slučaju znatno drugačiji.⁸ Ako pogledamo prvo liniju [1] u C modelu (slika 6.31) i bez hfs vidimo da je funkcija doprinosa dubini linije pomerena ka većim visinama u odnosu na odgovarajuću funkciju doprinosa intenzitetu. Što je posebno važno, kada pogledamo slučaj sa uključenom hfs, vidimo da promena postoji, ali da nije tako drastična kao u slučaju CI funkcija. Sličan efekat se javlja i u slučaju P modela (slika 6.35), s tim da se sada oblast formiranja izuzetno sužava, te razlika između maksimuma funkcije doprinosa za jezgro i za krilo, u slučaju sa hfs, iznosi svega dvadesetak kilometara.

Kod linije [2] gotovo da nema razlike između rezultata koje daju CI i CR funkcije (slike 6.32 i 6.36). Takav rezultat je na mestu, jer se kritika korišćenja funkcija CI zasniva uglavnom na njihovoj nemogućnosti da verno opišu oblast formiranja slabih

⁸Pri tom treba voditi računa da razlika u visini maksimuma koja se dobija kada se koriste CI ili CR funkcije potiče isključivo od različitih definicija ovih funkcija i nema nikakvog značaja za određivanje dubine formiranja (za šta je važan isključivo oblik funkcije doprinosa i njen položaj na skali visina).

λ [nm]	h [km]							
	FWFAKC				FWFAKP			
	NOHFS		HFS		NOHFS		HFS	
	krilo	jezgro	krilo	jezgro	krilo	jezgro	krilo	jezgro
539.467	75	290	43	141	69	169	40	76
543.254	62	195	38	90	51	97	35	54
403.075	56	722	45	703	90	730	98	708
403.306	52	701	13	684	84	704	96	685
403.448	35	673	-3	662	65	666	46	649
322.476	9	446	-3	416	38	370	43	338
321.695	12	385	9	355	40	294	13	257
279.482	-14	862	-14	872	16	911	17	918
279.827	-17	841	-17	849	7	885	7	892
280.108	-3	814	-2	818	1	854	1	857
553.776	29	94	21	35	41	66	27	35
551.677	42	152	17	52	41	98	25	45
548.139	34	121	20	39	36	80	26	37
550.587	35	72	19	31	36	54	26	33
547.063	47	173	21	62	44	111	27	50
542.035	70	242	39	87	71	166	38	64
545.746	21	35	13	19	27	35	22	25
540.742	50	186	16	60	45	119	24	49
534.106	80	331	19	151	65	261	25	104
475.404	71	458	15	419	61	406	65	367
478.343	40	471	68	444	71	423	58	395
482.352	48	486	41	470	80	435	38	419
601.351	88	304	49	231	76	254	48	185
601.667	65	335	51	273	95	288	50	228
602.182	78	356	87	326	69	311	75	282
446.203	35	367	57	345	65	320	51	301
446.108	41	188	35	176	47	133	44	125
446.037	12	71	5	62	19	54	13	49
445.825	40	247	8	224	39	191	47	171
445.755	34	233	7	210	35	176	42	157
445.704	11	64	4	55	18	50	12	45
445.581	28	216	39	190	53	159	37	139
445.531	23	275	18	245	49	220	23	193
445.501	38	241	14	211	38	185	20	158
314.818	25	272	-1	240	26	198	40	168
316.104	6	194	15	166	29	123	18	104
317.850	19	154	4	135	22	94	11	83

Tabela 6.4: Visine formiranja za jezgra i krila 37 linija MnI sa uračunatom hfs, u dva Fontenlina modela (C i P), na osnovu funkcija doprinosa intenzitetu linije.

linija kada je intenzitet u jezgri blizak intenzitetu okolnog kontinuuma (Gurtovenko i dr, 1974).

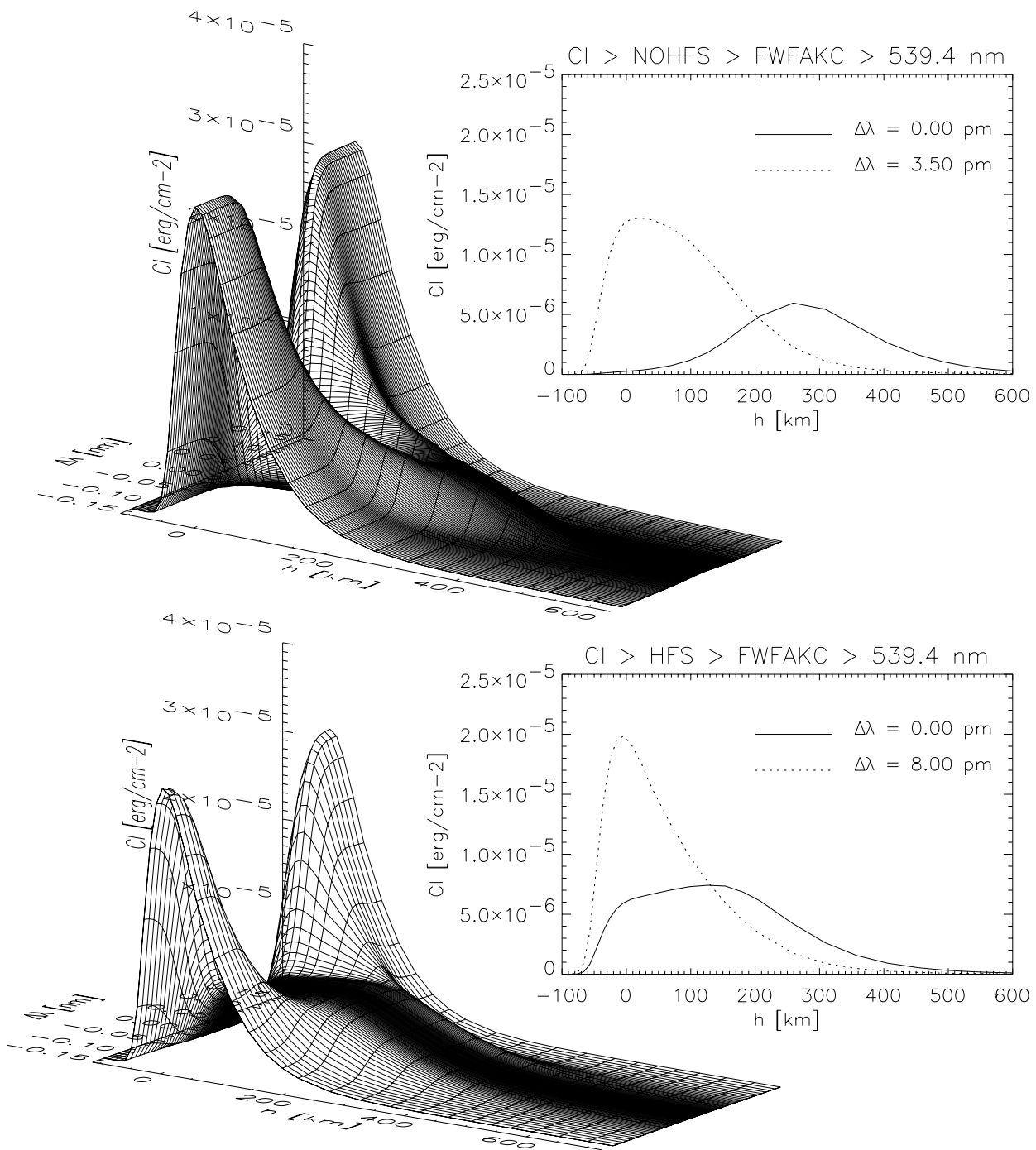
Linija [3] ponaša se u svemu potpuno analogno liniji [1], slike 6.33 i 6.37.

Visina formiranja linije [4] smanjena je kada se koristi CI funkcija, ali u svemu ostalom funkcije doprinosa za ovu liniju izgledaju isto bez obzira da li se koristi CI ili CR funkcija (slike 6.34 i 6.38).

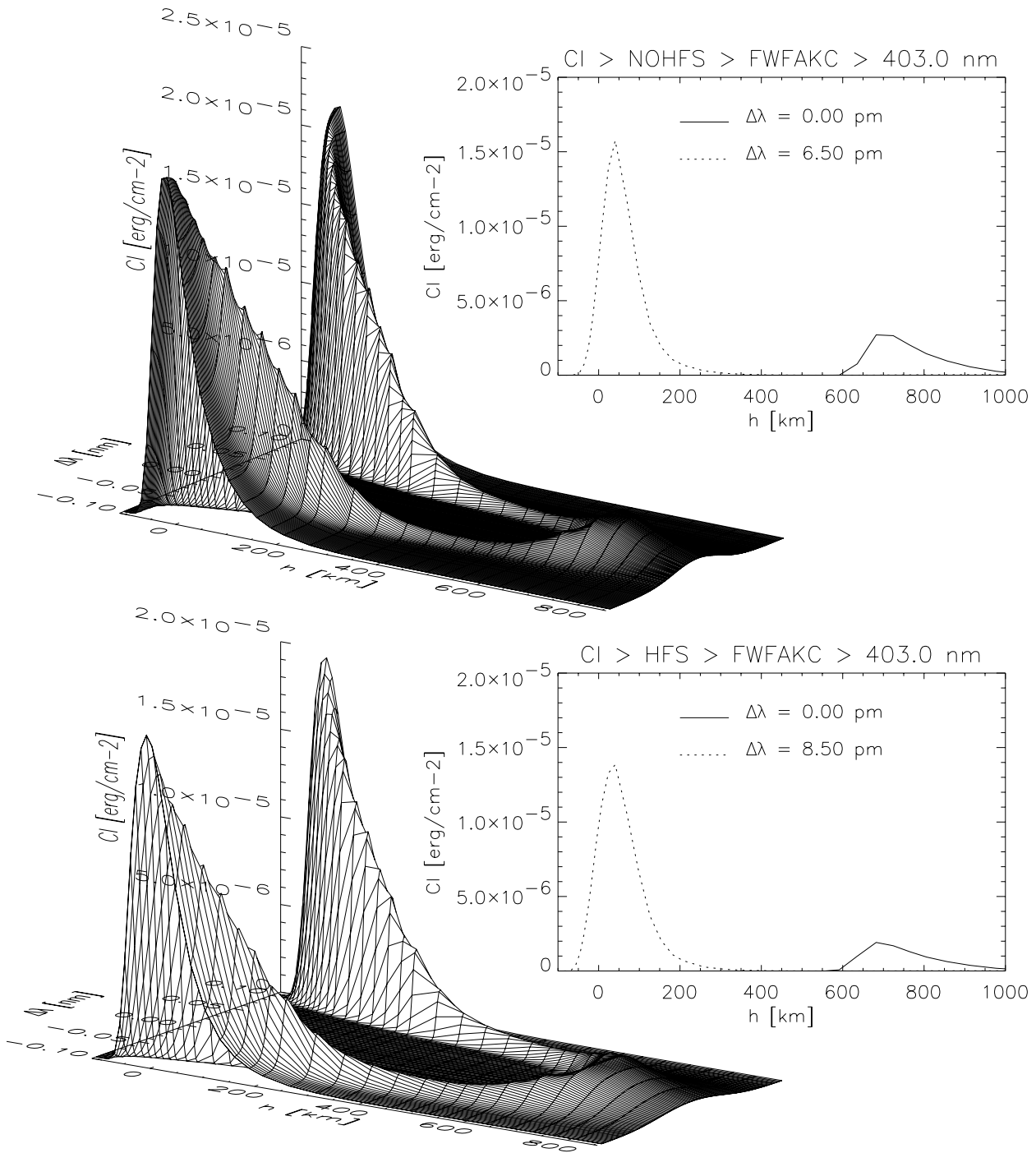
Visine formiranja 37 linija sa hfs izračunate sa CR kao težinskom funkcijom date su tabeli 6.5.

λ [nm]	h [km]							
	FWFAKC				FWFAKP			
	NOHFS		HFS		NOHFS		HFS	
	krilo	jezgro	krilo	jezgro	krilo	jezgro	krilo	jezgro
539.467	189	324	198	244	197	259	194	213
543.254	195	273	201	225	193	230	194	204
403.075	94	727	89	715	138	739	151	722
403.306	87	707	65	697	129	713	150	700
403.448	70	679	57	673	108	678	98	668
322.476	90	468	84	444	133	396	158	373
321.695	116	413	129	389	156	335	130	312
279.482	186	858	186	868	185	889	186	894
279.827	182	839	183	846	179	865	180	869
280.108	197	813	198	819	174	837	175	838
553.776	140	218	144	171	156	189	139	157
551.677	146	242	109	178	140	204	112	161
548.139	142	230	137	180	137	196	134	163
550.587	164	209	150	173	153	183	143	159
547.063	150	253	131	190	142	210	129	169
542.035	161	295	159	200	166	239	150	177
545.746	157	193	127	168	148	173	126	156
540.742	153	263	113	190	144	217	115	170
534.106	146	368	89	228	139	301	96	196
475.404	98	478	58	445	98	422	126	388
478.343	63	488	112	467	107	436	110	413
482.352	69	502	70	489	114	446	74	433
601.351	132	320	118	258	130	275	118	225
601.667	100	347	108	292	143	302	111	255
602.182	108	368	133	340	111	323	130	298
446.203	69	388	107	369	113	345	106	329
446.108	124	247	124	238	129	208	129	202
446.037	110	189	89	181	107	163	91	157
445.825	107	283	66	265	105	240	122	226
445.755	103	273	65	254	101	231	119	217
445.704	109	185	90	177	106	161	92	155
445.581	99	261	124	241	129	220	116	206
445.531	76	304	82	279	112	260	86	240
445.501	106	280	89	256	105	238	90	218
314.818	112	311	84	287	106	251	135	231
316.104	99	261	127	243	125	211	115	197
317.850	132	243	107	231	120	196	102	187

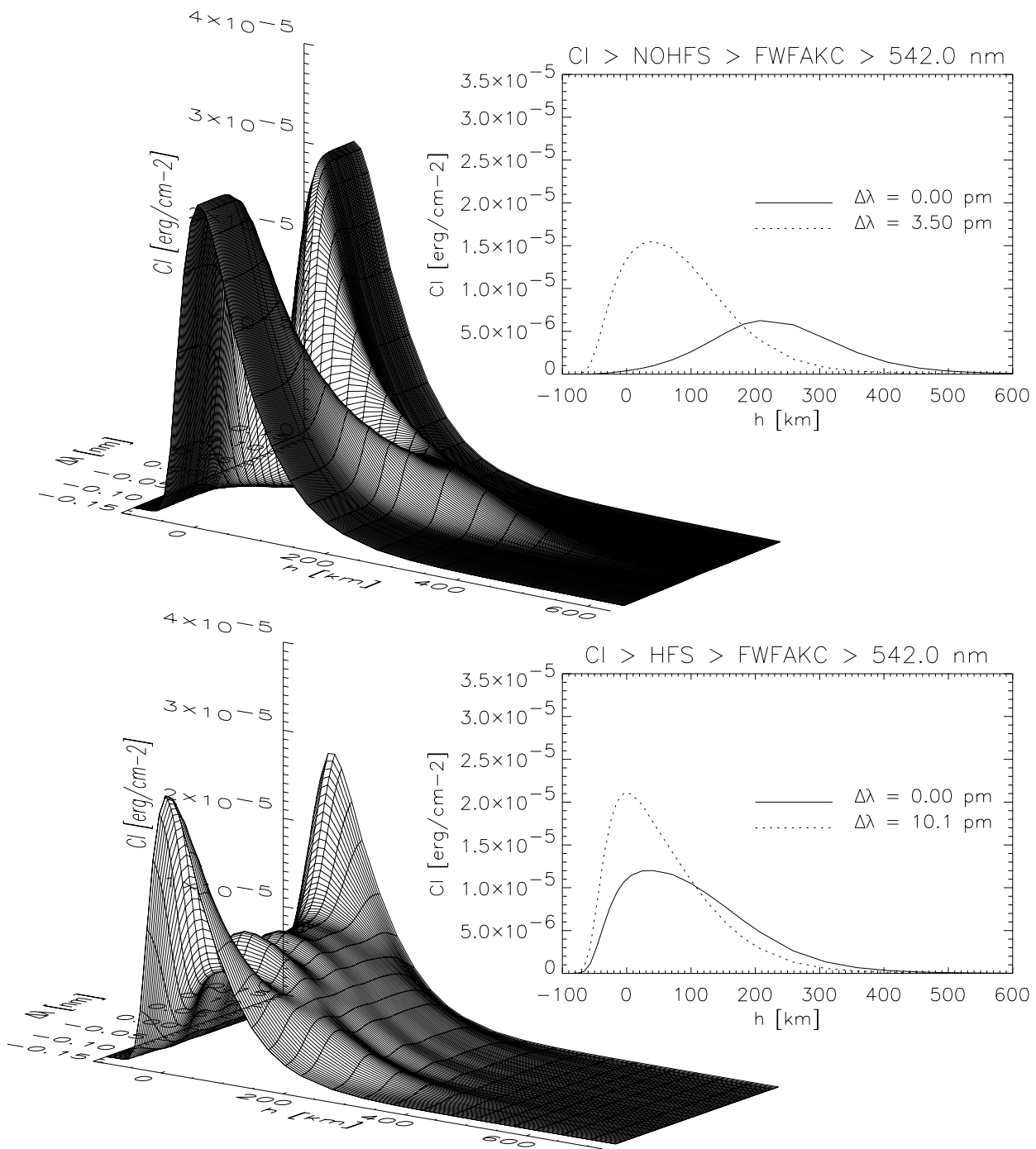
Tabela 6.5: Visine formiranja za jezgra i krila 37 linija MnI sa uračunatom hfs, u dva Fontenlina modela (P i C), na osnovu funkcija doprinosa dubini linije.



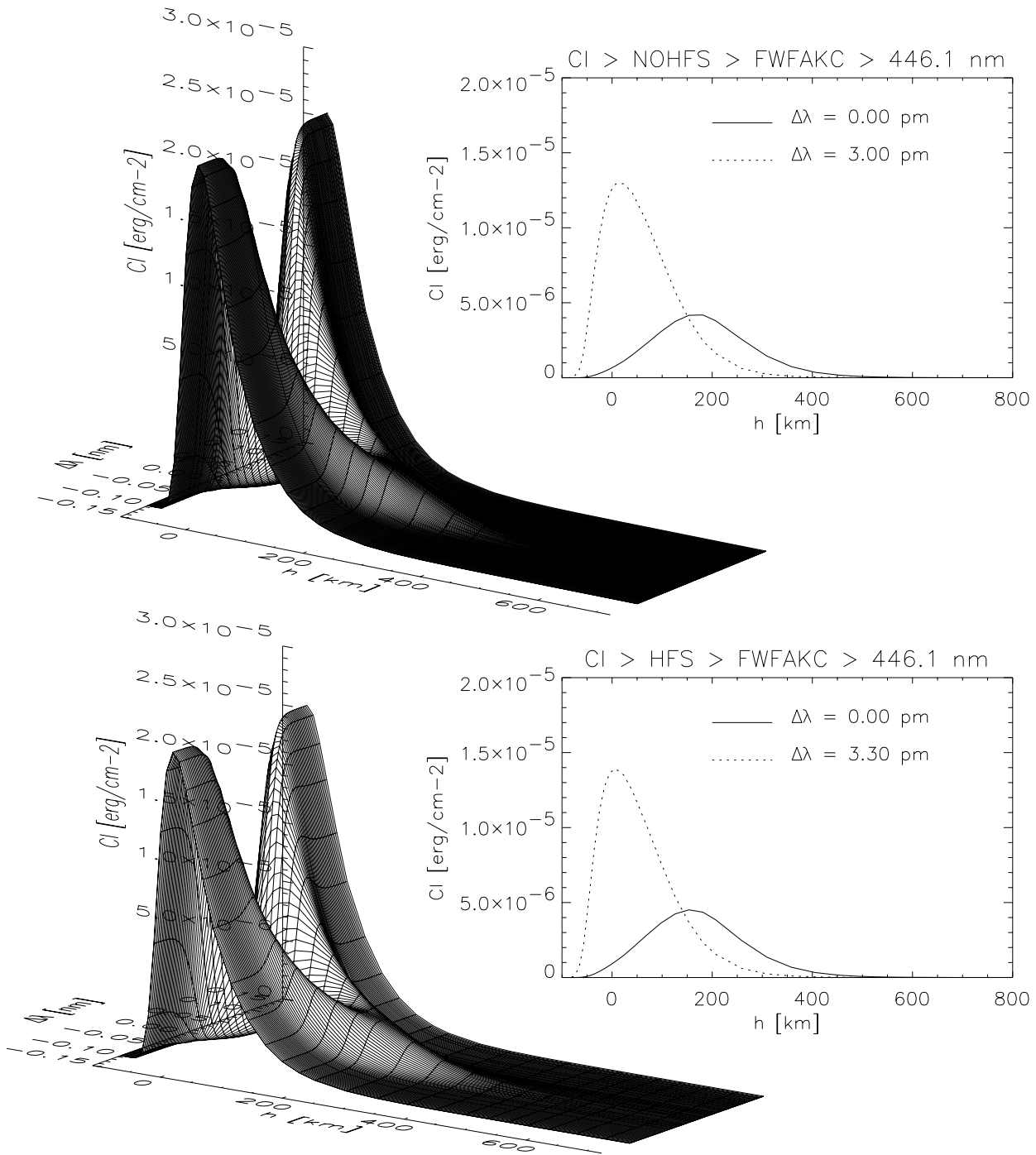
Slika 6.23: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 539.4 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



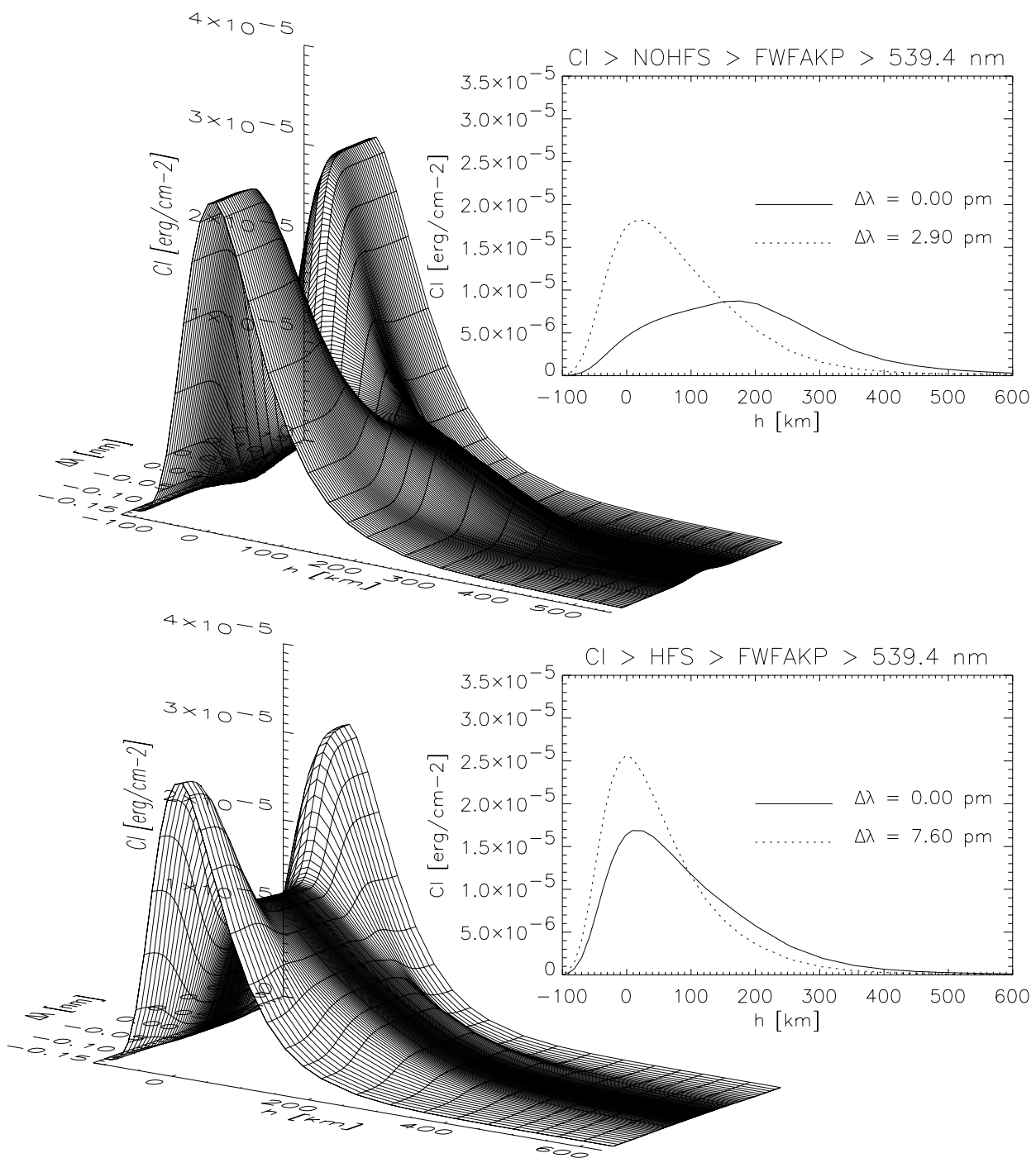
Slika 6.24: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 403.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



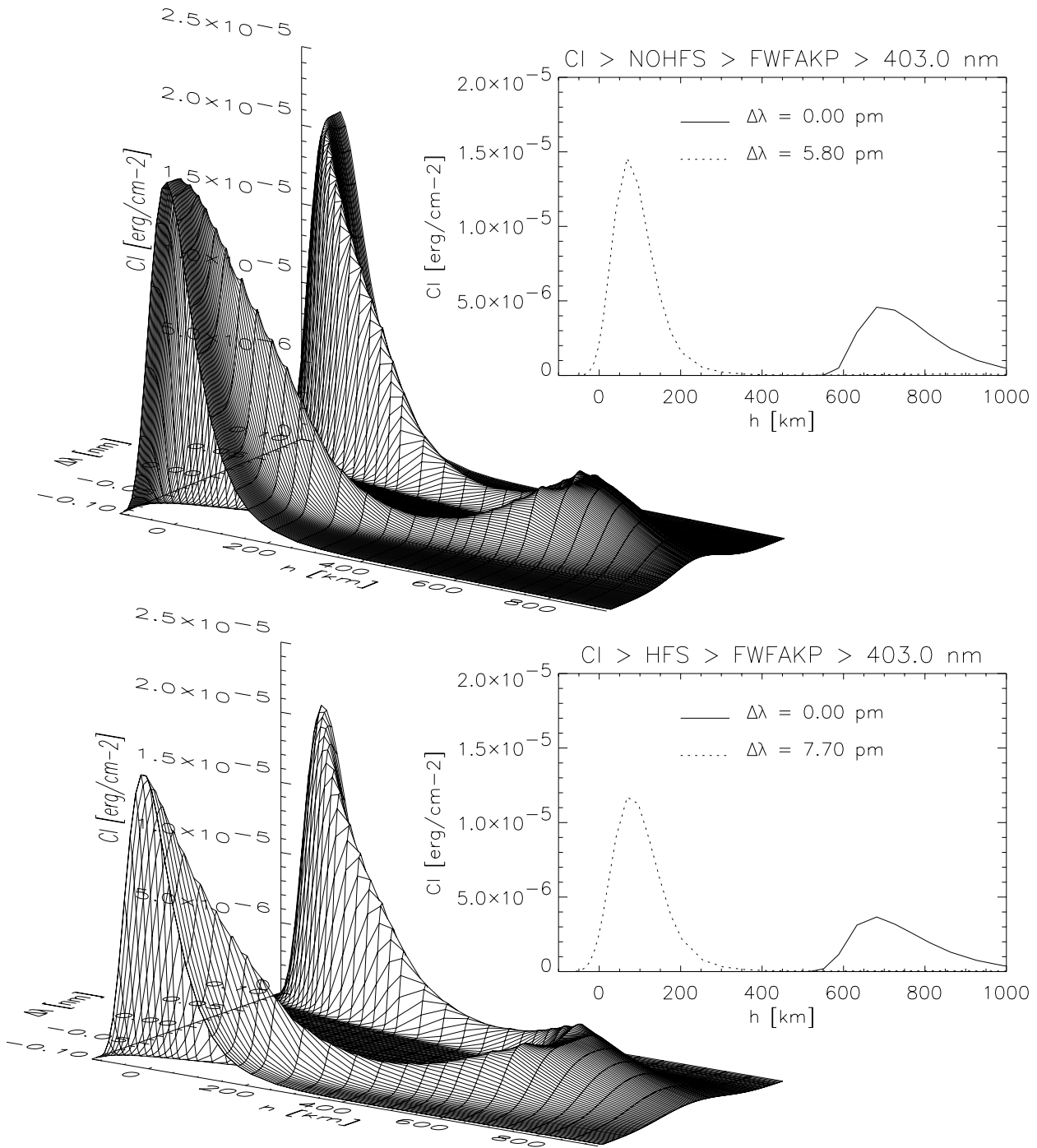
Slika 6.25: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 542.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



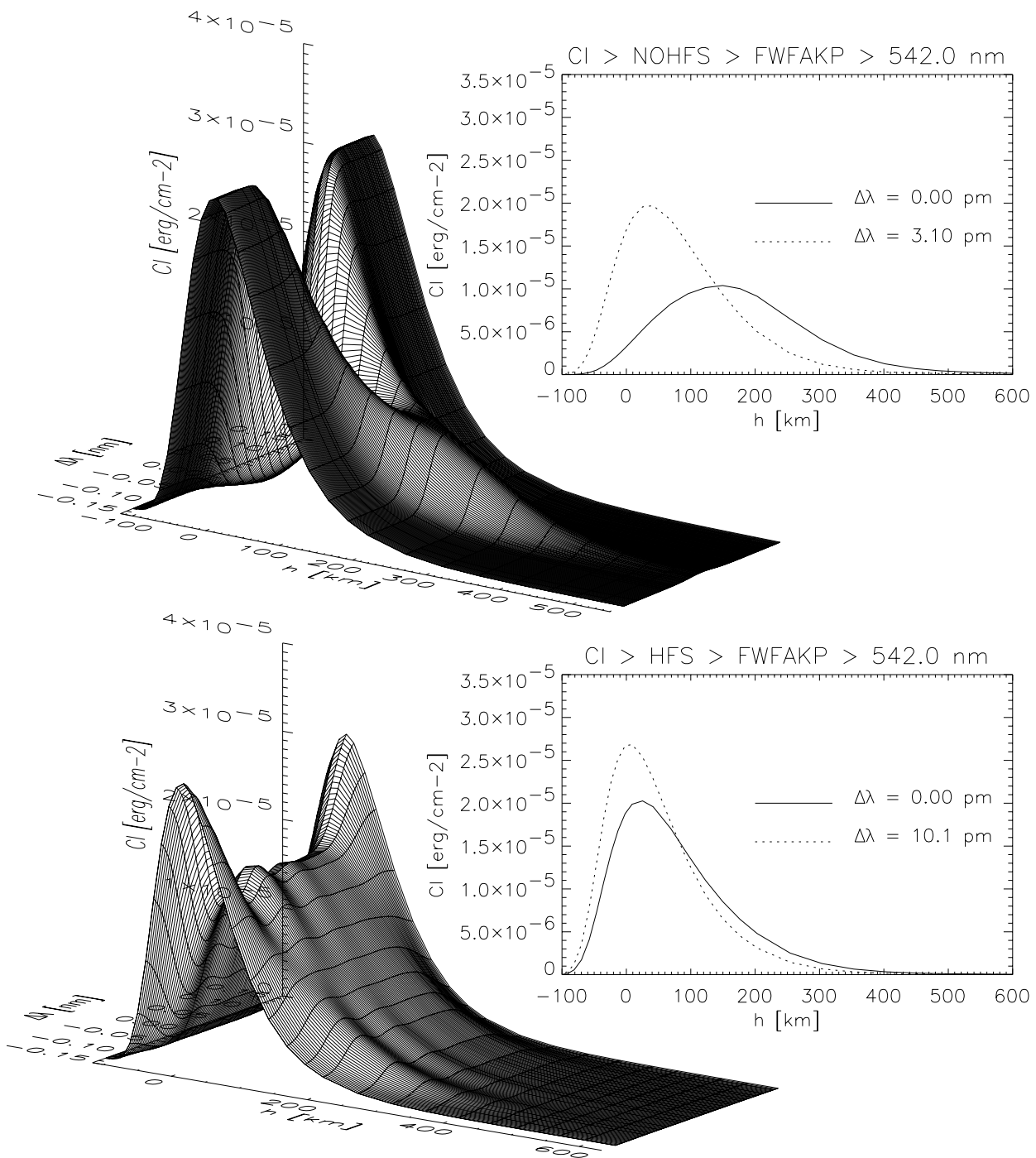
Slika 6.26: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 446.1 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



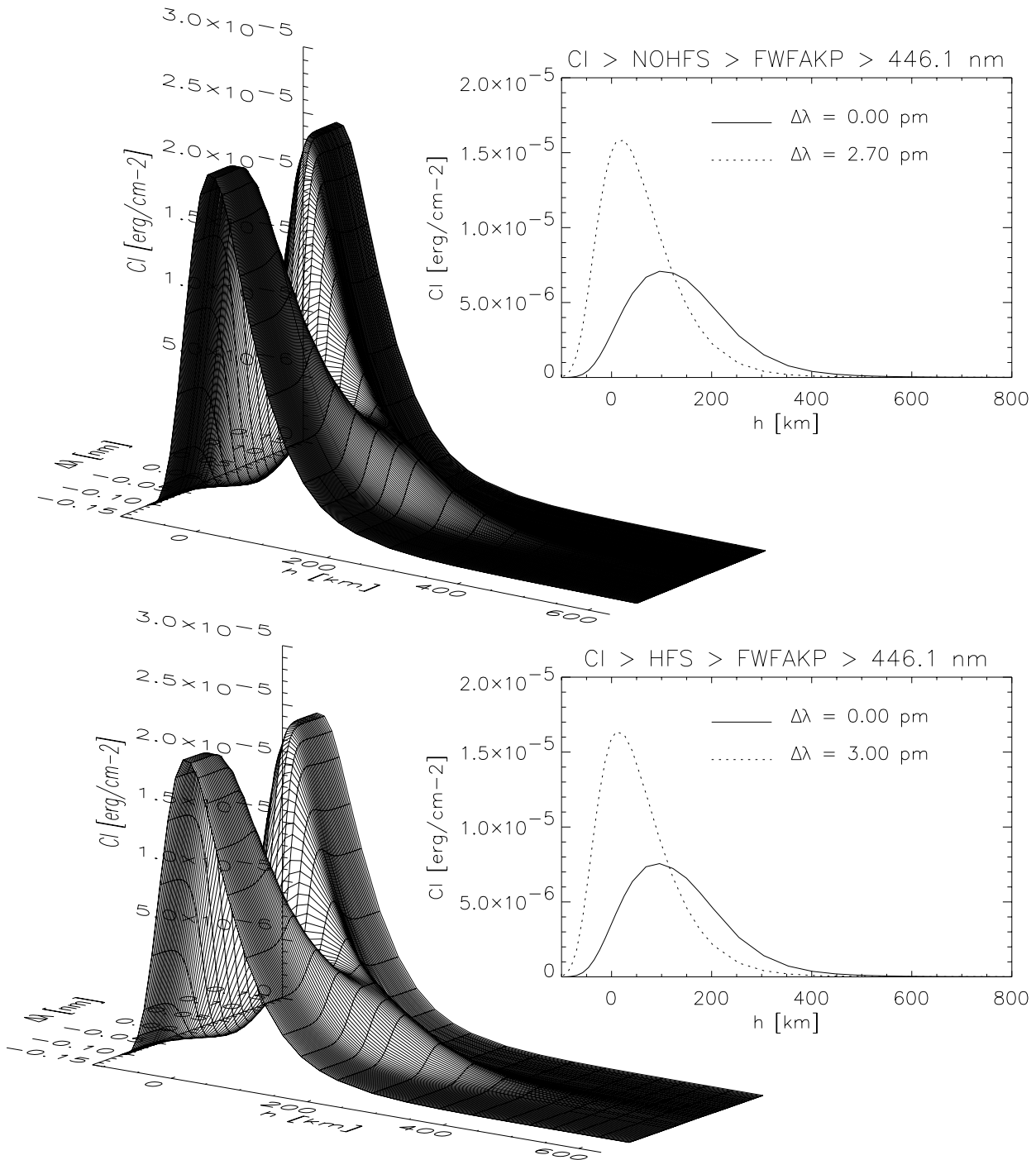
Slika 6.27: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 539.4 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKP. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



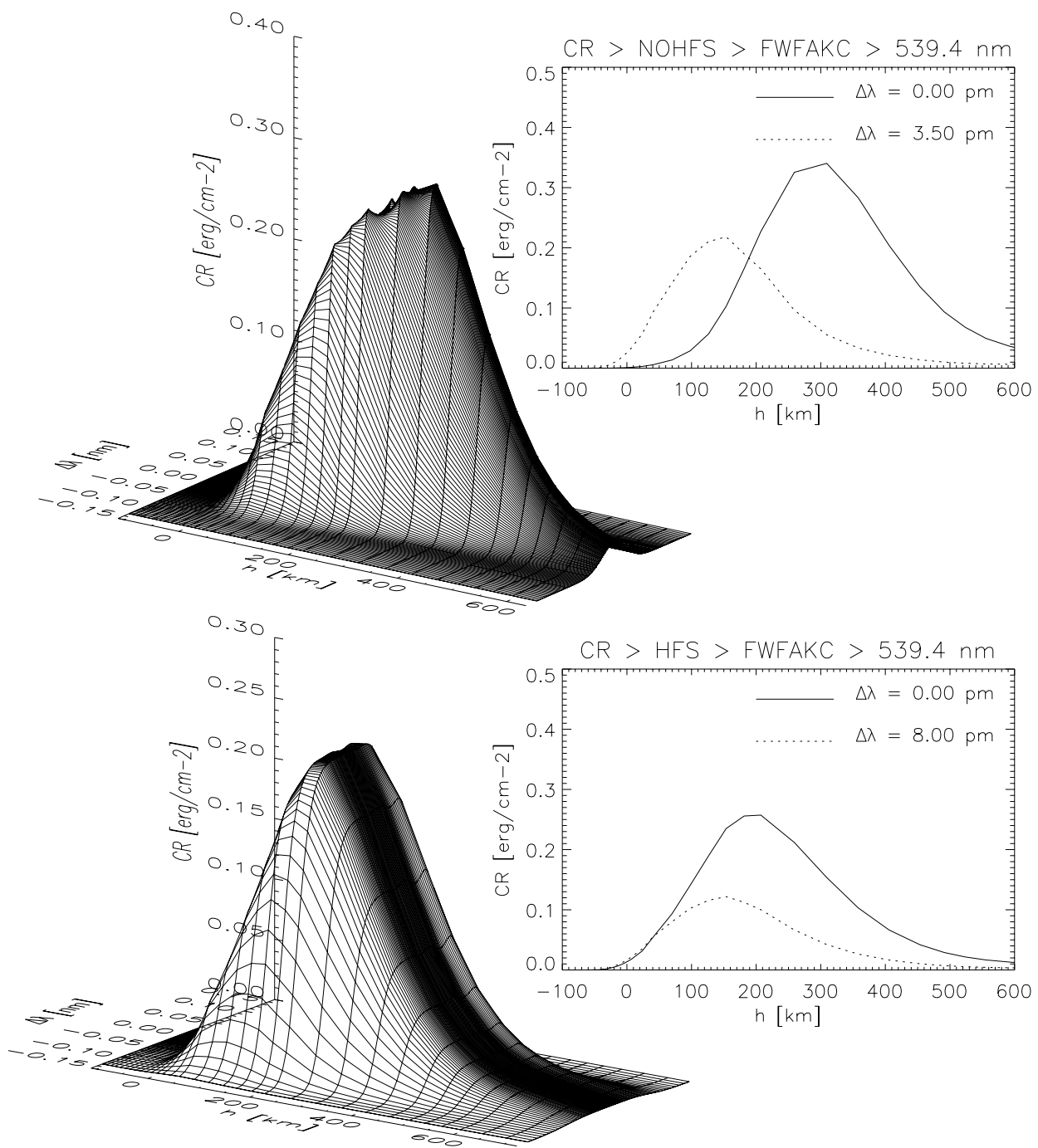
Slika 6.28: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 403.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKP. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



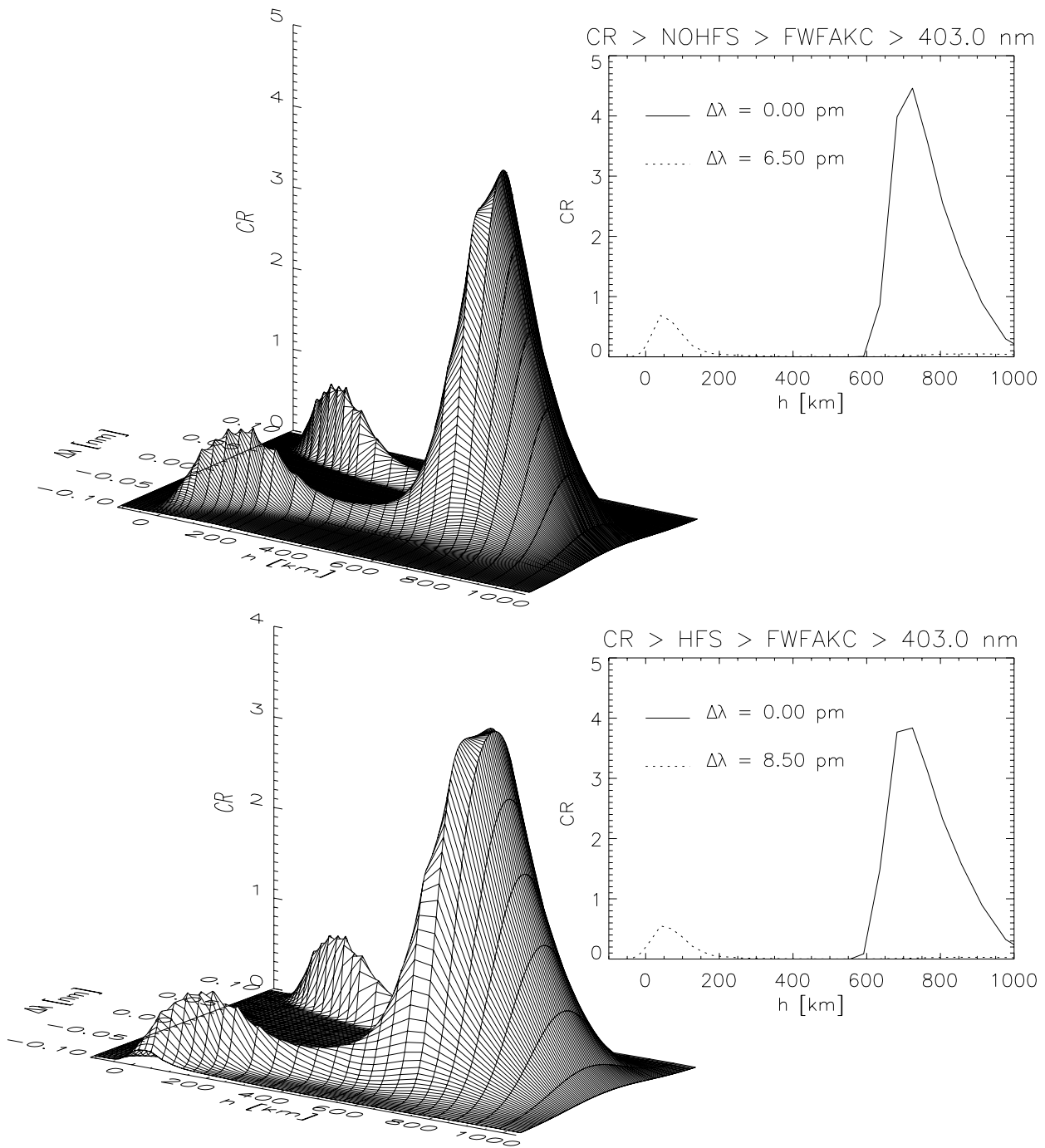
Slika 6.29: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 542.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKP. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



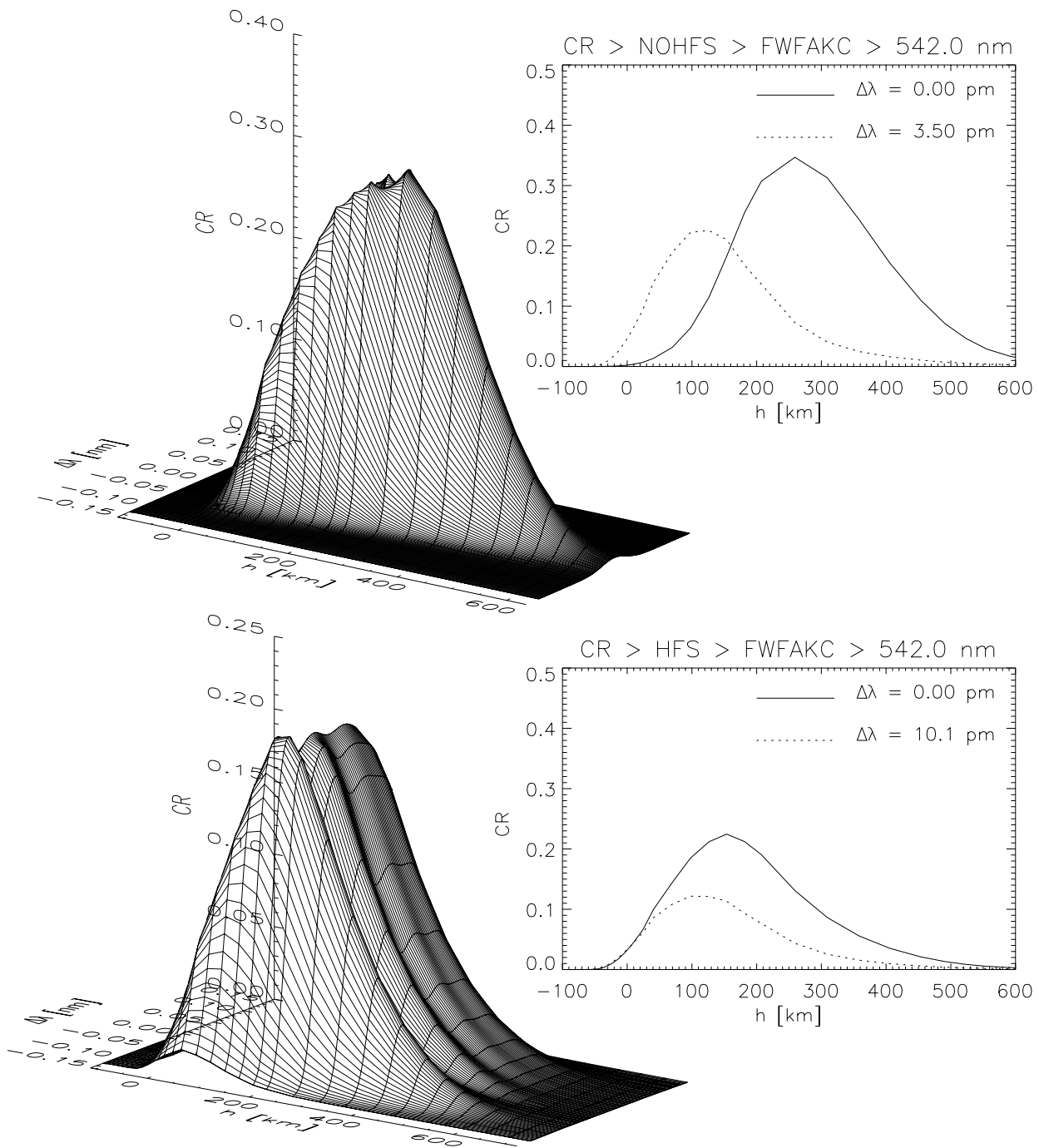
Slika 6.30: Funkcije doprinosa intenzitetu za liniju MnI 446.1 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKP. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



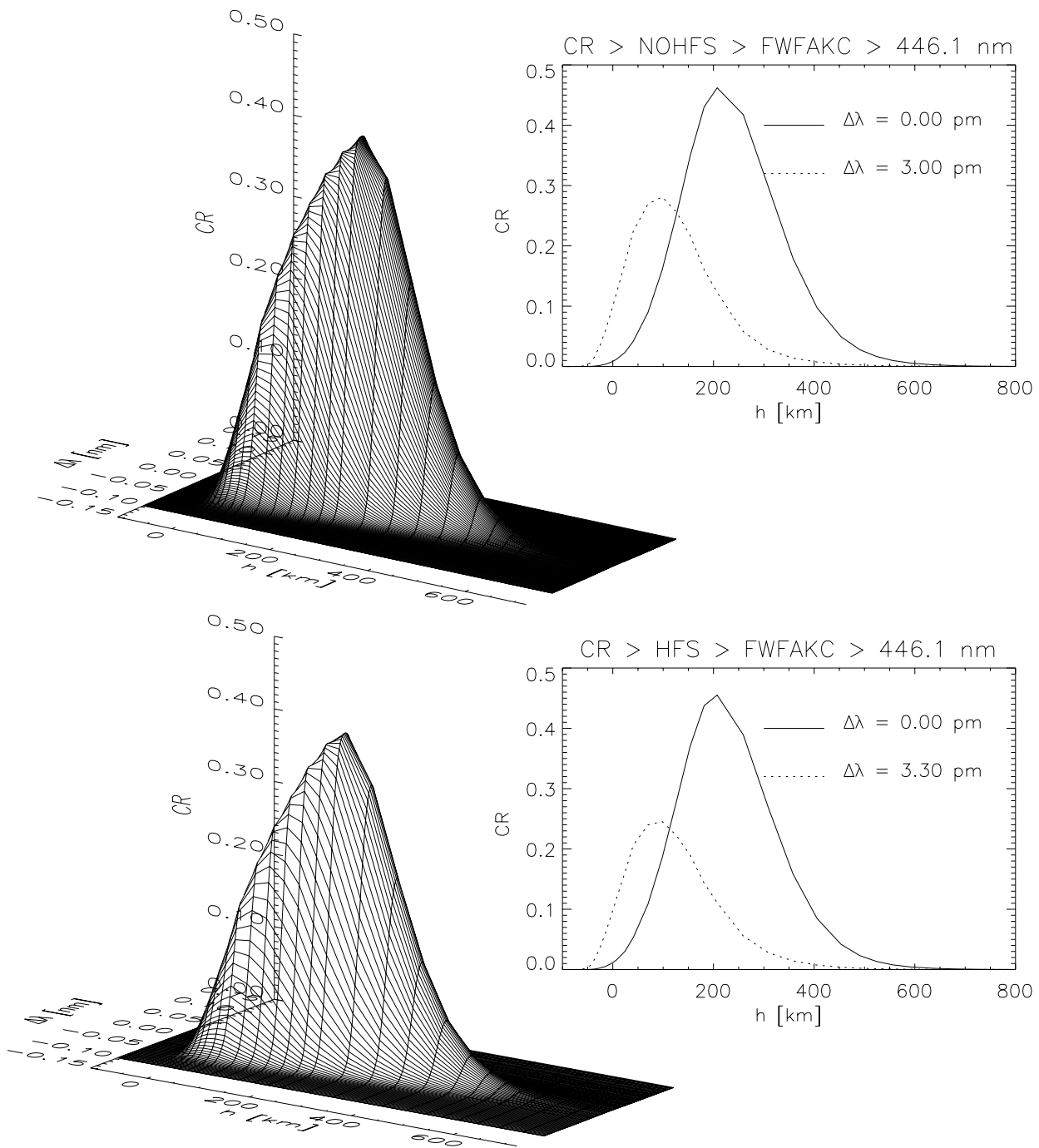
Slika 6.31: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 539.4 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



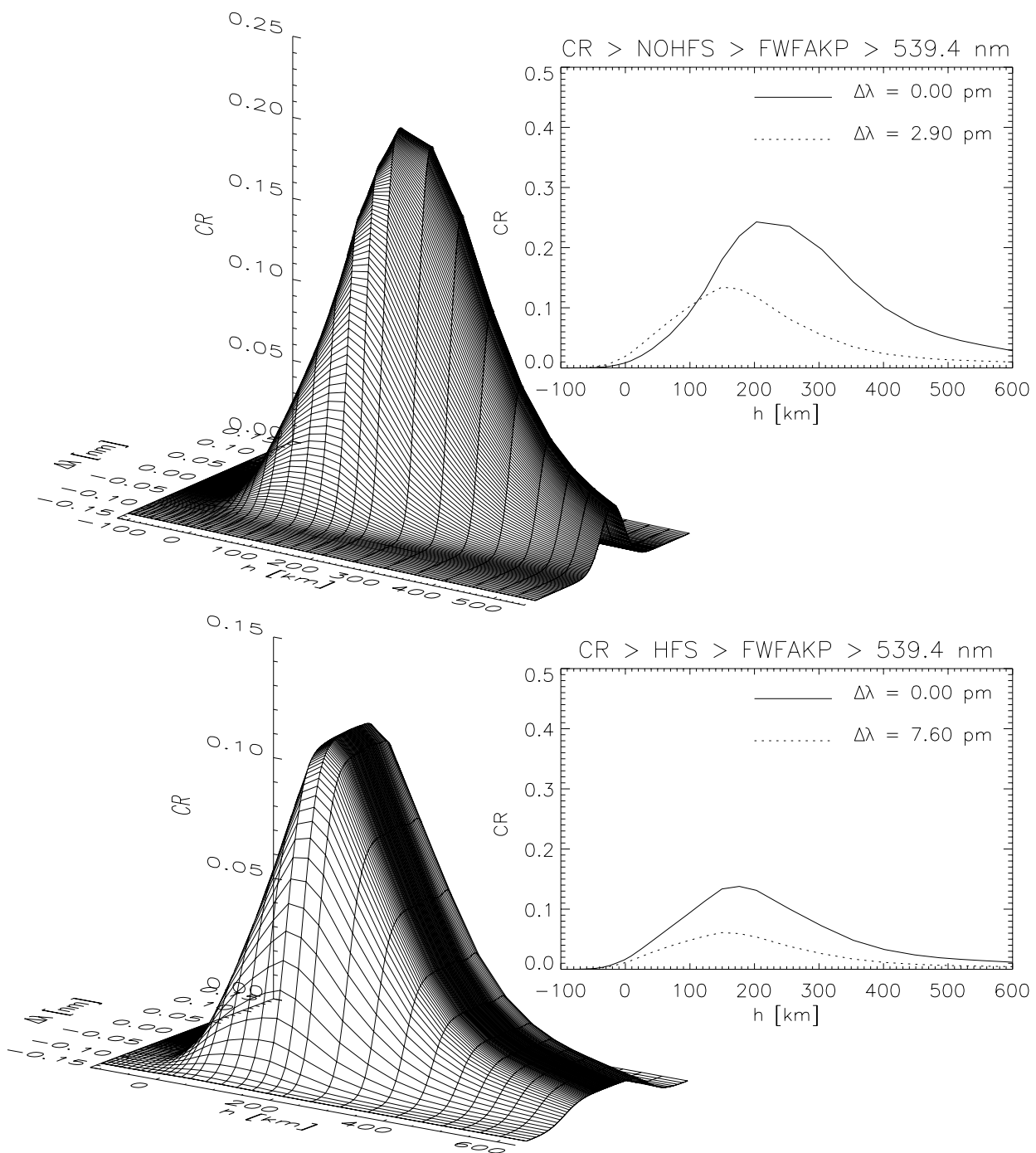
Slika 6.32: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 403.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije doprinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



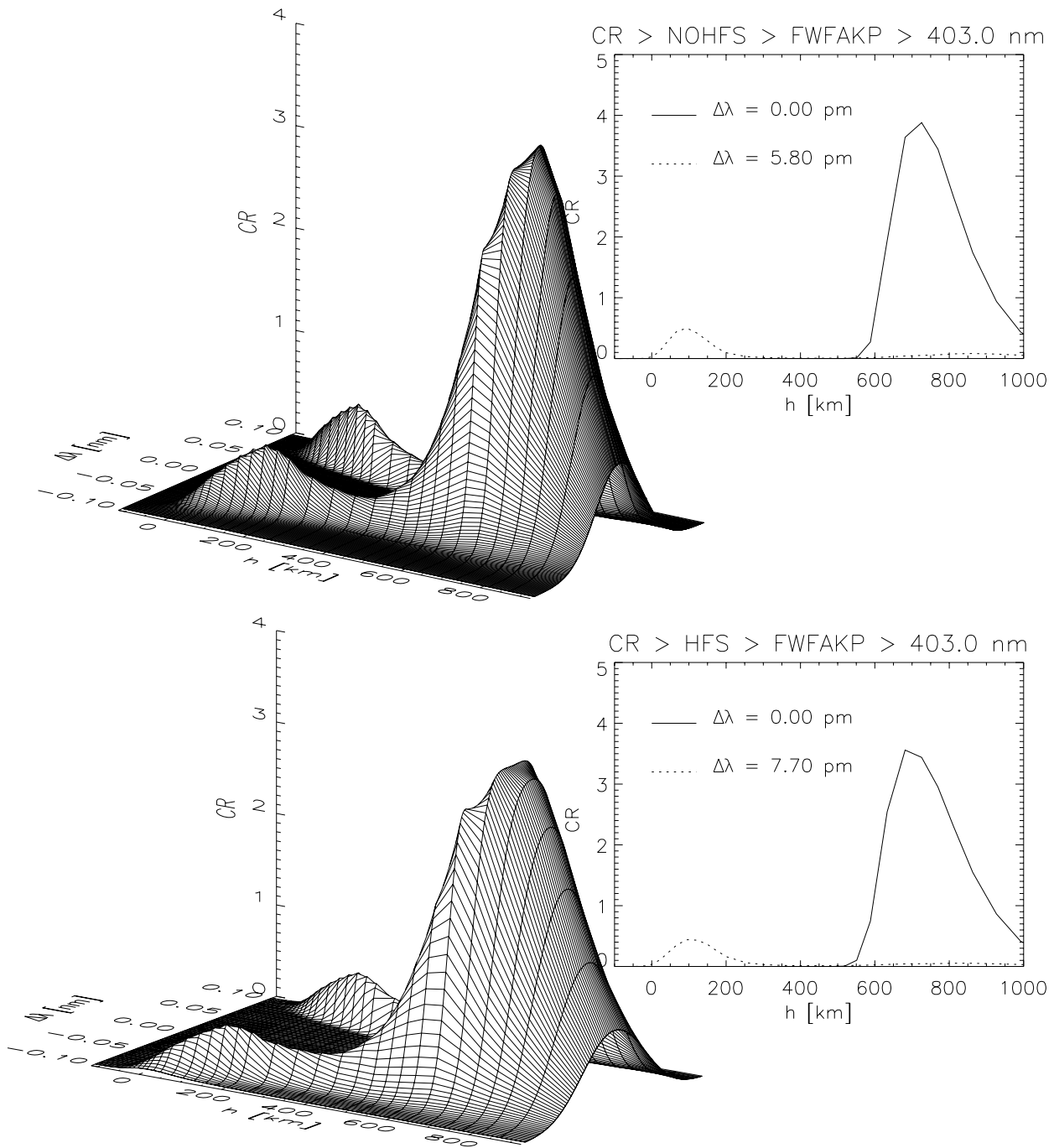
Slika 6.33: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 542.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije doprinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



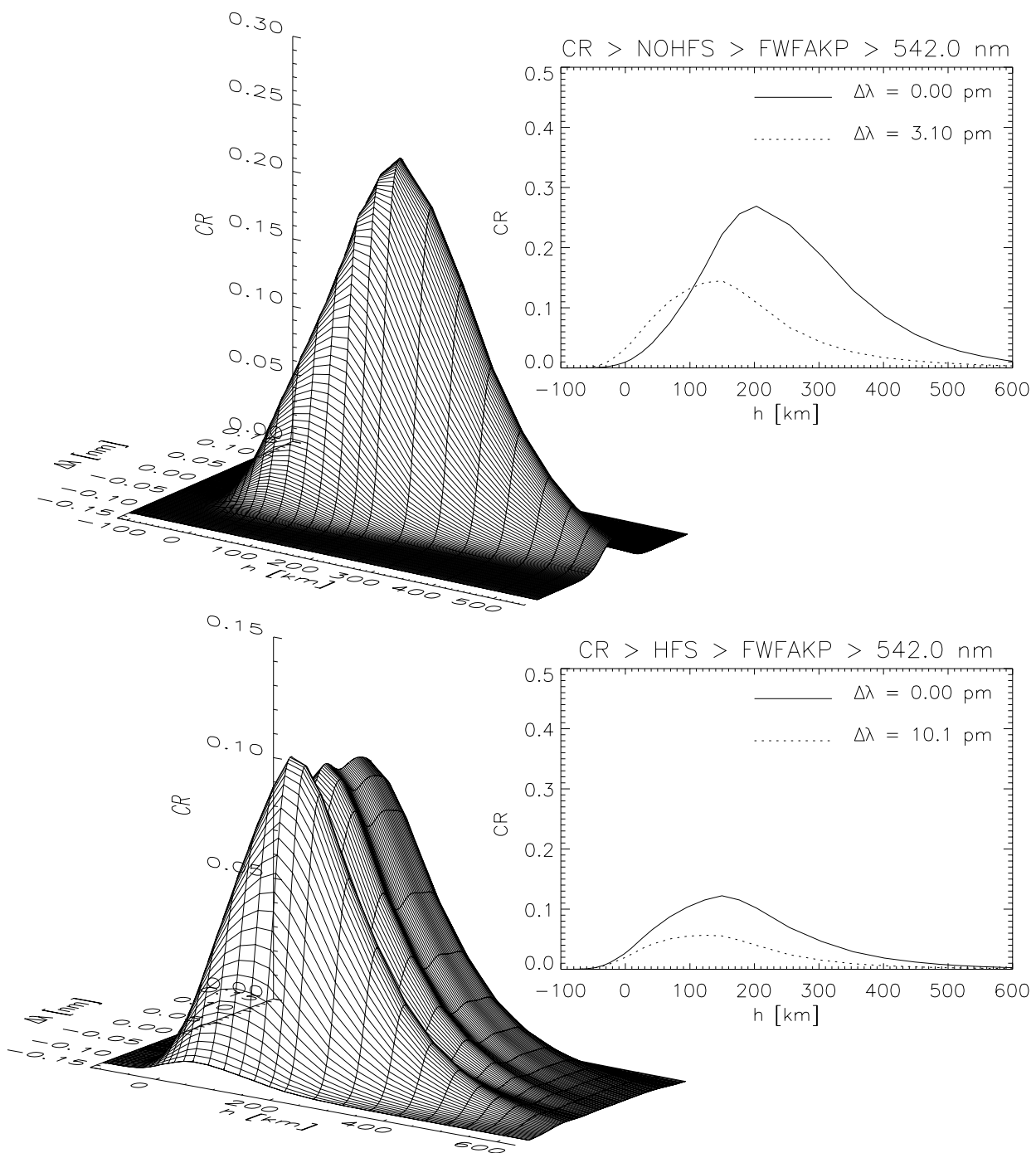
Slika 6.34: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 446.1 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



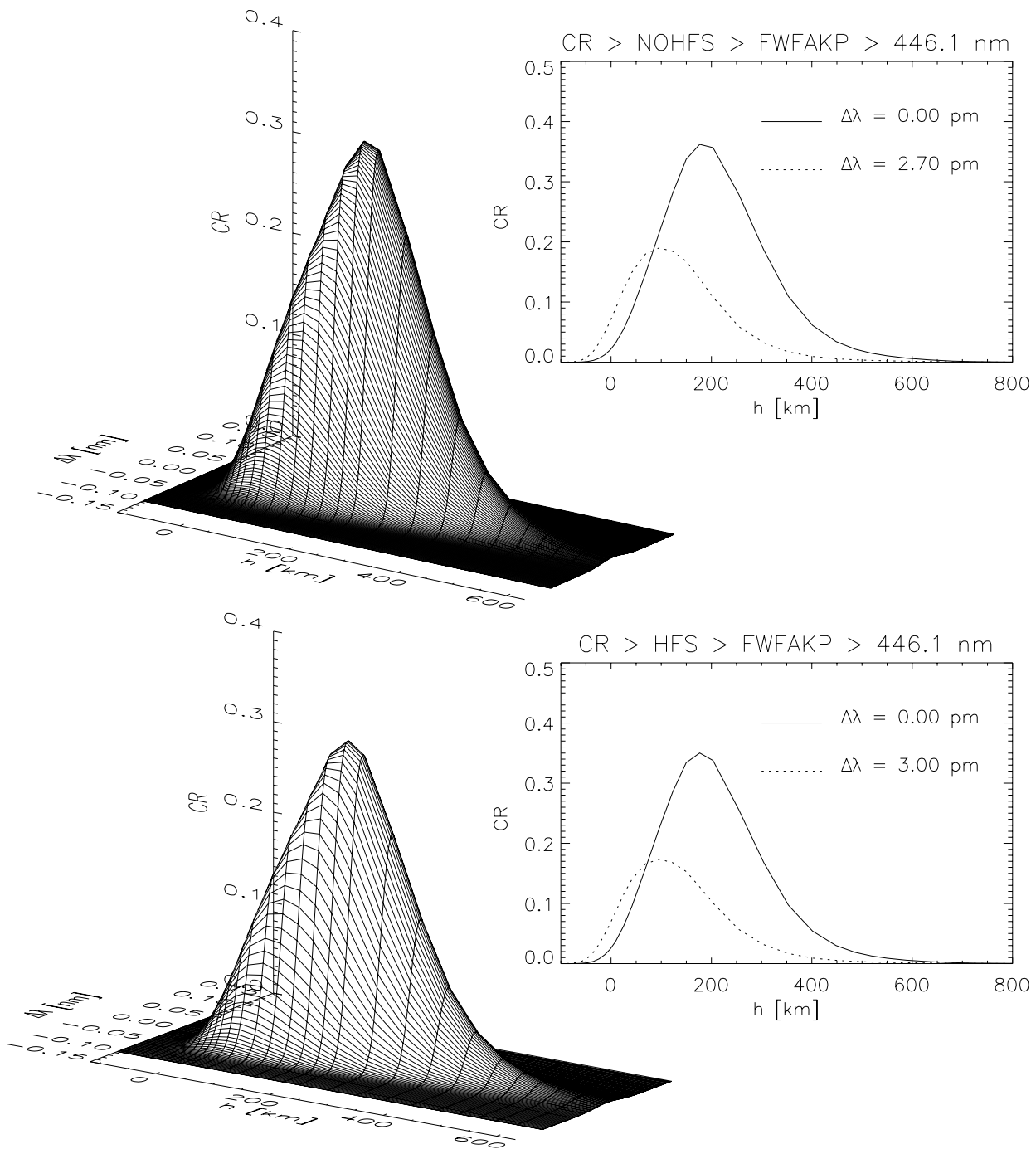
Slika 6.35: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 539.4 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



Slika 6.36: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 403.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



Slika 6.37: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 542.0 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKC. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije dopinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).



Slika 6.38: Funkcije doprinosa dubini linije po Magainovoj formuli za liniju MnI 446.1 nm u slučaju bez hiperfine strukture (gore) i sa hiperfinom strukturom (dole). Model atmosfere je FWFAKP. U izdvojenom grafiku prikazane su funkcije doprinosa za dve frekventne tačke iz profila: jezgro linije (puna linija) i tačka u krilu na polovini maksimalnog intenziteta (tačkasta).

Glava 7

Zaključak

Ukratko ćemo navesti glavne rezultate ovog rada. Izvršili smo sintezu izabranog skupa linija MnI u spektru Sunca i objasnili neke od mehanizama koji učestvuju u njihovom formiranju. Posebnu pažnju posvetili smo rezonantnom dubletu (1). Ograničili smo se na rad u programu Multi (Carlsson, 1986): spektralne linije računali smo u uslovima NLTE na osnovu različitih modela atoma mangana i različitih modela Sunčeve atmosfere. Kako Multi ne može istovremeno da računa spektar više vrsta elemenata, odnosno ne može da reprodukuje interval talasnih dužina iz realnog spektra, ograničili smo se na analizu isključivo linija MnI potpuno zanemarujući blende koje potiču od drugih atoma. Kako nam je osnovni cilj bio da ispitamo uticaj hiperfine strukture na profile ovih linija i kako je taj uticaj najizraženiji u jezgrima, nismo previše pažnje poklonili fitovanju krila linija.

Za potrebe našeg rada konstruisali smo model atoma neutralnog mangana sa 65 energetskih nivoa, 161 vezano-vezani prelaz i 20 vezano-slobodnih prelaza. Ovaj model obuhvata pre svega nivoe i prelaze koji direktno ili indirektno učestvuju u formiranju multipleta (1). Za 37 linija uračunali smo efekat hiperfinog cepanja na osnovu brojnih laboratorijskih merenja dostupnih u literaturi i potvrdili da je za sintezu realističnih profila manganovih linija neophodno razmatrati hiperfinu interakciju. Pri konstrukciji modela, izvršili smo i korekciju vrednosti jačina oscilatora za određen broj linija poređenjem sintetisanih i posmatranih linija. Tako dobijene korigovane vrednosti f_{ik} ne moraju nužno značiti i tačnije određene atomske parametre, ali predstavljaju sistem jačina oscilatora koji sa zadatim polaznim pretpostavkama daje dobro slaganje teorije i posmatranja. Prateći uticaj hiperfine strukture na promenu ekvivalentne širine izračunatog profila, zaključili smo da postoji jasna veza između veličine te promene i ekvivalentne širine ili jačine oscilatora linije za linije koje pripadaju jednom multipletu.

Profili izračunati za modele različitih struktura na Sunčevoj površini daju očekivanu opštu sliku, ali ostaje pitanje njihovog poređenja sa posmatranjima, kao i samog korišćenja usrednjenih hromosferskih modela, jer, kako kažu Carlsson i Stein (1998), "...proučavati hromosferu pomoću usrednjenih modela ima smisla koliko i slušati usrednjenu Bethovenovu Devetu simfoniju."

Kroz analizu različitih veličina (naseljenosti nivoa, koeficijenti odstupanja, funkcija izvora i dr.), pokazali smo da su NLTE mehanizmi veoma važni u sintezi linija neutralnog mangana. Iako njihov efekat na izračunati profil nije veliki, podsećamo da posmatrana neobična promena parametara linije MnI 539.4 nm iznosi takođe samo nekoliko procenata.

Konačno, izračunali smo visine formiranja za 37 linija MnI u dva različita mod-

ela atmosfere (supergranula, plaža) i sa dve različite definicije funkcije doprinosa (pomoću intenziteta i pomoću dubine linije). Pokazali smo da se uticaj hiperfine strukture ogleda u povećanju dubine formiranja, ali da je taj efekat, posebno kod slabijih linija, veoma precenjen ukoliko se koriste funkcije doprinosa intenzitetu. Posebno je značajno da se oblast formiranja jezgra linije MnI 539.4 nm time smešta u još dublje fotosferske slojeve (u slučaju funkcije doprinosa dubini linije za oko 14% dublje nego što su to izračunali Gurtovenko i Kostyk (1989)).

Rad koji predstoji

Planovi za dalji rad koji proističu iz ove teze kreću se u nekoliko pravaca.

(i) Prvi zadatak koji sledi je uključivanje optičkog pumpanja, odnosno transfera energije između MnI i MgII, u razmatranje mehanizama koji dovode do cikličnih promena parametara linija u multipletu (1) sa uračunatim efektom hiperfine strukture. Za preliminarne rezultate koristićemo Multi, a za dublju analizu koja uključuje detaljan tretman drugih elemenata ili parcijalne redistribucije, koristićemo Phoenix (Hauschildt i Baron, 1999) ili RHcode (Uitenbroek, 1998).

(ii) Sledeći zadatak je da se sa profilima koje smo ovde izračunali za različite strukture simulira uticaj faktora popunjenosti površine tim strukturama i tako proceni uticaj njihove zastupljenosti i evolucije na promene u multipletu (1).

(iii) Uključivanje magnetnog polja u slučaju linija sa izraženom hfs nije sasvim jednostavno. Kao rešenje tog problema očekujemo odgovor na pitanje kako promena magnetnog polja utiče na promenu profila manganovih linija u spektru Sunca.

(iv) Rešavanje problema prenosa polarizovanog zračenja u multipletu (1) i drugim linijama, posebno u svetlu mogućnosti da se Zeemanov efekat kod linija neutralnog mangana iskoristi za merenje slabih magnetnih polja.

Literatura

- Abt, H.A., 1952, ApJ, 115, 199
- Andriyenko, O., 2004, private communication
- Arimondo, E., Inguscio, M. & Violino, P., 1977, Reviews of Modern Physics, 49(1), 31
- Armstrong, L., Jr., 1971, *Theory of Hyperfine Structure of Free Atoms*, Interscience, New York
- Başar G., Başar G., Acar G., Öytürk I.K. and Kröger S., 2003, Phys. Scr., 67, 476
- Beckers J.M., Milkey R.W., 1975, Solar Phys. 43, 289
- Beynon T.G.R., 1977, A&A, 61, 853
- Blackwell, D. E. & Collins, B. S., 1972, Mon. Not. R. astr. Soc., 157, 255
- Blackwell-Whitehead R.J., 2003, Ph.D. Thesis, Imperial College, London
- Blackwell-Whitehead R.J., Pickering J.C. and Pearse O., 2004, in preparation
- Booth, A. J. & Blackwell, D. E., 1983, Mon. Not. R. astr. Soc., 204, 777
- Booth, A. J., Shallis, M. J. & Wells, M., 1983, Mon. Not. R. astr. Soc., 205, 191
- Brodzinski T., Kronfeldt H.D., Kropp J.R. and Winkler R., 1987, Z. Phys D, 7, 161
- Bruls, J. H. M. J., Rutten, R. J. & Shchukina, N. G., 1992, A&A, 265, 237
- Cannon, C. J., 1973, ApJ, 185, 621
- Carlsson, M., 1986, *A Computer Program for Solving Multi-Level Non-LTE Radiative Transfer Problems in Moving or Static Atmospheres*, Report No. 33, Uppsala Astronomical Observatory
- Carlsson, M., 1992, *Seventh Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ASP Conference series, Giampapa, M., and Bookbinder, J. (eds.), 26, 499
- Carlsson, M. and Stein, R.F., 1998., in *New eyes to see inside the sun and stars: pushing the limits of helio- and asteroseismology with new observations from the ground and from space*, IAU Symposium 185, eds. F. L. Deubner, J. Christensen-Dalsgaard and D. Kurtz, Kluwer, Dordrecht, 435
- Carlsson, M., 1995, <http://www.astro.uio.no/matsc/mul22>
- Chandrasekhar, S., 1950, *Radiative Transfer*, Clarendon Press, Oxford, reprinted Dover Pub., 1960
- Condon, E. U. and Shortley, G. H.: 1964, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press, Cambridge
- Corliss, C. and Sugar, J. 1977, J. Phys. Chem. Ref. Data, vol.6, 4, 1256
- Cowley, C.R., 1970, *The Theory of Stellar Spectra*, Gordon and Breach Science Publishers, New York
- Danilović, S. & Vince, I., 2004, Serb. Astron. J., 169, 47
- Davis S. J., Wright J. J. & Balling L. C., 1971, Phys. Rev. A, 3, 1220

- Delbouille L., Roland L. and Neven L.: Photometric Atlas of the Solar Spectrum from 3000 to 10000, L'Institut d'Astrophysique de l'Universite de Liege, 1973.
- Delbouille L., Roland G., Brault J.W., and Testerman L., 1981, Photometric Atlas of the Solar Spectrum from 1850 to 10000 cm⁻¹ (1.85 to 10 mm), Kitt Peak Publication
- Dembczyński J., Ertmer W., Johann U., Penselin S. & Stinner P., 1979, Z. Phys. A, 291, 207
- Doyle, J. G., Jevremović, D., Short, C. I., Hauschildt, P. H., Livingston, W. & Vince, I., 2001, A&A, 369, L13
- Erkapić, S. & Vince, I., 1995, Publ. Obs. Astron. Belgrade, 49, 159
- Feautrier, P., 1964, Comptes Rendus Acad. Sci. Paris 258, 3189
- Fisher R. A. & Peck E. R., 1939, Phys. Rev., 55, 270
- Fontenla J.M., White, O.R., Fox, P.A., Avrett, E.H. & Kurucz, R.L. 1999, ApJ, 519, 480
- Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1990, ApJ, 355, 700
- Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1991, ApJ, 377, 712
- Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1993, ApJ, 406, 319
- Gray, D. F., 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres* (second edition), Cambridge University Press, Cambridge
- Gray, D. F. & Livingston, W., 1997, ApJ, 474, 802
- Gurtovenko, E., and Kostyk, R., 1989, *Fraunhofer Spectrum and System of Solar Oscillator Strengths*, Naukova dumka, Kiev
- Gurtovenko E., Ratnikova V. and De Jager C., 1974, Solar Phys. 37, 43
- Haken, H. and Wolf, H.C.: 2000, *The Physics of Atoms and Quanta*, Springer, Berlin (sixth edition)
- Handrich E., Steudel A. & Walther H., 1969, Phys. Lett., 29A, 486
- Hauschildt, P. H. & Baron, E., 1999, Journal of Computational and Applied Mathematics, 102, 41
- Heide, v. d., K., 1968, Z. Astrophys., 69, 220
- Hindmarsh, W. R., 1955, Mon. Not. R. astr. Soc., 115, 270
- Holweger, H., 1967, Z. Astrophys., 65, 365
- Holweger, H., & Muller, E. A., 1974, Sol. Phys., 39, 19
- Janicki, L., 1909, Ann. Phys, 29, 833
- Jefferies, J. T., 1968, *Spectral Line Formation*, Blaisdel Publ. Co., Waltham, Massachusetts, Toronto, London
- Jönssen, P., Parpia, F.A., Froese Fischer, C., 1996, Computer Physics Communications, 96, 301
- Kamrukov A. S., Kozlov N. P., Protasov Yu. S., and Chuvashov S. N., 1983, Opt. Spectr., 55, 9
- Karzas, W. and Latter, R., 1961, ApJS, 6, 167
- Kronfeldt, H.D., Kropp, J.R., Subaric, A., and Winkler, R. 1985, Z. Phys. A, 322, 349
- Kurucz, R. L., 1979, ApJS, 40, 1
- Kurucz, R. L., 1993, Phys. Scr, 47, 110
- Kurucz R. L., 1995a, *Atomic Line Data Kurucz CD-ROM No. 23*. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory
- Kurucz, R. L., 1995b, *Laboratory and Astronomical High Resolution Spectra*, ASP Conference Series, Sauval A.J., Blomme R., and Grevesse N. (eds.), 81, 17
- Landi Degl'Innocenti, E., 1975, A&A, 45, 269

- Landi Degl'Innocenti, E., 1978, A&AS, 33, 157
- Landi Degl'Innocenti, E., 1990, *Polarization in Spectral Lines and Measurements of Solar Magnetic Fields*, Notes de cours donné les 7, 14, 21, 28 mars et 4 avril 1990 à l'Observatoire de Meudon
- Lefévre, P. H., Garnir, H. P., & Biéumont, E., 2003, A&A, 404, 1153
- Livingston W. and Wallace L., 1987, ApJ, 314, 808
- López Ariste, A., Tomczyk, S. & Casini, R., 2002, ApJ, 580, 519
- Luc, P., & Gerstenkorn, S., 1972, A&A, 18, 209
- Magain P., 1986, A&A 163, 135
- Makita M., 1976, Solar Phys. 51, 43
- Maltby, P., Avrett, E. H., Carlsson, M., Kjeldseth-Moe, O., Kurucz, R. L., & Loeser, R. 1986, ApJ, 306, 284
- Martin, W. C., and Wiese, W. L., 1996, in *Atomic, Molecular, and Optical Physics Handbook*, G. W. F. Drake (ed.), AIP Press, New York, ch.10
- Meléndez, J. 1999, Mon. Not. R. astr. Soc., 307, 197
- Menzel, D.H. (ed.), 1966, *Selected Papers on the Transfer of Radiation*, Dover Publications, Inc., New York
- Mihalas, D., 1978, *Stellar Atmospheres*, W.H.Freeman and Co., San Francisco (2nd edition)
- Moore, C. E., 1959, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, National Bur. Standards Technical Note 36, Washington
- Murakawa, K. J. 1955, J. Phys. Soc. Japan, 10, 336
- Olson G. L., Auer, L. H., and Buchler, J. R., 1986, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 35, 431
- Prochaska, J. X. & McWilliam, A., 2000, ApJ, 537, L57
- Rottmann, H. R. 1958, Z. Phys., 153, 158
- Rutten, R. J., 2000, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*, lecture notes Utrecht Univ. (7th edition), <http://www.astro.uu.nl/~rutten/tmr/>
- Rutten, R. J. and Kostik, R. I., 1982, A&A, 115, 104
- Rybicki, G. B. and Lightman, A. P.: 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons, Inc., New York
- Scharmer, G. B., 1981, ApJ, 249, 720
- Scharmer, G. B., & Carlsson, M. 1985, J. Comput. Phys., 59, 56
- Seaton, M. J., 1962, Proc. Phys. Soc. A, 79, 1105
- Sobelman, I., 1992, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer, Berlin
- Stix, M., 2002, *The Sun. An Introduction*, Springer, Berlin
- Thévenin, A&AS, 77, 137-154 (1989)
- Trujillo Bueno, J., 2003, in *Stellar Atmosphere Modeling*, I. Hubeny, D. Mihalas and K. Werner (eds.), ASP Conf. Series, 288, 551
- Uitenbroek, H., 1998, ApJ, 498, 427
- Van Regemorter, H. 1962, ApJ, 136, 906
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1973, ApJ, 184, 605 (VAL1)
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1976, ApJS, 30, 1 (VAL2)
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, ApJS, 45, 635 (VAL3)
- Verner D. A. and Yakovlev D. G., 1995, A&AS, 109, 125
- Vince, I., Kubičela, A. i Arsenijević, J., 1988, Bull. Astronom. Obs. Belgrade, 139, 25
- Vince, I. & Erkapić, S., 1998, IAUS, 185, 459

- Vince, I., 2004, XI Kongres Fizicara Srbije i Crne Gore, Petrovac, electronic publication, s7_02
- Vince, I., Ludmany, A., Vince, O., and Andriyenko, O., 2005, submitted to Solar Phys.
- Vitas, N. & Vince, I., 2003, Serb. Astr. J., 167, 35
- Wali-Mohammad, C., 1914, ApJ, 34, 200
- Wali-Mohammad, C., and Sharma, P.N., 1934, Philosophical Magazine, 18, 1144
- Walther, H. 1962, Z. Phys., 170, 507
- White, H.E., & Ritschl, R. 1930, Phys. Rev., 35, 1146
- Woodgate, G.K., & Martin, J.S. 1957, Proc. Phys. Soc. A, 70, 485

Dodatak 1: Izabrani energetski nivoi neutralnog mangana

Oznake radova citiranih u tabeli

Ba = Bařar i dr. (2003)
Be = Beynon (1977)
Br = Brodzinski i dr. (1987)
BW = Blackwell-Whitehead i dr. (2004)
D = Davis i dr. (1971)
De = Dembczyński i dr. (1979)
FP = Fisher i Peck (1939)
H = Handrich i dr. (1969)
L = Lefébvre i dr. (2003)
LG = Luc i Gerstenkorn (1972)
Mu = Murakawa (1955)
R = Rottmann (1958)
W = Walther (1962)
WR = White i Ritschl (1930)
WM = Woodgate i Martin (1957)

+ = nivoi koji nisu uključeni u model atoma

Tabela 7.1: Izabrani energetske nivou MnI

$E[\text{cm}^{-1}]$	Konfiguracija	Term	J	Lande- g	$A [10^{-3} \text{ cm}^{-1}]$	$B [10^{-3} \text{ cm}^{-1}]$
0.00	$3d^5 4s^2$	a^6S	5/2	2.00152	-2.41569 D / 2.0 WR / 0.0 FP / 2.5 WM	0.00063 D
17052.29			9/2	1.559	17.02 (0.27) De / 24 WR / 14.5 FP	4.41 (4.00) De
17282.00			7/2	1.584	15.31 (0.10) De / 25 WR / 13.5 FP	0.72 (1.33) De
17451.52	$3d^6 ({}^5D) 4s$	a^6D	5/2	1.657	14.57 (0.10) De / 27 WR / 14.5 FP	-1.56 (1.00) De
17568.48			3/2	1.866	15.66 (0.23) De / 34 WR / 16.5 FP	-2.17 (1.67) De
17637.15			1/2	3.327	29.42 (0.40) De / 87 WR / 27.8 FP	
18402.46			5/2	2.284	19.08 (0.05) Br / 23 WR / 22.2 FP / 19.08 W / 23.26 R / 19.07 H / 21 Mu	0.9 (0.4) Br
18531.64	$3d^5 ({}^6S) 4s 4p ({}^3P^o)$	z^8P^o	7/2	1.938	18.23 (0.03) Br / 21 WR / 20.5 FP / 18.23 W / 21.58 R / 18.22 H / 20 Mu	-3.4 (0.5) Br
18705.37			9/2	1.779	15.22 Br / 18 WR / 18 FP / 14.00 H	1.6 (0.9) Br
24779.32			3/2	2.364	17 WR / 23 FP / 19.01 W / 22.9 R / 19.06 H / 23.5 Mu	
24788.05	$3d^5 ({}^6S) 4s 4p ({}^3P^o)$	z^6P^o	5/2	1.875	20 WR / 18.5 FP / 15.52 W / 19.83 R / 15.58 H	
24802.25			7/2	1.714	26 WR / 16 FP / 14.29 W / 17.67 R / 14.30 H	
31001.15			5/2	1.600	-20.27 (0.05) Br / -20 FP	2.5 (5.0) Br
31076.42	$3d^5 ({}^6S) 4s 4p ({}^3P^o)$	z^4P^o	3/2	1.732	-27.08 (0.10) Br / -23 FP	-1.3 (1.0) Br
31124.95 +			1/2	2.668	-71.08 (0.18) Br / -56 FP	
35689.98			3/2	2.400	-32.4 (0.7) LG / -22 WR / -31.5 FP / -26.8 R / -31.03 H	1.1 (1.0) LG
35725.85	$3d^5 ({}^6S) 4s 4p ({}^1P^o)$	y^6P^o	5/2	1.886	-18.0 (0.7) LG / -8 WR / -21.5 FP / -14.6 R / -18.90 H	-2.0 (0.9) LG
35769.97			7/2	1.712	-13.0 (0.5) LG / -7 WR / -17.0 FP / 10.5 R / -13.83 H	0.9 (0.9) LG

Tabela 7.1: (nastavak)

39431.31	$3d^5 4s ({}^7S) 5s$	e^8S	7/2	2.000	24.61 (0.09) Br / 27 WR / 26.5 FP	1.6 (1.5) Br
41403.93	$3d^5 4s ({}^7S) 5s$	e^6S	5/2	1.997	26.97 (0.01) Br	0.0 (fixed) Br
41789.48	$3d^6 ({}^5D) 4p$	z^6D^o	9/2	1.556	2.9 (0.3) BW / 3.1 (0.1) L / 11 WR / 1 FP	
41932.64			7/2	1.587	1.3 (0.1) BW / 1.4 (0.2) L / 11 WR / 2 FP	
42053.73			5/2	1.653	-0.9 (0.1) BW / -8.3 (0.5) L / 12 WR / -2 FP	
42143.57			3/2	1.867	-5.0 (0.2) BW / -4.7 (0.2) L / 14 WR / -5 FP	
42198.56			1/2	3.317	-27.4 (0.3) BW / -26.3 (0.4) L / 31 WR	
43314.23	$3d^6 ({}^5D) 4p$	z^6F^o	11/2	1.464	6.0 (0.5) L	
43428.58			9/2	1.431	5.2 (0.4) L	
43524.08			7/2	1.395	4.6 (0.3) L	
43595.50			5/2	1.310	5.8 (0.3) L	
43644.45			3/2	1.068	9.1 (0.5) L	
43672.66			1/2	-0.602		
44288.76	$3d^6 ({}^5D) 4p$	z^4F^o	9/2	1.317	4.4 (0.3) BW / 4.5 (0.5) L / 5 Be	
44523.45			7/2	1.240	5.7 (0.2) BW / 6.0 (0.4) L / 6 Be	
44696.29			5/2	1.030	9.5 (0.2) BW / 9.9 (0.4) L / 10 Be	
44814.73			3/2	0.400	23.3 (0.3) BW / 22.4 (0.9) L / 18 Be	
44993.92	$3d^6 ({}^5D) 4p$	x^6P^o	7/2	1.717	9.4 (0.1) BW / 9.1 (0.3) L	
45156.11			5/2	1.885	9.7 (0.1) BW / 8.7 (0.9) L	
45259.17			3/2	2.399	12.5 (0.3) BW / 12 (2) L	
45754.27			7/2	1.427	1.5 (0.4) BW / 1.25 (0.33) Ba / 5 Be	6.75 (3.50) Ba
45940.93	$3d^6 ({}^5D) 4p$	z^4D^o	5/2	1.371	3.1 (0.4) BW / 3.07 (0.50) Ba / 6 Be	1.17 (0.67) Ba
46083.89			3/2	1.200	6.4 (0.2) BW / 6.40 (0.17) Ba / 8 Be	-0.20 (1.67) Ba
46169.93			1/2	0.000	35.6 (0.3) BW / 35.0 (0.5) L / 19 Be	

Tabela 7.1: (nastavak)

47207.28				9/2	1.554	15.5 (0.5) LG	-0.9 (0.8) LG
47212.06				7/2	1.581	15.8 (0.7) LG	4.0 (6.0) LG
47215.61			e^6D	5/2	1.634	17.6 (0.7) LG	3.0 (4.0) LG
47218.15				3/2	1.759	22.8 (1.0) LG	7.5 (8.0) LG
47219.64				1/2	3.934	61.6 (2.0) LG	
47452.16 *				1/2	3.174	36.0 (0.3) BW	
47466.66				3/2	?	27.5 (0.5) BW	
47753.99			y^6D^o	5/2	1.820	22.4 (0.4) BW	
47774.52				7/2	1.594	21.2 (0.2) BW	
47903.80				9/2	1.540	20.1 (0.2) BW	
47387.62 *				7/2	1.713	19.3 (0.1) BW	
47659.52			w^6P^o	5/2	1.952	25.4 (0.1) BW	
47782.43				3/2	2.666	21.6 (0.1) BW	
48021.43				11/2	1.460	20.0 (0.4) BW	
48168.01				9/2	1.432	19.0 (0.4) BW	
48225.99				7/2	1.043	17.4 (0.3) BW	
48270.91			y^6F^o	5/2	1.319	16.0 (0.2) BW	
48300.98				3/2	1.068	14.3 (0.3) BW	
48318.12				1/2	-0.496	2.9 (0.3) BW	
49888.01				7/2	1.711	18.7 (0.2) BW	
50012.50			v^6P^o	5/2	1.888	19.4 (0.2) BW	
50099.03				3/2	2.398	27.0 (0.2) BW	
50157.63			f^6S	7/2	1.995	23.2 (0.1) BW	

Dodatak 2: Izabrane linije neutralnog mangana

Oznake radova citiranih u tabeli

N = NIST database

K = Kurucz Line Lists

G = Gurtovenko i Kostyk (1989)

H = Heide (1968)

BC = Blackwell i Collins (1972), zasnovano na relativnim merenjima

T = Thévenin (1989), hfs nije uzeta u obzir

V = Vitas i Vince (2003)

Tabela 7.2: Izabrane linije neutralnog mangana

λ (nm)	E_i [cm^{-1}]	E_k [cm^{-1}]	Termovi	A_{ki} [s^{-1}]	f_{ik}	$\log(gf)$	Mul.		
279.4817	0.00	35769.97	$a^6S - y^6P^o$	$3.70 \cdot 10^8$ N	$5.78 \cdot 10^{-1}$	0.540 N	(UV1)		
279.8269	0.00	35725.85		$3.60 \cdot 10^8$ N	$4.23 \cdot 10^{-1}$	0.404 N			
280.1081	0.00	35689.98		$3.70 \cdot 10^8$ N	$2.90 \cdot 10^{-1}$	0.241 N			
304.4578	17052.29	49888.01		$5.70 \cdot 10^7$ N	$6.30 \cdot 10^{-2}$	-0.200 N			
305.4366	17282.00	50012.50	$a^6D - v^6P^o$	$4.60 \cdot 10^7$ N	$4.90 \cdot 10^{-2}$	-0.410 N	(15)		
306.2131	17451.52	50099.03		$1.30 \cdot 10^7$ N	$1.20 \cdot 10^{-2}$	-1.140 N			
306.6028	17282.00	49888.01		$1.60 \cdot 10^7$ N	$2.30 \cdot 10^{-2}$	-0.740 N			
307.0268	17451.52	50012.50		$1.90 \cdot 10^7$ N	$2.60 \cdot 10^{-2}$	-0.800 N			
307.3141	17568.48	50099.03		$3.70 \cdot 10^7$ N	$5.20 \cdot 10^{-2}$	-0.680 N			
307.9642	17637.15	50099.03		$1.60 \cdot 10^7$ N	$4.70 \cdot 10^{-2}$	-1.030 N			
308.1337	17568.48	50012.50		$3.00 \cdot 10^6$ N	$6.40 \cdot 10^{-3}$	-1.590 N			
308.2052	17451.52	49888.01		$3.49 \cdot 10^6$ K	$6.62 \cdot 10^{-3}$	-1.401 K			
314.8182	18402.46	50157.63		$z^8P^o - f^8S$	$8.80 \cdot 10^6$ N	$1.74 \cdot 10^{-2}$		-0.980 N	(19)
316.1041	18531.64	50157.63			$4.80 \cdot 10^6$ N	$7.19 \cdot 10^{-3}$		-1.240 N	
317.8502	18705.37	50157.63			$3.70 \cdot 10^6$ N	$4.48 \cdot 10^{-3}$		-1.348 N	
320.6906	17052.29	48225.99			$1.00 \cdot 10^6$ N	$1.30 \cdot 10^{-3}$		-1.890 N	
321.2882	17052.29	48168.01			$1.60 \cdot 10^7$ N	$2.50 \cdot 10^{-2}$		-0.600 N	
322.6029	17282.00	48270.91		$a^6D - y^6F^o$	$4.90 \cdot 10^6$ N	$5.70 \cdot 10^{-3}$		-1.340 N	(14)
322.8089	17052.29	48021.43			$6.40 \cdot 10^7$ N	$1.20 \cdot 10^{-1}$		0.080 N	
323.0713	17282.00	48225.99	$3.50 \cdot 10^7$ N		$5.50 \cdot 10^{-2}$	-0.360 N			
323.6778	17282.00	48168.01	$8.32 \cdot 10^7$ K		$1.63 \cdot 10^{-2}$	0.116 K			
324.0613	17451.52	48300.98	$9.80 \cdot 10^6$ N		$1.00 \cdot 10^{-2}$	-1.210 N			
324.3775	17451.52	48270.91	$5.30 \cdot 10^7$ N		$8.40 \cdot 10^{-2}$	-0.300 N			
324.8510	17451.52	48225.99	$8.80 \cdot 10^7$ K		$1.86 \cdot 10^{-1}$	0.047 K			
325.1133	17568.48	48318.12	$2.30 \cdot 10^7$ N		$1.90 \cdot 10^{-2}$	-1.130 N			
325.2946	17568.48	48300.98	$1.80 \cdot 10^7$ N		$2.80 \cdot 10^{-2}$	-0.950 N			

Tabela 7.2: (nastavak)

325.6132	17568.48	48270.91		5.00 10 ⁷ N	1.20 10 ⁻¹	-0.320 N	
325.8410	17637.15	48318.12		9.70 10 ⁷ N	1.50 10 ⁻¹	-0.510 N	
326.0231	17637.15	48300.98		3.80 10 ⁷ N	1.20 10 ⁻¹	-0.620 N	
321.6945	0.00	31076.42		2.45 10 ⁵ N	2.53 10 ⁻⁴	-2.818 N	
322.4756	0.00	31001.15		3.78 10 ⁵ N	5.89 10 ⁻⁴	-2.452 N	(3)
324.0397	17052.29	47903.80		6.40 10 ⁶ N	1.00 10 ⁻²	-1.000 N	
325.4034	17052.29	47774.52		1.70 10 ⁶ N	2.10 10 ⁻³	-1.670 N	
326.4706	17282.00	47903.80		1.40 10 ⁷ N	2.90 10 ⁻²	-0.640 N	
327.8548	17282.00	47774.52		9.10 10 ⁵ N	1.50 10 ⁻³	-1.930 N	
328.0757	17282.00	47753.99		6.05 10 ⁵ K	7.33 10 ⁻⁴	-2.232 K	
329.6877	17451.52	47774.52		1.50 10 ⁶ N	3.20 10 ⁻³	-1.720 N	
329.9111	17451.52	47753.99		1.52 10 ⁶ K	2.49 10 ⁻³	-1.826 K	
331.1895	17568.48	47753.99		2.00 10 ⁶ N	4.90 10 ⁻³	-1.710 N	(-)
333.0694	17451.52	47466.66		7.40 10 ⁶ N	8.20 10 ⁻³	-1.310 N	
334.3724	17568.48	47466.66		8.60 10 ⁵ N	1.40 10 ⁻³	-2.240 N	
334.5346	17568.48	47452.16		1.34 10 ⁶ K	1.12 10 ⁻³	-2.348 K	
335.1422	17637.15	47466.66		2.93 10 ⁴ K	9.88 10 ⁻⁵	-3.704 K	
335.3052	17637.15	47452.16		4.58 10 ³ K	7.73 10 ⁻⁶	-4.811 K	
329.0960	17282.00	47659.52		2.10 10 ⁵ N	2.60 10 ⁻⁴	-2.690 N	
329.5537	17052.29	47387.62		3.14 10 ⁶ K	4.09 10 ⁻³	-1.388 K	
329.6017	17451.52	47782.43		1.84 10 ⁵ K	2.00 10 ⁻⁴	-2.921 K	
330.8777	17568.48	47782.43		4.90 10 ⁵ N	8.10 10 ⁻⁴	-2.490 N	
330.9429	17451.52	47659.52		3.22 10 ⁴ K	5.29 10 ⁻⁵	-3.498 K	(-)
331.6315	17637.15	47782.43		1.87 10 ⁴ K	6.18 10 ⁻⁵	-3.908 K	
332.0683	17282.00	47387.62		5.17 10 ⁴ K	8.55 10 ⁻⁸	-6.165 K	
332.2293	17568.48	47659.52		1.03 10 ⁵ K	2.57 10 ⁻⁴	-2.988 K	
333.9488	17451.52	47387.62		8.48 10 ⁴ K	1.89 10 ⁻⁴	-2.945 K	

Tabela 7.2: (nastavak)

348.3083	17052.29	45754.27			1.61 10 ⁵ K	2.34 10 ⁻⁴	-2.630 K	
348.8315	17282	45940.93			6.00 10 ⁴ N	8.20 10 ⁻⁵	-3.180 N	
349.1551	17451.52	46083.89			1.20 10 ⁴ N	1.50 10 ⁻⁵	-4.060 N	
349.5326	17568.48	46169.93			2.51 10 ² K	2.30 10 ⁻⁷	-6.036 K	
350.3739	17637.15	46169.93			3.60 10 ⁵ N	6.60 10 ⁻⁴	-2.880 N	
350.5873	17568.48	46083.89			2.80 10 ⁴ N	5.20 10 ⁻⁵	-3.690 N	(-)
350.9073	17451.52	45940.93			6.20 10 ⁴ N	1.20 10 ⁻⁴	-3.160 N	
351.1185	17282.00	45754.27			2.90 10 ⁴ N	5.40 10 ⁻⁵	-3.370 N	
351.4336	17637.15	46083.89			1.99 10 ⁴ K	7.39 10 ⁻⁵	-3.830 K	
352.3538	17568.48	45940.93			2.80 10 ⁴ N	7.80 10 ⁻⁵	-3.500 N	
353.2216	17451.52	45754.27			4.52 10 ³ K	1.12 10 ⁻⁵	-4.170 K	
357.7868	17052.29	44993.92			9.40 10 ⁷ N	1.40 10 ⁻¹	0.160 N	
358.6535	17282.00	45156.11			4.16 10 ⁷ K	6.02 10 ⁻²	-0.317 K	
359.5107	17451.52	45259.17			1.80 10 ⁷ N	2.30 10 ⁻²	-0.860 N	
360.7526	17282.00	44993.92			2.30 10 ⁷ N	4.50 10 ⁻²	-0.440 N	
360.8481	17451.52	45156.11			3.60 10 ⁷ N	7.10 10 ⁻²	-0.370 N	(8)
361.0292	17568.48	45259.17			4.20 10 ⁷ N	8.30 10 ⁻²	-0.480 N	
361.9268	17637.15	45259.17			2.85 10 ⁷ K	1.11 10 ⁻¹	-0.650 K	
362.3780	17568.48	45156.11			9.70 10 ⁶ N	2.90 10 ⁻²	-0.940 N	
362.9731	17451.52	44993.92			2.80 10 ⁶ N	7.40 10 ⁻³	-1.350 N	
363.9144	17052.29	44523.45			3.90 10 ⁴ N	6.20 10 ⁻⁵	-3.210 N	
364.6693	17282.00	44696.29			5.10 10 ⁴ N	7.60 10 ⁻⁵	-3.210 N	
365.3501	17451.52	44814.73			7.50 10 ⁴ N	1.00 10 ⁻⁴	-3.220 N	
366.9185	17568.48	44814.73			1.00 10 ⁵ N	2.00 10 ⁻⁴	-3.090 N	
366.9384	17451.52	44696.29			3.21 10 ⁵ K	6.48 10 ⁻⁴	-2.410 K	
366.9831	17282.00	44523.45			6.30 10 ⁵ N	1.30 10 ⁻³	-1.990 N	(7)
367.0502	17052.29	44288.76			5.90 10 ⁵ N	1.20 10 ⁻³	-1.920 N	

Tabela 7.2: (nastavak)

367.8456	17637.15	44814.73		9.60 10 ⁴ N	3.90 10 ⁻⁴	-3.110 N	
368.5205	17568.48	44696.29		2.10 10 ⁵ N	6.40 10 ⁻⁴	-2.590 N	
369.2812	17451.52	44523.45		4.60 10 ⁵ N	1.30 10 ⁻³	-2.120 N	
370.1723	17282.00	44288.76		8.60 10 ⁵ N	2.20 10 ⁻³	-1.750 N	
377.6534	17052.29	43524.08		1.90 10 ⁶ N	3.30 10 ⁻⁴	-2.490 N	
379.0207	17052.29	43428.58		5.65 10 ⁶ N	1.22 10 ⁻²	-0.915 N	
379.9252	17282.00	43595.50		1.35 10 ⁶ N	2.20 10 ⁻³	-1.755 N	
380.6711	17052.29	43314.23		5.90 10 ⁷ N	1.50 10 ⁻¹	0.190 N	
380.9592	17282.00	43524.08		1.43 10 ⁷ N	3.12 10 ⁻²	-0.603 N	
381.6741	17451.52	43644.45		4.19 10 ⁶ N	6.11 10 ⁻³	-1.436 N	
382.3507	17282.00	43428.58		5.21 10 ⁷ N	1.43 10 ⁻¹	0.058 N	
382.3887	17451.52	43595.50	a ⁶ D - z ⁶ F ^o	2.31 10 ⁷ N	5.06 10 ⁻²	-0.518 N	(6)
382.9718	17568.48	43672.66		1.03 10 ⁷ N	1.13 10 ⁻²	-1.343 N	
383.3861	17568.48	43644.45		3.14 10 ⁷ N	6.92 10 ⁻²	-0.558 N	
383.4362	17451.52	43524.08		4.29 10 ⁷ N	1.26 10 ⁻¹	-0.121 N	
383.9819	17637.15	43672.66		4.64 10 ⁷ N	1.03 10 ⁻¹	-0.688 N	
384.1071	17568.48	43595.50		3.30 10 ⁷ N	1.10 10 ⁻¹	-0.360 N	
384.3984	17637.15	43644.45		2.11 10 ⁷ N	9.35 10 ⁻²	-0.728 N	
401.8100	17052.29	41932.64		2.54 10 ⁷ N	4.91 10 ⁻²	-0.309 N / -0.19 BC / -0.01 H / 0.15 T	
403.5719	17282.00	42053.73		4.41 10 ⁷ K	8.07 10 ⁻²	-0.190 K	
404.1355	17052.29	41789.48		7.87 10 ⁷ N	1.93 10 ⁻¹	0.285 N / 0.41 BC / -0.17 T	
404.8743	17451.52	42143.57		7.50 10 ⁷ N	1.20 10 ⁻¹	-0.130 N / -0.13 BC / -0.20 T	
405.5544	17282.00	41932.64		4.31 10 ⁷ N	1.06 10 ⁻¹	-0.070 N / 0.08 BC / 0.42 H / -0.02 T	
405.8930	17568.48	42198.56		7.25 10 ⁷ N	8.95 10 ⁻²	-0.446 N / -0.30 BC / 0.21 H	
406.3528	17451.52	42053.73		1.69 10 ⁷ N	4.18 10 ⁻²	-0.601 N / -0.49 BC / -0.40 T	
406.8012	17568.48	42143.57	a ⁶ D - z ⁶ D ^o	1.40 10 ⁶ N	3.50 10 ⁻³	-1.860 N	(5)
407.0278	17637.15	42198.56		2.30 10 ⁷ N	5.60 10 ⁻²	-0.950 N / -0.95 BC / -0.35 H / -1.11 T	

Tabela 7.2: (nastavak)

407.9235	17282.00	41789.48		1.52 10 ⁷ K	4.75 10 ⁻²	-0.420 K	
407.9412	17637.15	42143.57		3.80 10 ⁷ N	1.90 10 ⁻¹	-0.420 N / -0.42 BC / 0.05 H / -0.49 T	
408.2939	17568.48	42053.73		2.95 10 ⁷ N	1.11 10 ⁻¹	-0.354 N / -0.26 BC / -0.40 G / 0.20 H / -0.39 T	
408.3628	17451.52	41932.64		2.80 10 ⁷ N	9.40 10 ⁻²	-0.250 N / -0.25 BC / 0.19 H / -0.09 T	
403.0753	0.00	24802.25		1.70 10 ⁷ N	5.52 10 ⁻²	-0.480 N / -0.97 T / -0.43 BC	
403.3062	0.00	24788.05	a ⁶ S - z ⁶ P ^o	1.65 10 ⁷ N	4.02 10 ⁻²	-0.617 N / -1.04 T / -0.58 BC	(2)
403.4483	0.00	24779.32		1.58 10 ⁷ N	2.57 10 ⁻²	-0.812 N / -1.18 T / -0.76 BC	
445.5014	24779.32	47219.64		6.80 10 ⁷ K	1.01 10 ⁻¹	-0.393 K / -2.06 T	
445.5310	24779.32	47218.15		4.76 10 ⁷ K	1.42 10 ⁻¹	-0.246 K / -0.09 T	
445.5814	24779.32	47215.61		1.70 10 ⁷ N	7.59 10 ⁻²	-0.510 N / -0.69 T	
445.7044	24788.05	47218.15		2.34 10 ⁷ N	4.64 10 ⁻²	-0.555 N / -0.62 G / -0.92 T	
445.7549	24788.05	47215.61		4.27 10 ⁷ N	1.27 10 ⁻¹	-0.117 N / -0.45 T	(28)
445.8254	24788.05	47212.06	z ⁶ P ^o - e ⁶ D	4.62 10 ⁷ N	1.83 10 ⁻¹	0.042 N / -0.24 T	
446.0373	24802.25	47215.61		5.51 10 ⁶ K	1.23 10 ⁻²	-1.006 K / -1.09 T	
446.1079	24802.25	47212.06		1.70 10 ⁷ N	5.07 10 ⁻²	-0.380 N / -0.49 T	
446.2031	24802.25	47207.28		7.00 10 ⁷ N	2.61 10 ⁻¹	0.320 N / -0.057	
475.4042	18402.46	39431.31		3.03 10 ⁷ N	1.37 10 ⁻¹	-0.085 N / 0.20 T / 0.01 BC / 0.08 H	
478.3427	18531.64	39431.31	z ⁸ P ^o - e ⁸ S	4.01 10 ⁷ N	1.38 10 ⁻¹	0.042 N / 0.40 T / 0.06 H	(16)
482.3524	18705.37	39431.31		4.99 10 ⁷ N	1.39 10 ⁻¹	0.144 N / 0.20 T / 0.10 H	
534.1057	17052.29	35769.97		2.09 10 ⁶ K	7.14 10 ⁻³	-1.146 K / -3.00 T	
540.7419	17282.00	35769.97		5.15 10 ⁵ N	2.26 10 ⁻³	-1.743 N / -1.53 BC / -2.18 T	
542.0355	17282.00	35725.85		1.31 10 ⁶ N	4.31 10 ⁻³	-1.462 N / -1.29 BC / -1.48 G / -0.7 H / -2.08 T	
545.7460	17451.52	35769.97	a ⁶ D - y ⁶ P ^o	6.81 10 ⁴ K	4.05 10 ⁻⁴	-2.614 K / -2.76 T	(4)
547.0637	17451.52	35725.85		7.55 10 ⁵ K	3.31 10 ⁻³	-1.702 K / -1.58 G / -1.1 H / -2.18 T	
548.1396	17451.52	35689.98		5.84 10 ⁵ K	1.75 10 ⁻³	-1.978 K / -3.01 T	

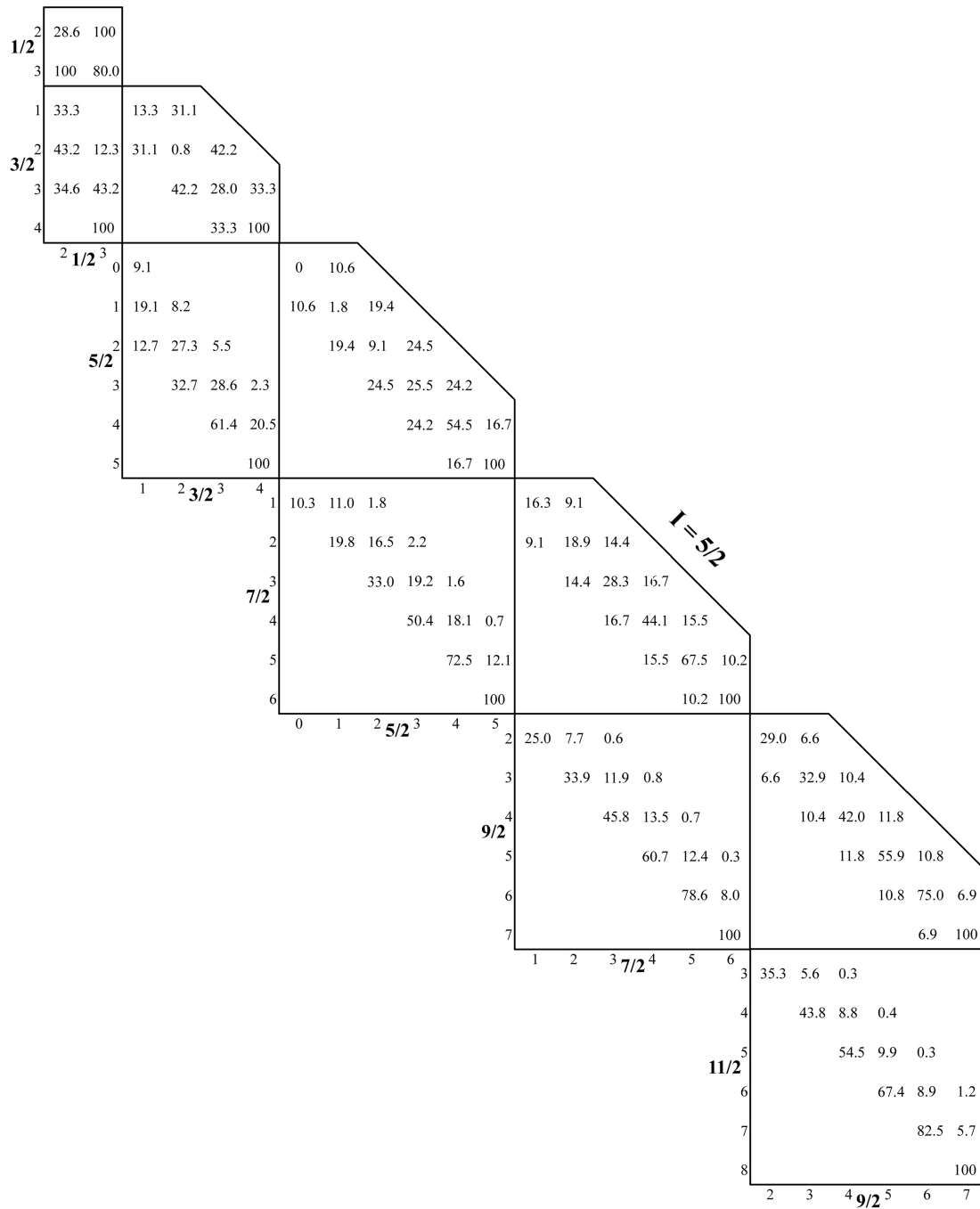
Tabela 7.2: (nastavak)

550.5876	17568.48	35725.85		2.16 10 ⁵ K	1.47 10 ⁻³	-2.230 K / -1.94 T	
551.6774	17568.48	35689.98		7.79 10 ⁵ N	3.56 10 ⁻³	-1.847 N / -1.75 BC / -1.76 G / -2.29 T	
553.7760	17637.15	35689.98		5.22 10 ⁵ K	4.80 10 ⁻³	-2.017 K / -1.90 G / -2.55 T	
539.4677	0.00	18531.64	a ⁶ S - z ⁸ P ^o	9.00 10 ³ N	5.24 10 ⁻⁵	-3.503 N / -4.06 T / -3.57 G / -3.46 BC / -3.650 V	(1)
543.2546	0.00	18402.46		6.04 10 ³ N	2.67 10 ⁻⁵	-3.795 N / -4.25 T / -3.84 G / -3.2 H / -3.75 BC / -3.965 V /	
601.3510	24779.32	41403.93		1.72 10 ⁷ N	1.40 10 ⁻¹	-0.251 N / -0.22 G	
601.6640	24788.05	41403.93	z ⁶ P ^o - e ⁶ S	2.44 10 ⁷ K	1.32 10 ⁻¹	-0.10 G	(27)
602.1820	24802.25	41403.93		3.32 10 ⁷ N	1.35 10 ⁻¹	0.034 N / -0.05 G	
867.0901	35689.98	47219.64		4.16 10 ⁶ K	9.37 10 ⁻²	-0.727 K	
867.2022	35689.98	47218.15		5.82 10 ⁶ K	6.56 10 ⁻²	-0.581 K	
867.3933	35689.98	47215.61		3.88 10 ⁶ K	2.92 10 ⁻²	-0.757 K	
869.9089	35725.85	47218.15		1.61 10 ⁶ K	2.73 10 ⁻²	-0.961 K	
870.1012	35725.85	47215.61	y ⁶ P ^o - e ⁶ D	4.89 10 ⁶ K	5.56 10 ⁻²	-0.477 K	(1R1)
870.3701	35725.85	47212.06		6.89 10 ⁶ K	5.87 10 ⁻²	-0.328 K	
873.4553	35769.97	47215.61		4.57 10 ⁵ K	6.96 10 ⁻³	-1.379 K	
873.7262	35769.97	47212.06		2.74 10 ⁶ K	3.14 10 ⁻²	-0.600 K	
874.0914	35769.97	47207.28		9.61 10 ⁶ K	8.81 10 ⁻²	-0.055 K	
1289.976	17052.29	24802.25		4.37 10 ⁵ K	8.73 10 ⁻³	-1.059 K	
1329.379	17282.00	24802.25		1.15 10 ⁵ K	3.05 10 ⁻³	-1.613 K	
1331.894	17282.00	24788.05		2.74 10 ⁵ K	5.46 10 ⁻³	-1.360 K	
1360.037	17451.52	24802.25		1.80 10 ⁴ K	6.67 10 ⁻⁴	-2.398 K	
1362.669	17451.52	24788.05	a ⁶ D - z ⁶ P ^o	1.82 10 ⁵ K	5.08 10 ⁻³	-1.516 K	(1R2)
1364.293	17451.52	24779.32		1.39 10 ⁵ K	2.59 10 ⁻³	-1.809 K	
1384.745	17568.48	24788.05		5.73 10 ⁴ K	2.47 10 ⁻³	-2.005 K	

Tabela 7.2: (nastavak)

1386.422	17568.48	24779.32		1.99 10 ⁵ K	5.75 10 ⁻³	-1.638 K	
1399.752	17637.15	24779.32		1.39 10 ⁵ K	8.15 10 ⁻³	-1.788 K	
1749.625	35689.98	41403.93		4.25 10 ⁵ K	2.92 10 ⁻²	-0.932 K	
1760.678	35725.85	41403.93		6.09 10 ⁵ K	2.83 10 ⁻²	-0.770 K	(IR3)
1774.466	35769.97	41403.93		7.64 10 ⁵ K	2.70 10 ⁻²	-0.665 K	

Dodatak 3: Relativni intenziteti komponenata multipleta u LS vezi



Slika 7.1: Relativni intenziteti komponenata multipleta u LS vezi, prema Condon i Shortley (1964)

Dodatak 4: Katalog hiperfine strukture 37 linija neutralnog mangana

MnI 539.4677 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 5.23 \cdot 10^{-5}$	$f_{ik} = 3.73 \cdot 10^{-5}$
1	0.00	-5.06	0.17376	100.0	0.2824	1.477 10^{-5}	1.053 10^{-5}
2	3.47	-1.59	0.05459	81.4	0.2299	1.202 10^{-5}	8.574 10^{-6}
3	6.38	1.32	-0.04533	65.8	0.1858	9.719 10^{-6}	6.931 10^{-6}
4	8.77	3.71	-0.12740	50.4	0.1423	7.444 10^{-6}	5.309 10^{-6}
5	10.52	5.46	-0.18749	35.1	0.0991	5.184 10^{-6}	3.697 10^{-6}
6	11.68	6.62	-0.22732	21.4	0.0605	3.160 10^{-6}	2.254 10^{-6}

set (ii) / lower: D, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 5.23 \cdot 10^{-5}$	$f_{ik} = 3.73 \cdot 10^{-5}$
1	5 - 6	0.00	-5.06	0.17376	0.17376	100.0	100.0	0.2709	1.417 10^{-5}	1.010 10^{-5}
2	4 - 5	3.49	-1.57	0.05405	0.05578	72.5	84.6	0.2291	1.198 10^{-5}	8.547 10^{-6}
	5 - 5	3.13	-1.93	0.06613		12.1				
3	3 - 4	6.42	1.36	-0.04664	-0.04389	50.4	69.2	0.1874	9.803 10^{-6}	6.991 10^{-6}
	4 - 4	6.14	1.08	-0.03698		18.1				
	5 - 4	5.78	0.72	-0.02490		0.7				
4	2 - 3	8.77	3.71	-0.12758	-0.12450	33.0	53.8	0.1457	7.621 10^{-6}	5.435 10^{-6}
	3 - 3	8.56	3.50	-0.12034		19.2				
	4 - 3	8.28	3.22	-0.11067		1.6				
5	1 - 2	10.54	5.48	-0.18820	-0.18544	19.8	38.5	0.1043	5.454 10^{-6}	3.890 10^{-6}
	2 - 2	10.40	5.34	-0.18337		16.5				
	3 - 2	10.19	5.13	-0.17612		2.2				
6	0 - 1	11.70	6.64	-0.22805	-0.22633	10.3	23.1	0.0626	3.188 10^{-6}	2.334 10^{-6}
	1 - 1	11.63	6.57	-0.22563		11.0				
	2 - 1	11.49	6.43	-0.22080		1.8				

MnI 543.2546 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r*	$f_{ik} = 2.67 \cdot 10^{-5}$	$f_{ik} = 1.81 \cdot 10^{-5}$
1	0.00	-3.92	0.13274	100.0	0.3294	8.7945 10 ⁻⁶	5.9618 10 ⁻⁶
2	3.21	-0.71	0.02404	75.4	0.2484	6.6310 10 ⁻⁶	4.4952 10 ⁻⁶
3	5.75	1.83	-0.06197	57.4	0.1891	5.0480 10 ⁻⁶	3.4221 10 ⁻⁶
4	7.62	3.70	-0.12529	39.9	0.1314	3.5090 10 ⁻⁶	2.3788 10 ⁻⁶
5	8.81	4.89	-0.16558	21.4	0.0705	1.8820 10 ⁻⁶	1.2758 10 ⁻⁶
6	9.23	5.31	-0.17980	9.5	0.0313	8.3550 10 ⁻⁷	5.6630 10 ⁻⁷

set (ii) / lower: D, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r*	$f_{ik} = 2.67 \cdot 10^{-5}$	$f_{ik} = 1.81 \cdot 10^{-5}$
1	4 - 5	0.36	-3.62	0.12249	0.13284	16.7	116.7	0.3057	8.1632 10 ⁻⁶	5.5338 10 ⁻⁶
	5 - 5	0.00	-3.97	0.13457		100.0				
2	3 - 4	3.47	-0.50	0.01689	0.02622	24.2	95.4	0.2499	6.6733 10 ⁻⁶	4.5238 10 ⁻⁶
	4 - 4	3.19	-0.78	0.02655		54.5				
	5 - 4	2.83	-1.14	0.03863		16.7				
3	2 - 3	5.94	1.97	-0.06662	-0.05861	24.5	74.2	0.1944	5.1903 10 ⁻⁶	3.5185 10 ⁻⁶
	3 - 3	5.73	1.75	-0.05937		25.5				
	4 - 3	5.44	1.47	-0.04971		24.2				
4	1 - 2	7.76	3.79	-0.12837	-0.12196	19.4	53.0	0.1389	3.7074 10 ⁻⁶	2.5132 10 ⁻⁶
	2 - 2	7.62	3.65	-0.12354		9.1				
	3 - 2	7.4	3.43	-0.11629		24.5				
5	0 - 1	8.95	4.98	-0.16859	-0.16404	10.6	31.8	0.0833	2.2244 10 ⁻⁶	1.5079 10 ⁻⁶
	1 - 1	8.88	4.91	-0.16618		1.8				
	2 - 1	8.7	4.76	-0.16135		19.4				
6	1 - 0	9.44	5.46	-0.18504	-0.18504	10.6	10.6	0.0278	7.4140 10 ⁻⁷	5.0280 10 ⁻⁷

MnI 403.0753 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 5.60 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 6.19 \cdot 10^{-2}$
1	0.00	-2.28	0.14024	100.0	0.2676	1.498 10^{-2}	1.656 10^{-2}
2	1.59	-0.69	0.04244	85.1	0.2277	1.275 10^{-2}	1.410 10^{-2}
3	2.90	0.62	-0.03813	70.3	0.1881	1.053 10^{-2}	1.164 10^{-2}
4	3.94	1.66	-0.10210	56.0	0.1499	8.392 10^{-3}	9.276 10^{-3}
5	4.72	2.44	-0.15008	39.3	0.1052	5.889 10^{-3}	6.510 10^{-3}
6	5.22	2.94	-0.18084	23.0	0.0615	3.447 10^{-3}	3.809 10^{-3}

set (ii) / lower: D, upper: H /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 5.60 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 6.19 \cdot 10^{-2}$
1	5 - 6	0.00	-2.28	0.14022	0.14022	100.0	100.0	0.2709	1.517 10^{-2}	1.677 10^{-2}
2	4 - 5	0.04	-0.69	0.04234	0.04407	72.5	84.6	0.2291	1.283 10^{-2}	1.418 10^{-2}
	5 - 5	0.05	-0.88	0.05442		12.1				
3	3 - 4	2.91	0.63	-0.03882	-0.03607	50.4	69.2	0.1874	1.050 10^{-2}	1.160 10^{-2}
	4 - 4	2.75	0.47	-0.02915		18.1				
	5 - 4	2.56	0.28	-0.01708		0.7				
4	2 - 3	3.96	1.68	-0.10326	-0.10018	33.0	53.8	0.1457	8.160 10^{-3}	9.020 10^{-3}
	3 - 3	3.84	1.56	-0.09602		19.2				
	4 - 3	3.68	1.40	-0.08635		1.6				
5	1 - 2	4.73	2.45	-0.15100	-0.14824	19.8	38.5	0.1043	5.840 10^{-3}	6.455 10^{-3}
	2 - 2	4.65	2.38	-0.14616		16.5				
	3 - 2	4.54	2.26	-0.13892		2.2				
6	0 - 1	5.29	2.96	-0.18201	-0.18030	10.3	23.1	0.0626	3.504 10^{-3}	3.873 10^{-3}
	1 - 1	5.20	2.92	-0.17960		11.0				
	2 - 1	5.12	2.84	-0.17476		1.8				

MnI 403.3062 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm^{-1}]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 4.02 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 4.38 \cdot 10^{-2}$
1	0.00	-1.80	0.11059	100.0	0.3066	1.232 10-2	1.343 10-2
2	1.43	-0.37	0.02273	81.6	0.2502	1.006 10-2	1.096 10-2
3	2.58	0.78	-0.04792	63.5	0.1947	7.826 10-3	8.526 10-3
4	3.48	1.68	-0.10322	45.3	0.1389	5.583 10-3	6.083 10-3
5	4.09	2.29	-0.14069	26.9	0.0825	3.315 10-3	3.612 10-3
6	4.37	2.57	-0.15790	8.9	0.0273	1.097 10-3	1.195 10-3

set (ii) / lower: D, upper: H /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm^{-1}]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm^{-1}]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 4.02 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 4.38 \cdot 10^{-2}$
1	4 - 5	0.20	-1.63	0.10039	0.110745	16.7	116.7	0.3057	1.229 10-2	1.339 10-2
	5 - 5	0.00	-1.83	0.11247		100.0				
2	3 - 4	1.62	-0.21	0.01283	0.02216	24.2	95.4	0.2499	1.005 10-2	1.095 10-2
	4 - 4	1.46	-0.37	0.02249		54.5				
	5 - 4	1.27	-0.56	0.03457		16.7				
3	2 - 3	2.75	0.92	-0.05673	-0.04873	24.5	74.2	0.1944	7.815 10-3	8.514 10-3
	3 - 3	2.64	0.80	-0.04949		25.5				
	4 - 3	2.48	0.65	-0.03982		24.2				
4	1 - 2	3.59	1.76	-0.10831	-0.10066	19.4	53.0	0.1389	5.582 10-3	6.082 10-3
	2 - 2	3.51	1.68	-0.10347		9.1				
	3 - 2	3.40	1.57	-0.09623		24.5				
5	0 - 1	4.14	2.31	-0.14188	-0.13732	10.6	31.8	0.0833	3.349 10-3	3.6490 10-3
	1 - 1	4.10	2.27	-0.13947		1.8				
	2 - 1	4.02	2.19	-0.13463		19.4				
6	1 - 0	4.35	2.52	-0.155047	-0.15505	10.6	10.6	0.0278	1.116 10-3	1.217 10-3

MnI 403.4483 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 2.58 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 2.89 \cdot 10^{-2}$
1	0.00	-1.37	0.08411	100.0	0.3768	9.721 10^{-3}	1.089 10^{-2}
2	1.48	0.11	-0.00675	76.5	0.2882	7.437 10^{-3}	8.330 10^{-3}
3	2.59	1.22	-0.07490	56.0	0.2110	5.444 10^{-3}	6.098 10^{-3}
4	3.32	1.95	-0.11972	32.9	0.1240	3.198 10^{-3}	3.583 10^{-3}

set (ii) / lower: D, upper: H /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 4.02 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 4.38 \cdot 10^{-2}$
1	3 - 4	0.35	-1.05	0.06483	0.08415	2.3	122.8	0.3751	9.677 10^{-3}	1.084 10^{-2}
	4 - 4	0.20	-1.21	0.07449		20.5				
	5 - 4	0.00	-1.41	0.08657		100.0				
2	2 - 3	1.71	0.30	-0.01865	-0.00561	5.5	95.5	0.2917	7.526 10^{-3}	8.430 10^{-3}
	3 - 3	1.59	0.18	-0.01141		28.6				
	4 - 3	1.44	0.03	-0.00174		61.4				
3	1 - 2	2.72	1.31	-0.08067	-0.07294	8.2	68.2	0.2083	5.374 10^{-3}	6.020 10^{-3}
	2 - 2	2.64	1.23	-0.07583		27.3				
	3 - 2	2.53	1.12	-0.06859		32.7				
4	0 - 1	3.38	1.97	-0.12120	-0.11782	9.1	40.9	0.1249	3.223 10^{-3}	3.610 10^{-3}
	1 - 1	3.34	1.93	-0.11879		19.1				
	2 - 1	3.27	1.86	-0.11395		12.7				

MnI 321.6945 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 2.53 \cdot 10^{-4}$
1	-2.26	-1.34	0.12940	31.9	0.1169	$2.9574 \cdot 10^{-5}$
2	-1.72	-0.80	0.07725	60.0	0.2199	$5.5625 \cdot 10^{-5}$
3	-0.98	-0.06	0.00579	81.0	0.2968	$7.5093 \cdot 10^{-5}$
4	0.00	0.92	-0.08884	100.0	0.3664	$9.2708 \cdot 10^{-5}$

set (ii) / lower: Br, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 2.53 \cdot 10^{-4}$
1	2 - 1	-2.22	-1.32	0.12737	0.12350	12.7	40.9	0.1249	3.161E-05
	1 - 1	-2.17	-1.27	0.12254		19.1			
	0 - 1	-2.14	-1.24	0.12012		9.1			
2	3 - 2	-1.74	-0.84	0.08150	0.07714	32.7	68.2	0.2083	5.270E-05
	2 - 2	-1.67	-0.77	0.07425		27.3			
	1 - 2	-1.62	-0.72	0.06942		8.2			
3	4 - 3	-1.01	-0.11	0.01050	0.00664	61.4	95.5	0.2917	7.380E-05
	3 - 3	-0.91	-0.01	0.00084		28.6			
	2 - 3	-0.83	0.07	-0.00641		5.5			
4	5 - 4	0.00	0.90	-0.08678	-0.08920	100.0	122.8	0.3751	9.489E-05
	4 - 4	0.13	1.02	-0.09886		20.5			
	3 - 4	0.23	1.12	-0.10852		2.3			

MnI 322.4756 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 5.89 \cdot 10^{-4}$
1	-2.93	-1.66	0.15952	8.9	0.0274	$1.6149 \cdot 10^{-5}$
2	-2.63	-1.46	0.14030	26.9	0.0829	$4.8811 \cdot 10^{-5}$
3	-2.23	-1.06	0.10186	44.9	0.1383	$8.1473 \cdot 10^{-5}$
4	-1.67	-0.50	0.04805	62.0	0.1910	$1.1250 \cdot 10^{-4}$
5	-0.92	0.25	-0.02402	81.9	0.2523	$1.4861 \cdot 10^{-4}$
6	0.00	1.17	-0.11243	100.0	0.3081	$1.8145 \cdot 10^{-4}$

set (ii) / lower: Br, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 5.89 \cdot 10^{-4}$
1	1 - 0	-2.82	-1.67	0.16039	0.16039	10.6	10.6	0.0278	$1.636 \cdot 10^{-5}$
2	2 - 1	-2.66	-1.50	0.14435	0.14166	19.4	31.8	0.0833	$4.907 \cdot 10^{-5}$
	1 - 1	-2.61	-1.45	0.13952		1.8			
	0 - 1	-2.58	-1.43	0.13711		10.6			
3	3 - 2	-2.30	-1.15	0.11008	0.10442	24.5	53	0.1389	$8.178 \cdot 10^{-5}$
	2 - 2	-2.22	-1.07	0.10284		9.1			
	1 - 2	-2.17	-1.02	0.09801		19.4			
4	4 - 3	-1.76	-0.60	0.05804	0.04913	24.2	74.2	0.1944	$1.145 \cdot 10^{-4}$
	3 - 3	-1.66	-0.50	0.04837		25.5			
	2 - 3	-1.58	-0.43	0.04113		24.5			
5	5 - 4	-1.04	0.12	-0.01111	-0.02353	16.7	95.4	0.2499	$1.472 \cdot 10^{-4}$
	4 - 4	-0.91	0.24	-0.02319		54.5			
	3 - 4	-0.81	0.34	-0.03286		24.2			
6	5 - 5	0.00	1.15	-0.11096	-0.11269	100	116.7	0.3057	$1.801 \cdot 10^{-4}$
	4 - 5	0.13	1.28	-0.12304		16.7			

MnI 534.1057 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 7.14 \cdot 10^{-3}$
1	2 - 1	-19.55	-10.81	0.37874	0.37255	25	32.7	0.0818	$5.838 \cdot 10^{-4}$
	2 - 2	-18.80	-10.06	0.35248		7.7			
2	2 - 3	-17.68	-8.94	0.31319	0.30292	0.6	34.5	0.0863	$6.160 \cdot 10^{-4}$
	3 - 2	-17.38	-8.64	0.30274		33.9			
3	3 - 3	-16.26	-7.52	0.26345	0.26345	11.9	11.9	0.0298	$2.125 \cdot 10^{-4}$
	3 - 4	-14.77	-6.03	0.21125	0.19687	0.8	46.6	0.1165	$8.320 \cdot 10^{-4}$
4	4 - 3	-14.35	-5.61	0.19662		45.8			
	4 - 4	-12.86	-4.12	0.14442	0.14442	13.5	13.5	0.0338	$2.410 \cdot 10^{-4}$
6	4 - 5	-11.01	-2.27	0.07945	0.06027	0.7	61.4	0.1535	$1.096 \cdot 10^{-3}$
	5 - 4	-10.45	-1.71	0.06005		60.7			
7	5 - 5	-8.60	0.14	-0.00492	-0.00492	12.4	12.4	0.0310	$2.214 \cdot 10^{-4}$
	5 - 6	-6.38	2.35	-0.08245	-0.10727	0.3	78.9	0.1973	$1.409 \cdot 10^{-3}$
8	6 - 5	-5.67	3.06	-0.10737		78.6			
	6 - 6	-3.46	5.28	-0.18490	-0.18490	8	8	0.0200	$1.428 \cdot 10^{-4}$
10	7 - 6	0.00	8.74	-0.30610	-0.30610	100	100	0.2501	$1.785 \cdot 10^{-3}$

MnI 540.7419 nm)

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 2,26 \cdot 10^{-3}$	$f_{ik} = 2,11 \cdot 10^{-3}$
1	0.00	7.25	-0.24778	100.0	0.2359	$5.566 \cdot 10^{-4}$	$5.197 \cdot 10^{-4}$
2	-2.25	5.00	-0.17088	14.2	0.0335	$5.678 \cdot 10^{-5}$	$5.301 \cdot 10^{-5}$
3	-2.95	4.30	-0.14696	14.2	0.0335	$5.678 \cdot 10^{-5}$	$5.301 \cdot 10^{-5}$
4	-5.15	2.10	-0.07177	75.0	0.1769	$3.757 \cdot 10^{-4}$	$3.508 \cdot 10^{-4}$
5	-7.28	-0.03	0.00102	38.0	0.0896	$1.675 \cdot 10^{-4}$	$1.564 \cdot 10^{-4}$
6	-9.38	-2.13	0.07280	49.5	0.1168	$2.455 \cdot 10^{-4}$	$2.292 \cdot 10^{-4}$
7	-11.11	-3.86	0.13193	35.5	0.0837	$1.859 \cdot 10^{-4}$	$1.736 \cdot 10^{-4}$
8	-12.78	-5.53	0.18900	27.0	0.0637	$1.575 \cdot 10^{-4}$	$1.471 \cdot 10^{-4}$
9	-14.05	-6.80	0.23241	27.0	0.0637	$1.603 \cdot 10^{-4}$	$1.497 \cdot 10^{-4}$
10	-15.10	-7.85	0.26830	16.0	0.0377	$1.052 \cdot 10^{-4}$	$9.822 \cdot 10^{-5}$
11	-15.95	-8.70	0.29735	14.0	0.0330	$1.013 \cdot 10^{-4}$	$9.459 \cdot 10^{-5}$
12	-16.80	-9.55	0.32640	13.5	0.0318	$9.073 \cdot 10^{-5}$	$8.471 \cdot 10^{-5}$

set (ii) / lower: Br, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_g^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 2.26 \cdot 10^{-3}$	$f_{ik} = 2.11 \cdot 10^{-3}$
1	6 - 6	0.00	7.25	-0.24767	-0.24767	100.0	100.0	0.2463	$5.331 \cdot 10^{-4}$	$4.977 \cdot 10^{-4}$
2	6 - 5	-2.27	4.98	-0.15544	-0.15544	10.2	10.2	0.0251	$7.570 \cdot 10^{-5}$	$7.068 \cdot 10^{-5}$
3	5 - 6	-2.70	4.55	-0.17013	-0.17013	10.2	10.2	0.0251	$7.570 \cdot 10^{-5}$	$7.068 \cdot 10^{-5}$
4	5 - 5	-4.97	2.28	-0.07790	-0.07790	67.5	67.5	0.1663	$3.999 \cdot 10^{-4}$	$3.733 \cdot 10^{-4}$
5	5 - 4	-6.87	0.38	-0.01293	-0.00713	15.5	30.1	0.0741	$2.026 \cdot 10^{-4}$	$1.891 \cdot 10^{-4}$
	4 - 5	-7.21	0.039	-0.00132		15.5				
6	4 - 4	-9.11	-1.86	0.06364	0.06364	44.1	44.1	0.1086	$2.639 \cdot 10^{-4}$	$2.464 \cdot 10^{-4}$
7	4 - 3	-10.64	-3.39	0.11585	0.12028	16.7	33.4	0.0823	$1.893 \cdot 10^{-4}$	$1.767 \cdot 10^{-4}$
	3 - 4	-10.89	-3.65	0.12472		16.7				
8	3 - 3	-12.42	-5.18	0.17692	0.17692	28.3	28.3	0.0697	$1.439 \cdot 10^{-4}$	$1.344 \cdot 10^{-4}$
9	3 - 2	-13.57	-6.33	0.21621	0.21942	14.4	28.8	0.0709	$1.439 \cdot 10^{-4}$	$1.344 \cdot 10^{-4}$
	2 - 3	-13.76	-6.51	0.22262		14.4				
10	2 - 2	-14.91	-7.66	0.26191	0.26191	18.9	18.9	0.0466	$8.530 \cdot 10^{-5}$	$7.964 \cdot 10^{-5}$
11	2 - 1	-15.68	-8.43	0.28817	0.29025	9.1	18.2	0.0448	$7.464 \cdot 10^{-5}$	$6.969 \cdot 10^{-5}$
	1 - 2	-15.80	-8.55	0.29233		9.1				
12	1 - 1	-16.57	-9.32	0.31859	0.31859	16.3	16.3	0.0401	$7.197 \cdot 10^{-5}$	$6.720 \cdot 10^{-5}$

MnI 542.0355 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 4.33 \cdot 10^{-3}$	$f_{ik} = 3.69 \cdot 10^{-3}$
1	0.00	7.26	-0.24694	100.0	0.2719	$1.177 \cdot 10^{-3}$	$1.003 \cdot 10^{-3}$
2	-2.70	4.56	-0.15510	8.7	0.0237	$1.024 \cdot 10^{-4}$	$8.728 \cdot 10^{-5}$
3	-5.46	1.80	-0.06123	75.0	0.2039	$8.829 \cdot 10^{-4}$	$7.524 \cdot 10^{-4}$
4	-7.74	-0.48	0.01633	16.5	0.0449	$1.942 \cdot 10^{-4}$	$1.655 \cdot 10^{-4}$
5	-9.95	-2.69	0.09150	52.5	0.1427	$6.181 \cdot 10^{-4}$	$5.267 \cdot 10^{-4}$
6	-11.66	-4.40	0.14966	20.2	0.0549	$2.378 \cdot 10^{-4}$	$2.027 \cdot 10^{-4}$
7	-13.23	-5.97	0.20307	35.7	0.0971	$4.203 \cdot 10^{-4}$	$3.582 \cdot 10^{-4}$
8	-14.62	-7.36	0.25035	18.5	0.0503	$2.178 \cdot 10^{-4}$	$1.856 \cdot 10^{-4}$
9	-15.65	-8.39	0.28539	22.3	0.0606	$2.625 \cdot 10^{-4}$	$2.237 \cdot 10^{-4}$
10	-16.77	-9.51	0.32348	18.4	0.0500	$2.166 \cdot 10^{-4}$	$1.846 \cdot 10^{-4}$

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 4.33 \cdot 10^{-3}$	$f_{ik} = 3.69 \cdot 10^{-3}$
1	6 - 5	0.00	7.26	-0.24714	-0.24714	100.0	100.0	0.2709	$1.173 \cdot 10^{-3}$	$9.995 \cdot 10^{-4}$
2	5 - 5	-2.71	4.55	-0.15491	-0.15491	12.1	12.1	0.0328	$1.419 \cdot 10^{-4}$	$1.209 \cdot 10^{-4}$
3	4 - 5	-4.96	2.30	-0.07834	-0.06385	0.7	73.2	0.1983	$8.585 \cdot 10^{-4}$	$7.316 \cdot 10^{-4}$
	5 - 4	-5.39	1.87	-0.06371		72.5				
4	4 - 4	-7.64	-0.38	0.01286	0.012863	18.1	18.1	0.0490	$2.123 \cdot 10^{-4}$	$1.809 \cdot 10^{-4}$
5	3 - 4	-9.44	-2.17	0.07394	0.08441	1.6	52.0	0.1408	$6.099 \cdot 10^{-4}$	$5.197 \cdot 10^{-4}$
	4 - 3	-9.76	-2.49	0.08474		50.4				
6	3 - 3	-11.55	-4.29	0.14582	0.14582	19.2	19.2	0.0520	$2.252 \cdot 10^{-4}$	$1.919 \cdot 10^{-4}$
7	2 - 3	-12.90	-5.63	0.19152	0.19862	2.2	35.2	0.0953	$4.128 \cdot 10^{-4}$	$3.518 \cdot 10^{-4}$
	3 - 2	-13.12	-5.85	0.19910		33.0				
8	2 - 2	-14.46	-7.20	0.24480	0.24480	16.5	16.5	0.0447	$1.935 \cdot 10^{-4}$	$1.649 \cdot 10^{-4}$
9	1 - 2	-15.36	-8.09	0.27521	0.27962	1.8	21.6	0.0585	$2.533 \cdot 10^{-4}$	$2.159 \cdot 10^{-4}$
	2 - 1	-15.50	-8.23	0.28002		19.8				
10	1 - 1	-16.39	-9.13	0.31043	0.31890	11.0	21.3	0.0577	$2.498 \cdot 10^{-4}$	$2.129 \cdot 10^{-4}$
	1 - 0	-16.91	-9.64	0.32795		10.3				

MnI 545.7460 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 4.05 \cdot 10^{-4}$
1	0 - 1	-14.29	-8.21	0.27531	0.26759	10.3	21.3	0.0577	2.337 10^{-5}
	1 - 1	-13.85	-7.76	0.26037		11			
2	1 - 2	-13.06	-6.98	0.23411	0.23382	19.8	21.6	0.0585	2.369 10^{-5}
	2 - 1	-12.96	-6.87	0.23062		1.8			
3	2 - 2	-12.18	-6.09	0.20436	0.20436	16.5	16.5	0.0447	1.810 10^{-5}
	2 - 3	-11.01	-4.92	0.16507	0.16476	33	35.2	0.0953	3.861 10^{-5}
4	3 - 2	-10.86	-4.77	0.16009		2.2			
	3 - 3	-9.69	-3.60	0.12080	0.12080	19.2	19.2	0.0520	2.106 10^{-5}
6	3 - 4	-8.13	-2.04	0.06860	0.06841	50.4	52	0.1408	5.704 10^{-5}
	4 - 3	-7.95	-1.86	0.06243		1.6			
7	4 - 4	-6.39	-0.30	0.01022	0.01022	18.1	18.1	0.0490	1.986 10^{-5}
	4 - 5	-4.45	1.63	-0.05475	-0.05481	72.5	73.2	0.1983	8.030 10^{-5}
8	5 - 4	-4.25	1.84	-0.06169		0.7			
	5 - 5	-2.31	3.77	-0.12666	-0.12666	12.1	12.1	0.0328	1.327 10^{-5}
10	5 - 6	0.00	6.09	-0.20420	-0.20420	100	100	0.2709	1.097 10^{-4}

MnI 547.0640 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 3.40 \cdot 10^{-3}$	$f_{ik} = 2.96 \cdot 10^{-3}$
1	0.00	6.10	-0.20369	100.0	0.2669	$9.074 \cdot 10^{-4}$	$7.900 \cdot 10^{-4}$
2	-2.23	3.87	-0.12922	16.1	0.0430	$1.461 \cdot 10^{-4}$	$1.272 \cdot 10^{-4}$
3	-2.85	3.25	-0.10852	16.6	0.0443	$1.506 \cdot 10^{-4}$	$1.311 \cdot 10^{-4}$
4	-5.10	1.00	-0.03339	57.8	0.1543	$5.245 \cdot 10^{-4}$	$4.566 \cdot 10^{-4}$
5	-7.14	-1.04	0.03473	48.4	0.1292	$4.392 \cdot 10^{-4}$	$3.823 \cdot 10^{-4}$
6	-9.21	-3.11	0.10385	26.9	0.0718	$2.441 \cdot 10^{-4}$	$2.125 \cdot 10^{-4}$
7	-10.75	-4.65	0.15527	47.5	0.1268	$4.310 \cdot 10^{-4}$	$3.752 \cdot 10^{-4}$
8	-12.30	-6.20	0.20703	7.9	0.0211	$7.168 \cdot 10^{-5}$	$6.241 \cdot 10^{-5}$
9	-13.29	-7.19	0.24009	35.5	0.0947	$3.221 \cdot 10^{-4}$	$2.804 \cdot 10^{-4}$
10	-14.80	-8.70	0.29052	18.0	0.0480	$1.633 \cdot 10^{-4}$	$1.422 \cdot 10^{-4}$

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 3.40 \cdot 10^{-3}$	$f_{ik} = 2.96 \cdot 10^{-3}$
1	5 - 5	0.00	6.10	-0.20367	-0.20367	100.0	100.0	0.2620	$8.907 \cdot 10^{-4}$	$7.755 \cdot 10^{-4}$
2	4 - 5	-2.15	3.94	-0.13176	-0.13176	16.7	16.7	0.0438	$1.488 \cdot 10^{-4}$	$1.295 \cdot 10^{-4}$
3	5 - 4	-2.73	3.37	-0.11247	-0.11247	16.7	16.7	0.0438	$1.488 \cdot 10^{-4}$	$1.295 \cdot 10^{-4}$
4	4 - 4	-4.88	1.21	-0.04056	-0.04056	54.5	54.5	0.1428	$4.855 \cdot 10^{-4}$	$4.226 \cdot 10^{-4}$
5	3 - 4	-6.63	-0.53	0.01781	0.02457	24.2	48.4	0.1268	$4.311 \cdot 10^{-4}$	$3.753 \cdot 10^{-4}$
	4 - 3	-7.04	-0.94	0.03132	0.03132	24.2				
6	3 - 3	-8.78	-2.69	0.08969	0.08969	25.5	25.5	0.0668	$2.271 \cdot 10^{-4}$	$1.977 \cdot 10^{-4}$
7	2 - 3	-10.11	-4.01	0.13397	0.13847	24.5	49.0	0.1284	$4.365 \cdot 10^{-4}$	$3.800 \cdot 10^{-4}$
	3 - 2	-10.38	-4.28	0.14297	0.14297	24.5				
8	2 - 2	-11.71	-5.61	0.18725	0.18725	9.1	9.1	0.0238	$8.106 \cdot 10^{-5}$	$7.057 \cdot 10^{-5}$
9	1 - 2	-12.60	-6.50	0.21699	0.21973	19.4	38.8	0.1017	$3.456 \cdot 10^{-4}$	$3.009 \cdot 10^{-4}$
	2 - 1	-12.76	-6.66	0.22247	0.22247	19.4				
10	1 - 1	-13.65	-7.55	0.25221	0.26718	1.8	23.0	0.0603	$2.049 \cdot 10^{-4}$	$1.784 \cdot 10^{-4}$
	0 - 1	-14.10	-8.00	0.26716	0.26716	10.6				
	1 - 0	-14.18	-8.08	0.26973	0.26973	10.6				

MnI 548.1396 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 1.75 \cdot 10^{-3}$
1	0 - 1	-15.37	-9.00	0.29945	0.28933	9.1	28.2	0.0861	$1.507 \cdot 10^{-4}$
	1 - 1	-14.92	-8.55	0.28451		19.1			
2	2 - 1	-14.03	-7.66	0.25476	0.25476	12.7	12.7	0.0388	$6.788 \cdot 10^{-5}$
3	1 - 2	-12.95	-6.58	0.21883	0.21883	8.2	8.2	0.0250	$4.383 \cdot 10^{-5}$
4	2 - 2	-12.06	-5.68	0.18908	0.18908	27.3	27.3	0.0834	$1.459 \cdot 10^{-4}$
5	3 - 2	-10.72	-4.35	0.14481	0.14481	32.7	32.7	0.0999	$1.748 \cdot 10^{-4}$
6	2 - 3	-9.12	-2.75	0.09138	0.09138	5.5	5.5	0.0168	$2.940 \cdot 10^{-5}$
7	3 - 3	-7.79	-1.42	0.04711	0.04711	28.6	28.6	0.0874	$1.529 \cdot 10^{-4}$
8	4 - 3	-6.03	0.34	-0.01126	-0.01126	61.4	61.4	0.1875	$3.282 \cdot 10^{-4}$
9	3 - 4	-3.92	2.45	-0.08161	-0.08161	2.3	2.3	0.0070	$1.229 \cdot 10^{-5}$
10	4 - 4	-2.16	4.21	-0.13998	-0.13998	20.5	20.5	0.0626	$1.096 \cdot 10^{-4}$
11	5 - 4	0.00	6.37	-0.21190	-0.21190	100	100	0.3054	$5.345 \cdot 10^{-4}$

MnI 550.5876 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 1.47 \cdot 10^{-3}$
1	1 - 0	-12.47	-7.28	0.23983	0.22797	9.1	28.2	0.0861	1.266 10^{-4}
	1 - 1	-11.94	-6.74	0.22231		19.1			
2	2 - 1	-10.93	-5.74	0.18926	0.18794	8.2	20.9	0.0638	9.384 10^{-5}
	1 - 2	-10.87	-5.68	0.18709		12.7			
3	2 - 2	-9.87	-4.67	0.15404	0.15404	27.3	27.3	0.0834	1.226 10^{-4}
4	3 - 2	-8.41	-3.22	0.10608	0.10152	5.5	38.2	0.1167	1.715 10^{-4}
	2 - 3	-8.25	-3.06	0.10076		32.7			
5	3 - 3	-6.79	-1.60	0.05280	0.05280	28.6	28.6	0.0874	1.284 10^{-4}
	4 - 3	-4.95	0.25	-0.00810	-0.01868	2.3	63.7	0.1946	2.860 10^{-4}
6	3 - 4	-4.61	0.58	-0.01908		61.4			
	4 - 4	-2.77	2.43	-0.07998	-0.07998	20.5	20.5	0.0626	9.204 10^{-5}
8	4 - 5	0.00	5.19	-0.17118	-0.17118	100	100	0.3054	4.490 10^{-4}

MnI 551.6774 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_a^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 4.05 \cdot 10^{-3}$	$f_{ik} = 3.55 \cdot 10^{-3}$
1	4 - 4	0.00	5.46	-0.17941	-0.17941	100.0	100.0	0.2815	1.140e-3	9.992e-4
2	3 - 4	-1.85	3.61	-0.11850	-0.11850	33.3	33.3	0.0937	3.796e-4	3.327e-4
3	4 - 3	-3.92	1.54	-0.05069	-0.05069	33.3	33.3	0.0937	3.796e-4	3.327e-4
4	3 - 3	-5.77	-0.31	0.01022	0.01022	28.0	28.0	0.0788	3.192e-4	2.798e-4
5	2 - 3	-7.23	-1.77	0.05817	0.05817	42.2	42.2	0.1188	4.810e-4	4.216e-4
6	3 - 2	-8.75	-3.29	0.10791	0.10791	42.2	42.2	0.1188	4.810e-4	4.216e-4
7	2 - 2	-10.21	-4.75	0.15587	0.15587	0.8	0.8	0.0023	9.119e-6	7.993e-6
8	1 - 2	-11.22	-5.75	0.18892	0.18892	31.1	31.1	0.0875	3.545e-4	3.107e-4
9	2 - 1	-12.21	-6.75	0.22155	0.22155	31.1	31.1	0.0875	3.545e-4	3.107e-4
10	1 - 1	-13.22	-7.75	0.25460	0.25460	13.3	13.3	0.0374	1.516e-4	1.329e-4

MnI 553.7760 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: De, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 4.80 \cdot 10^{-3}$
1	2 - 1	-11.67	-6.82	0.22235	0.22235	33.3	33.3	0.1249	$5.995 \cdot 10^{-4}$
2	2 - 2	-9.66	-4.81	0.15667	0.15667	43.2	43.2	0.1620	$7.778 \cdot 10^{-4}$
3	3 - 2	-6.95	-2.10	0.06841	0.06145	12.3	46.9	0.1759	$8.444 \cdot 10^{-4}$
	2 - 3	-6.66	-1.81	0.05898		34.6			
4	3 - 3	-3.95	0.90	-0.02928	-0.02928	43.2	43.2	0.1620	$7.778 \cdot 10^{-4}$
5	3 - 4	0.00	4.85	-0.15800	-0.15800	100	100	0.3751	$1.800 \cdot 10^{-3}$

MnI 475.4042 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r*	$f_{ik} = 1.37 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.17 \cdot 10^{-1}$
1	0.00	-2.18	0.09639	100.0	0.2567	3.533 10 ⁻²	3.019 10 ⁻²
2	1.15	-1.03	0.04554	74.0	0.1900	2.614 10 ⁻²	2.234 10 ⁻²
3	2.17	-0.01	0.00044	53.5	0.1374	1.890 10 ⁻²	1.615 10 ⁻²
4	3.14	0.96	-0.04245	51.0	0.1309	1.802 10 ⁻²	1.540 10 ⁻²
5	4.10	1.92	-0.08490	59.0	0.1515	2.084 10 ⁻²	1.781 10 ⁻²
6	4.94	2.76	-0.12203	44.0	0.1130	1.554 10 ⁻²	1.328 10 ⁻²
7	6.13	3.95	-0.17466	8.0	0.0205	2.826 10 ⁻³	2.415 10 ⁻³

set (ii) / lower: Br, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r*	$f_{ik} = 1.37 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.17 \cdot 10^{-1}$
1	5 - 6	0.00	-2.18	0.09626	0.09626	100.0	100.0	0.2716	3.737 10 ⁻²	3.194 10 ⁻²
2	4 - 5	1.19	-0.99	0.04372	0.04372	72.5	72.5	0.1969	2.709 10 ⁻²	2.316 10 ⁻²
3	3 - 4	2.25	0.07	-0.00312	-0.00312	50.4	50.4	0.1369	1.883 10 ⁻²	1.610 10 ⁻²
4	2 - 3	3.18	1.00	-0.04428	-0.04641	33.0	45.1	0.1225	1.685 10 ⁻²	1.440 10 ⁻²
5	5 - 5	3.36	1.18	-0.05222		12.1				
5	4 - 4	3.97	1.79	-0.07939	-0.08686	18.1	57.1	0.1551	2.134 10 ⁻²	1.824 10 ⁻²
	1 - 2	3.98	1.80	-0.07979		19.8				
	3 - 3	4.46	2.29	-0.10119		19.2				
6	0 - 1	4.66	2.48	-0.10968	-0.11863	10.3	36.8	0.0999	1.375 10 ⁻²	1.175 10 ⁻²
	2 - 2	4.84	2.66	-0.11759		16.5				
	1 - 1	5.08	2.91	-0.12855		11.0				
7	2 - 1	5.94	3.76	-0.16636	-0.17302	1.8	6.3	0.0171	2.354 10 ⁻³	2.012 10 ⁻³
	3 - 2	6.13	3.95	-0.17451		2.2				
	4 - 3	6.19	4.01	-0.17746		1.6				
	5 - 4	6.14	3.96	-0.17533		0.7				

MnI 478.3427 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r*	$f_{ik} = 1.38 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.15 \cdot 10^{-1}$
1	3.85	2.54	-0.11094	23.0	0.0583	8.046 10 ⁻³	6.705 10 ⁻³
2	3.60	2.29	-0.10002	39.0	0.0989	1.364 10 ⁻²	1.137 10 ⁻²
3	2.65	1.34	-0.05852	45.0	0.1141	1.574 10 ⁻²	1.312 10 ⁻²
4	1.78	0.47	-0.02053	62.5	0.1584	2.186 10 ⁻²	1.822 10 ⁻²
5	0.92	-0.39	0.01703	81.5	0.2066	2.851 10 ⁻²	2.376 10 ⁻²
6	0.00	-1.31	0.05721	100.0	0.2535	3.498 10 ⁻²	2.915 10 ⁻²
7	-0.59	-1.90	0.08298	21.0	0.0532	7.346 10 ⁻³	6.122 10 ⁻³
8	-1.36	-2.67	0.11661	12.5	0.0317	4.373 10 ⁻³	3.644 10 ⁻³
9	-2.54	-3.85	0.16815	10.0	0.0253	3.498 10 ⁻³	2.915 10 ⁻³

set (ii) / lower: Br, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r*	$f_{ik} = 1.37 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.17 \cdot 10^{-1}$
1	4 - 3	3.91	2.61	-0.11393	16.7	31.1	0.0765	1.055 10 ⁻²	8.796 10 ⁻³
	3 - 2	3.90	2.60	-0.11355	14.4				
2	5 - 4	3.75	2.45	-0.10688	15.5	34.8	0.0856	1.181 10 ⁻²	9.845 10 ⁻³
	2 - 1	3.74	2.44	-0.10653	9.1				
	6 - 5	3.40	2.09	-0.09141	10.2				
3	1 - 1	2.89	1.58	-0.06910	16.3	63.2	0.1554	2.145 10 ⁻²	1.787 10 ⁻²
	2 - 2	2.63	1.32	-0.05776	18.9				
	3 - 3	2.23	0.92	-0.04023	28.3				
4	1 - 2	1.77	0.46	-0.02033	9.1	53.2	0.1308	1.806 10 ⁻²	1.505 10 ⁻²
	4 - 4	1.67	0.36	-0.01585	44.1				
5	2 - 3	0.95	-0.36	0.01555	14.4	81.9	0.2014	2.780 10 ⁻²	2.316 10 ⁻²
	5 - 5	0.93	-0.37	0.01622	67.5				
6	6 - 6	0.00	-1.31	0.05707	100.0	100.0	0.2459	3.394 10 ⁻²	2.828 10 ⁻²
7	3 - 4	-0.02	-1.32	0.05784	16.7	16.7	0.0411	5.668 10 ⁻³	4.723 10 ⁻³
8	4 - 5	-1.15	-2.45	0.10725	15.5	15.5	0.0381	5.261 10 ⁻³	4.384 10 ⁻³
9	5 - 6	-2.46	-3.77	0.16471	10.2	10.2	0.0251	3.462 10 ⁻³	2.885 10 ⁻³

MnI 482.3524 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.39 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.14 \cdot 10^{-1}$
1	2.54	1.50	-0.06443	60.0	0.1575	2.189 10^{-2}	1.795 10^{-2}
2	1.83	0.79	-0.03393	83.0	0.2178	3.028 10^{-2}	2.483 10^{-2}
3	0.96	-0.08	0.00344	93.0	0.2441	3.393 10^{-2}	2.783 10^{-2}
4	0.00	-1.04	0.04467	100.0	0.2625	3.648 10^{-2}	2.992 10^{-2}
5	-0.62	-1.66	0.07130	24.0	0.0630	8.756 10^{-3}	7.181 10^{-3}
6	-1.44	-2.48	0.10652	12.0	0.0315	4.378 10^{-3}	3.591 10^{-3}
7	-2.68	-3.72	0.15978	9.0	0.0236	3.283 10^{-3}	2.693 10^{-3}

set (ii) / lower: Br, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.39 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.14 \cdot 10^{-1}$	
1	2 - 1	2.60	1.57	-0.06746	-0.06540	-0.06540	25.0	58.9	0.1473	2.047 10^{-2}	1.679 10^{-2}	
	3 - 2	2.51	1.49	-0.06388			33.9					
2	4 - 3	2.21	1.19	-0.05099	-0.03831	-0.03831	45.8	106.5	0.2663	3.702 10^{-2}	3.036 10^{-2}	
	5 - 4	1.70	0.67	-0.02875			60.7					
3	2 - 2	1.46	0.43	-0.01870	0.00201	0.00201	7.7	98.2	0.2456	3.413 10^{-2}	2.799 10^{-2}	
	6 - 5	0.96	-0.07	0.00292			78.6					
	3 - 3	0.81	-0.22	0.00943			11.9					
4	7 - 6	0.00	-1.03	0.04411	0.04452	0.04452	100.0	114.1	0.2853	3.966 10^{-2}	3.253 10^{-2}	
	4 - 4	-0.07	-1.10	0.04708			13.5					
	2 - 3	-0.24	-1.27	0.05461			0.6					
5	grupu 5 iz seta (i) nije moguće prepoznati u setu (ii)											
6	3 - 4	-1.47	-2.50	0.10751	0.09515	0.09515	0.8	13.2	0.0330	4.588 10^{-3}	3.763 10^{-3}	
	5 - 5	-1.17	-2.20	0.09436			12.4					
7	6 - 6	-2.50	-3.52	0.15140	0.15591	0.15591	8.0	9.0	0.0225	3.128 10^{-3}	2.566 10^{-3}	
	4 - 5	-2.93	-3.96	0.17019			0.7					
	5 - 6	-4.63	-5.65	0.24285			0.3					

MnI 314.8182 nm

set (i) / ne postojí /

set (ii) / lower: Br, upper: BW /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_a^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 1.74 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 1.74 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 1.14 \cdot 10^{-2}$
1	5 - 6	0.00	-0.83	0.08352	0.08352	100.0	100.0	0.2709	4.713 10^{-3}	4.713 10^{-3}	3.088 10^{-3}
2	4 - 5	0.43	-0.40	0.04026	0.04026	72.5	72.5	0.1964	3.417 10^{-3}	3.417 10^{-3}	2.239 10^{-3}
3	3 - 4	0.82	-0.00	0.00053	0.00053	50.4	50.4	0.1365	2.375 10^{-3}	2.375 10^{-3}	1.556 10^{-3}
4	2 - 3	1.18	0.35	-0.03535	-0.04080	33.0	45.1	0.1222	2.125 10^{-3}	2.125 10^{-3}	1.393 10^{-3}
5	5 - 5	1.38	0.55	-0.05567		12.1					
5	4 - 4	1.58	0.75	-0.07573	-0.07125	18.1	37.9	0.1027	1.786 10^{-3}	1.786 10^{-3}	1.170 10^{-3}
5	1 - 2	1.49	0.66	-0.06714		19.8					
6	3 - 3	1.74	0.91	-0.09227	-0.10048	19.2	57.0	0.1544	2.686 10^{-3}	2.686 10^{-3}	1.760 10^{-3}
6	0 - 1	1.77	0.94	-0.09468		10.3					
6	2 - 2	1.87	1.04	-0.10495		16.5					
6	1 - 1	1.95	1.13	-0.11354		11.0					
7	2 - 1	2.33	1.50	-0.15135	-0.16165	1.8	6.3	0.0171	2.969 10^{-4}	2.969 10^{-4}	1.945 10^{-4}
7	3 - 2	2.43	1.60	-0.16187		2.2					
7	4 - 3	2.50	1.67	-0.16853		1.6					
7	5 - 4	2.53	1.70	-0.17167		0.7					

MnI 316.1041 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: Br, upper: BW /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.38 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 7.19 \cdot 10^{-3}$
1	4 - 3	1.49	1.05	-0.10500	-0.10026	16.7	64.9	0.1599	1.823 10 ⁻³	1.150 10 ⁻³
	5 - 4	1.47	1.03	-0.10323		15.5				
	3 - 2	1.45	1.01	-0.10090		14.4				
	6 - 5	1.39	0.95	-0.09486		10.2				
	2 - 1	1.36	0.91	-0.09152		9.1				
2	1 - 1	0.98	0.54	-0.05409	-0.04127	16.3	63.5	0.1564	1.783 10 ⁻³	1.125 10 ⁻³
	2 - 2	0.89	0.45	-0.04512		18.9				
	3 - 3	0.76	0.31	-0.03130		28.3				
3	4 - 4	0.56	0.12	-0.01220	-0.01143	44.1	53.2	0.1311	1.494 10 ⁻³	9.424 10 ⁻⁴
	1 - 2	0.52	0.08	-0.00769		9.1				
4	5 - 5	0.31	-0.13	0.01277	0.01483	67.5	81.9	0.2018	2.300 10 ⁻³	1.451 10 ⁻³
	2 - 3	0.20	-0.24	0.02448		14.4				
5	6 - 6	0.00	-0.44	0.04434	0.04434	100.0	100.0	0.2464	2.809 10 ⁻³	1.771 10 ⁻³
	3 - 4	-0.17	-0.61	0.06150	0.06149	16.7	16.7	0.0411	4.690 10 ⁻⁴	2.958 10 ⁻⁴
7	4 - 5	-0.59	-1.04	0.10380	0.10380	15.5	15.5	0.0382	4.353 10 ⁻⁴	2.746 10 ⁻⁴
	5 - 6	-1.08	-1.52	0.15197	0.15197	10.2	10.2	0.0251	2.865 10 ⁻⁴	1.807 10 ⁻⁴

MnI 317.8502 nm

set (i) / ne postojni /

set (ii) / lower: Br, upper: BW /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_a^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 1.14 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 4.48 \cdot 10^{-3}$
1	2 - 1	0.85	0.53	-0.05246	-0.05176	25.0	58.9	0.1473	1.679e-3	6.598e-4
	3 - 2	0.83	0.52	-0.05124		33.9				
2	4 - 3	0.74	0.42	-0.04206	-0.03239	45.8	106.5	0.2663	3.036e-3	1.193e-3
	5 - 4	0.57	0.25	-0.02510		60.7				
3	2 - 2	0.38	0.06	-0.00606	0.00132	7.7	98.2	0.2456	2.799e-3	1.100e-3
	6 - 5	0.32	0.00	-0.00054		78.6				
	3 - 3	0.13	-0.18	0.01836		11.9				
4	7 - 6	0.00	-0.32	0.03137	0.03383	100.0	114.1	0.2853	3.253e-3	1.278e-3
	4 - 4	-0.19	-0.51	0.05073		13.5				
	2 - 3	-0.32	-0.64	0.06354		0.6				
5	3 - 4	-0.81	-1.12	0.11116	0.09213	0.8	13.2	0.0330	3.763e-4	1.479e-4
	5 - 5	-0.60	-0.92	0.09090		12.4				
6	6 - 6	-1.08	-1.40	0.13866	0.14389	8.0	9.0	0.0225	2.566e-4	1.008e-4
	4 - 5	-1.37	-1.68	0.16673		0.7				
	5 - 6	-2.01	-2.33	0.23010		0.3				

MnI 601.3510 nmset (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.40 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.04 \cdot 10^{-1}$
1	0.00	-3.51	0.09700	100.0	0.3205	4.487 10 ⁻²	3.333 10 ⁻²
2	2.14	-1.37	0.03786	61.0	0.1955	2.737 10 ⁻²	2.033 10 ⁻²
3	4.19	0.68	-0.01879	39.0	0.1250	1.750 10 ⁻²	1.300 10 ⁻²
4	5.61	2.10	-0.05803	38.0	0.1218	1.705 10 ⁻²	1.267 10 ⁻²
5	6.76	3.25	-0.08981	33.5	0.1074	1.503 10 ⁻²	1.117 10 ⁻²
6	7.55	4.04	-0.11164	18.5	0.0593	8.301 10 ⁻³	6.167 10 ⁻³
7	8.78	5.37	-0.14840	22.0	0.0705	9.872 10 ⁻³	7.333 10 ⁻³

set (ii) / lower: H, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.40 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.04 \cdot 10^{-1}$
1	4 - 5	0.00	-3.51	0.09709	0.09709	100.0	100.0	0.3054	4.276 10 ⁻²	3.176 10 ⁻²
2	3 - 4	2.12	-1.39	0.03848	0.03848	61.4	61.4	0.1875	2.625 10 ⁻²	1.950 10 ⁻²
3	2 - 3	3.95	0.44	-0.01222	-0.01222	32.7	32.7	0.0999	1.398 10 ⁻²	1.039 10 ⁻²
4	4 - 4	4.88	1.37	-0.03776	-0.04436	20.5	33.2	0.1014	1.420 10 ⁻²	1.055 10 ⁻²
	1 - 2	5.50	1.99	-0.05501		12.7				
5	3 - 3	6.02	2.51	-0.06940	-0.08099	28.6	55.9	0.1707	2.390 10 ⁻²	1.776 10 ⁻²
	2 - 2	6.88	3.37	-0.09313		27.3				
6	1 - 1	7.45	3.94	-0.10895	-0.10895	19.1	19.1	0.0583	8.168 10 ⁻³	6.068 10 ⁻³
7	3 - 2	8.95	5.44	-0.15031	-0.14361	5.5	25.1	0.0767	1.073 10 ⁻²	7.973 10 ⁻³
	2 - 1	8.83	5.32	-0.14707		8.2				
	4 - 3	8.78	5.27	-0.14564		2.3				
	1 - 0	8.43	4.92	-0.13592		9.1				

MnI 601.6640 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.32 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.15 \cdot 10^{-1}$
1	-2.72	-5.30	0.14631	12.5	0.0401	5.288 10^{-3}	4.607 10^{-3}
2	0.00	-2.58	0.07122	100.0	0.3205	4.231 10^{-2}	3.686 10^{-2}
3	2.12	-0.46	0.01270	65.5	0.2099	2.771 10^{-2}	2.414 10^{-2}
4	3.89	1.31	-0.03616	40.5	0.1298	1.713 10^{-2}	1.493 10^{-2}
5	5.24	2.66	-0.07343	34.5	0.1106	1.460 10^{-2}	1.272 10^{-2}
6	6.64	4.06	-0.11208	57.0	0.1827	2.411 10^{-2}	2.101 10^{-2}
7	8.05	5.92	-0.16343	2.0	0.0064	8.455 10^{-4}	7.370 10^{-4}

set (ii) / lower: H, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.32 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.15 \cdot 10^{-1}$
1	4 - 5	-2.82	-5.40	0.14909	0.14909	16.7	16.7	0.0438	5.775 10^{-3}	5.031 10^{-3}
2	5 - 5	0.00	-2.58	0.07119	0.07223	100.0	124.2	0.3254	4.295 10^{-2}	3.742 10^{-2}
	3 - 4	-0.19	-2.77	0.07655		24.2				
3	4 - 4	2.06	-0.51	0.01424	0.01460	54.5	79.0	0.2070	2.732 10^{-2}	2.380 10^{-2}
	2 - 3	2.02	-0.56	0.01542		24.5				
4	1 - 2	3.82	1.24	-0.03433	-0.03262	19.4	44.9	0.1176	1.553 10^{-2}	1.353 10^{-2}
	3 - 3	3.71	1.13	-0.03132		25.5				
5	0 - 1	5.21	2.63	-0.07269	-0.06675	10.6	36.4	0.0954	1.259 10^{-2}	1.097 10^{-2}
	2 - 2	4.95	2.37	-0.06549		9.1				
	5 - 4	4.88	2.31	-0.06366		16.7				
6	4 - 3	5.97	3.39	-0.09364	-0.09327	24.2	26.0	0.0681	8.992 10^{-3}	7.825 10^{-3}
	1 - 1	5.78	3.20	-0.08827		1.8				
7	1 - 0	6.75	4.17	-0.11524	-0.11538	10.6	54.5	0.1428	1.885 10^{-2}	1.642 10^{-2}
	2 - 1	6.90	4.33	-0.11943		19.4				
	3 - 2	6.64	4.06	-0.11223		24.5				

MnI 602.1820 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.35 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.06 \cdot 10^{-1}$
1	-3.19	-4.78	0.13173	13.0	0.0365	$4.930 \cdot 10^{-3}$	$3.871 \cdot 10^{-3}$
2	-0.95	-2.55	0.07028	16.0	0.0449	$6.067 \cdot 10^{-3}$	$4.764 \cdot 10^{-3}$
3	0.00	-1.59	0.04382	100.0	0.2809	$3.792 \cdot 10^{-2}$	$2.977 \cdot 10^{-2}$
4	0.92	-0.67	0.01846	16.0	0.0449	$6.070 \cdot 10^{-3}$	$4.765 \cdot 10^{-3}$
5	1.80	0.21	-0.00579	84.0	0.2360	$3.185 \cdot 10^{-2}$	$2.501 \cdot 10^{-2}$
6	3.14	1.55	-0.04272	71.0	0.1994	$2.692 \cdot 10^{-2}$	$2.114 \cdot 10^{-2}$
7	4.23	2.64	-0.07275	56.0	0.1573	$2.124 \cdot 10^{-2}$	$1.667 \cdot 10^{-2}$

set (ii) / lower: H, upper: Br /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.35 \cdot 10^{-1}$	$f_{ik} = 1.06 \cdot 10^{-1}$
1	5 - 5	-3.11	-4.69	0.12924	0.13203	12.1	14.4	0.0391	$5.280 \cdot 10^{-3}$	$4.146 \cdot 10^{-3}$
	4 - 5	-5.71	-7.28	0.20074		0.7				
	3 - 4	-2.89	-4.47	0.12309		1.6				
2	4 - 4	-0.81	-2.39	0.06589	0.06589	18.1	18.1	0.0492	$6.636 \cdot 10^{-3}$	$5.211 \cdot 10^{-3}$
3	6 - 5	0.00	-1.58	0.04344	0.04375	100.0	102.2	0.2776	$3.747 \cdot 10^{-2}$	$2.942 \cdot 10^{-2}$
	2 - 3	-0.53	-2.11	0.05811		2.2				
4	3 - 3	1.02	-0.55	0.01521	0.01440	19.2	21.0	0.0570	$7.700 \cdot 10^{-3}$	$6.046 \cdot 10^{-3}$
	1 - 2	1.36	-0.21	0.00580		1.8				
5	5 - 4	1.78	0.20	-0.00561	-0.00880	72.5	89.0	0.2417	$3.263 \cdot 10^{-2}$	$2.562 \cdot 10^{-2}$
	2 - 2	2.40	0.83	-0.02280		16.5				
6	4 - 3	3.10	1.52	-0.04199	-0.04309	50.4	61.4	0.1668	$2.251 \cdot 10^{-2}$	$1.768 \cdot 10^{-2}$
	1 - 1	3.32	1.75	-0.04814		11.0				
7	1 - 0	4.30	2.72	-0.07511	-0.07070	10.3	62.1	0.1687	$2.277 \cdot 10^{-2}$	$1.788 \cdot 10^{-2}$
	2 - 1	4.36	2.78	-0.07674		19.8				
	3 - 2	3.96	2.38	-0.06570		33.0				

MnI 445.5014 nm

set (i) / ne postojí /

set (ii) / lower: H, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 1.01 \cdot 10^{-1}$
1	2 - 3	-2.65	-2.76	0.13894	0.13894	12.3	12.3	0.0461	$4.660 \cdot 10^{-3}$
2	3 - 3	-1.51	-1.62	0.08176	0.08176	43.2	43.2	0.1620	$1.637 \cdot 10^{-2}$
3	4 - 3	0.00	-0.11	0.00553	0.00553	100	100	0.3751	$3.788 \cdot 10^{-2}$
4	1 - 2	0.26	0.15	-0.00773	-0.00773	33.3	33.3	0.1249	$1.262 \cdot 10^{-2}$
5	2 - 2	1.02	0.91	-0.04586	-0.04586	43.2	43.2	0.1620	$1.637 \cdot 10^{-2}$
6	3 - 2	2.16	2.05	-0.10304	-0.10304	34.6	34.6	0.1298	$1.311 \cdot 10^{-2}$

MnI 445.5310 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: H, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 1.01 \cdot 10^{-1}$
1	3 - 4	-1.51	-1.83	0.09214	0.09214	33.3	33.3	0.0937	$1.331 \cdot 10^{-2}$
2	2 - 3	-0.72	-1.04	0.05212	0.05212	42.2	42.2	0.1188	$1.687 \cdot 10^{-2}$
3	1 - 2 4 - 4	-0.19 0.00	-0.50 -0.32	0.02521 0.01590	0.01811	31.1 100	131.1	0.3690	$5.240 \cdot 10^{-2}$
4	3 - 3 2 - 2 1 - 1	0.42 0.57 0.60	0.10 0.26 0.29	-0.00506 -0.01291 -0.01439	-0.00815	28 0.8 13.3	42.1	0.1185	$1.683 \cdot 10^{-2}$
5	2 - 1	1.36	1.04	-0.05251	-0.05251	31.1	31.1	0.0875	$1.243 \cdot 10^{-2}$
6	3 - 2 4 - 3	1.71 1.93	1.39 1.61	-0.07009 -0.08130	-0.07503	42.2 33.3	75.5	0.2125	$3.017 \cdot 10^{-2}$

MnI 445.5814 nm

set (i) / ne postojí /

set (ii) / lower: H, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 7.59 \cdot 10^{-2}$
1	4 - 5	0.00	-0.78	0.03927	0.03927	100.0	100.0	0.3054	2.318 10^{-2}
2	3 - 4	0.27	-0.51	0.02571	0.02571	61.4	61.4	0.1875	1.423 10^{-2}
3	2 - 3	0.53	-0.25	0.01267	0.01267	32.7	32.7	0.0999	7.581 10^{-3}
4	1 - 2	0.80	0.02	-0.00092	-0.00092	12.7	12.7	0.0388	2.944 10^{-3}
5	1 - 1	1.47	0.69	-0.03495	-0.03736	19.1	46.4	0.1417	1.076 10^{-2}
	2 - 2	1.55	0.77	-0.03904		27.3			
6	3 - 3	1.66	0.88	-0.04450	-0.04777	28.6	58.2	0.1778	1.349 10^{-2}
	4 - 4	1.78	1.00	-0.05052		20.5			
	1 - 0	1.81	1.03	-0.05183		9.1			
7	2 - 1	2.23	1.45	-0.07307	-0.08788	8.2	16.0	0.0489	3.709 10^{-3}
	3 - 2	2.69	1.91	-0.09622		5.5			
	4 - 3	3.18	2.40	-0.12074		2.3			

MnI 445.7044 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: H, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_g^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 4.65 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 3.81 \cdot 10^{-2}$
1	3 - 2	0.44	0.64	-0.03200	-0.02012	32.7	206.8	0.6316	2.937 10^{-2}	2.407 10^{-2}
	4 - 3	0.38	0.58	-0.02930		61.4				
	2 - 1	0.29	0.49	-0.02486		12.7				
	5 - 4	0.00	0.20	-0.01000		100.0				
	1 - 1	-0.32	-0.12	0.00629	0.01981	19.1	84.1	0.2569	1.194 10^{-2}	9.787 10^{-3}
2	2 - 2	-0.49	-0.29	0.01473		27.3				
	0 - 1	-0.63	-0.43	0.02187		9.1				
	3 - 3	-0.85	-0.66	0.03302		28.6				
	1 - 2	-1.11	-0.91	0.04589	0.06867	8.2	36.5	0.1115	5.184 10^{-3}	4.248 10^{-3}
	4 - 4	-1.55	-1.35	0.06790		20.5				
3	2 - 3	-1.78	-1.58	0.07976		5.5				
	3 - 4	-2.79	-2.59	0.13022		2.3				

MnI 445.7549 nm

set (i) / podaci postoje, ali su neuporedivi sa setom (i) /

set (ii) / lower: H, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 1.27 \cdot 10^{-1}$
1	5 - 4	1.78	1.52	-0.07642	-0.06186	16.7	84.8	0.2219	2.818 10^{-2}
	4 - 3	1.63	1.37	-0.06874		24.2			
	3 - 2	1.42	1.16	-0.05814		24.5			
	2 - 1	1.17	0.90	-0.04543		19.4			
2	1 - 0	0.88	0.62	-0.03115	-0.01327	10.6	48.0	0.1256	1.595 10^{-2}
	1 - 1	0.55	0.28	-0.01427		1.8			
	2 - 2	0.49	0.23	-0.01140		9.1			
	3 - 3	0.39	0.13	-0.00642		25.5			
3	0 - 1	0.24	-0.03	0.00130	0.00983	10.6	184.0	0.4814	6.114 10^{-2}
	4 - 4	0.24	-0.03	0.00147		54.5			
	5 - 5	0.00	-0.26	0.01337		100.0			
	1 - 2	-0.13	-0.39	0.01975		19.4			
4	2 - 3	-0.53	-0.80	0.04031	0.04031	24.5	24.5	0.0641	8.141 10^{-3}
	3 - 4	-1.00	-1.27	0.06379	0.06379	24.2	24.2	0.0633	8.041 10^{-3}
6	4 - 5	-1.55	-1.81	0.09127	0.09127	16.7	16.7	0.0437	5.549 10^{-3}

MnI 445.8254 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.83 \cdot 10^{-1}$
1	0.00	-0.67	0.03369	100.0	0.4717	$8.632 \cdot 10^{-2}$
2	0.79	0.12	-0.00603	62.0	0.2925	$5.352 \cdot 10^{-2}$
3	1.79	1.12	-0.05631	50.0	0.2358	$4.316 \cdot 10^{-2}$

set (ii) / lower: D, upper: H /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 1.83 \cdot 10^{-1}$
1	5 - 6	0.00	-0.83	0.04187	0.03391	100.0	172.5	0.4671	$8.548 \cdot 10^{-2}$
	4 - 5	0.38	-0.45	0.02292		72.5			
2	3 - 4	0.71	-0.12	0.00609	-0.00788	50.4	113.6	0.3076	$5.629 \cdot 10^{-2}$
	2 - 3	1.02	0.19	-0.00945		33.0			
	1 - 2	1.32	0.48	-0.02440		19.9			
	0 - 1	1.61	0.78	-0.03928		10.3			
3	1 - 1	1.92	1.09	-0.05486	-0.05944	11.0	83.2	0.2253	$4.123 \cdot 10^{-2}$
	5 - 5	1.93	1.09	-0.05498		12.1			
	2 - 2	1.94	1.10	-0.05556		16.5			
	3 - 3	1.95	1.11	-0.05619		19.2			
	4 - 4	1.96	1.12	-0.05622		18.1			
	2 - 1	2.54	1.71	-0.08602		1.8			
	3 - 2	2.87	2.03	-0.10230		2.2			
	4 - 3	3.19	2.36	-0.11851		1.6			
5 - 4	3.50	2.67	-0.13412		0.7				

MnI 446.1079 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: H, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_g^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 5.46 \cdot 10^{-2}$	$f_{ik} = 5.07 \cdot 10^{-1}$
1	6 - 5	1.93	1.65	-0.08273	-0.06581	10.2	65.9	0.1620	8.843 10^{-3}	8.211 10^{-3}
	5 - 4	1.80	1.51	-0.07607		15.5				
	4 - 3	1.61	1.33	-0.06686		16.7				
	3 - 2	1.39	1.11	-0.05577		14.4				
	2 - 1	1.14	0.86	-0.04333		9.1				
2	1 - 1	0.57	0.29	-0.01473	-0.00891	16.3	107.6	0.2644	1.444 10^{-2}	1.341 10^{-2}
	2 - 2	0.54	0.26	-0.01287		18.9				
	3 - 3	0.47	0.19	-0.00966		28.3				
	4 - 4	0.37	0.09	-0.00457		44.1				
3	5 - 5	0.22	-0.06	0.00307	0.00998	67.5	176.6	0.4340	2.370 10^{-2}	2.200 10^{-2}
	6 - 6	0.00	-0.28	0.01412		100.0				
	1 - 2	-0.03	-0.31	0.01572		9.1				
4	2 - 3	-0.38	-0.66	0.03324	0.06219	14.4	56.8	0.1396	7.622 10^{-3}	7.077 10^{-3}
	3 - 4	-0.77	-1.05	0.05262		16.7				
	4 - 5	-1.20	-1.48	0.07457		15.5				
	5 - 6	-1.71	-1.99	0.09992		10.2				

MnI 446.2031 nm

set (i)

grupa	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [cm ⁻¹]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 2.61 \cdot 10^{-1}$
1	0.00	-0.84	0.04216	100.0	0.4329	$1.130 \cdot 10^{-1}$
2	0.82	-0.02	0.00100	75.0	0.3247	$8.474 \cdot 10^{-2}$
3	1.82	0.98	-0.04919	49.0	0.2121	$5.536 \cdot 10^{-2}$
4	2.64	1.80	-0.09035	7.0	0.0303	$7.909 \cdot 10^{-3}$

set (ii) / lower: D, upper: H /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_g^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 2.61 \cdot 10^{-1}$
1	6 - 7	0.00	-0.98	0.04902	0.03922	100.0	178.6	0.4461	$1.166 \cdot 10^{-1}$
	5 - 6	0.44	-0.53	0.02674		78.6			
2	4 - 5	0.87	-0.106	0.00531	-0.01097	60.7	140.4	0.3506	$9.163 \cdot 10^{-2}$
	3 - 4	1.28	0.30	-0.01513		45.8			
	2 - 3	1.66	0.69	-0.03449		33.9			
3	1 - 2	2.02	1.05	-0.05266	-0.06366	25.0	70.8	0.1770	$4.621 \cdot 10^{-2}$
	6 - 6	2.15	1.18	-0.05905		8.0			
	5 - 5	2.29	1.32	-0.06618		12.4			
	4 - 4	2.42	1.44	-0.07233		13.5			
	3 - 3	2.52	1.54	-0.07739		11.9			
4	2 - 2	2.59	1.62	-0.08126	-0.09447	7.7	10.1	0.0253	$6.592 \cdot 10^{-3}$
	3 - 2	3.45	2.47	-0.12416		0.6			
	4 - 3	3.66	2.68	-0.13459		0.8			
	5 - 4	3.84	2.86	-0.14383		0.7			
	6 - 5	4.00	3.03	-0.15198		0.3			

MnI 279.4817 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: D, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda$ [pm]	$\Delta\lambda^*$ [pm]	$\Delta\lambda_k^*$ [cm ⁻¹]	$\Delta\lambda_l^*$ [cm ⁻¹]	r_{ik} [%]	r [%]	r^*	$f_{ik} = 5.70 \cdot 10^{-1}$
1	5 - 6	1.81	0.77	-0.09843	-0.09843	100.0	100.0	0.2709	$1.544 \cdot 10^{-1}$
2	4 - 5	1.30	0.26	-0.03297	-0.03124	72.5	84.6	0.2291	$1.306 \cdot 10^{-1}$
	5 - 5	1.20	0.16	-0.02089		12.1			
3	3 - 4	0.86	-0.17	0.02234	0.02508	50.4	69.2	0.1874	$1.068 \cdot 10^{-1}$
	4 - 4	0.79	-0.25	0.03199		18.1			
	5 - 4	0.69	-0.34	0.04408		0.7			
4	2 - 3	0.51	-0.53	0.06729	0.07038	33.0	53.8	0.1457	$8.306 \cdot 10^{-2}$
	3 - 3	0.45	-0.58	0.07454		19.2			
	4 - 3	0.38	-0.6	0.08420		1.6			
5	1 - 2	0.24	-0.79	0.10175	0.10451	19.8	38.5	0.1043	$5.944 \cdot 10^{-2}$
	2 - 2	0.20	-0.83	0.10658		16.5			
	3 - 2	0.15	-0.89	0.11383		2.2			
6	0 - 1	0.06	-0.98	0.12559	0.12731	10.3	23.1	0.0626	$3.566 \cdot 10^{-2}$
	1 - 1	0.04	-1.00	0.12801		11.0			
	2 - 1	0.00	-1.04	0.13284		1.8			

MnI 279.8269 nm

set (i) / ne postojí /

set (ii) / lower: D, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 4.20 \cdot 10^{-1}$
1	4 - 5	1.94	0.86	-0.10998	-0.09963	16.7	116.7	0.3057	1.284 10^{-1}
	5 - 5	1.84	0.77	-0.09790		100.0			
2	3 - 4	1.30	0.22	-0.02844	-0.01912	24.2	95.4	0.2499	1.050 10^{-1}
	4 - 4	1.22	0.15	-0.01878		54.5			
	5 - 4	1.13	0.05	-0.00670		16.7			
3	2 - 3	0.79	-0.28	0.03619	0.04419	24.5	74.2	0.1944	8.164 10^{-2}
	3 - 3	0.74	-0.34	0.04344		25.5			
	4 - 3	0.66	-0.42	0.05310		24.2			
4	1 - 2	0.41	-0.66	0.08464	0.09105	19.4	53.0	0.1389	5.832 10^{-2}
	2 - 2	0.37	-0.70	0.08947		9.1			
	3 - 2	0.32	-0.76	0.09672		24.5			
5	0 - 1	0.16	-0.92	0.11744	0.12200	10.6	31.8	0.0833	3.499 10^{-2}
	1 - 1	0.14	-0.94	0.11986		1.8			
	2 - 1	0.10	-0.98	0.12469		19.4			
6	1 - 0	0.00	-1.08	0.13738	0.13738	10.6	10.6	0.0278	1.166 10^{-2}

MnI 280.1081 nm

set (i) / ne postoji /

set (ii) / lower: D, upper: LG /

grupa	$F_i - F_k$	$\Delta\lambda[\text{pm}]$	$\Delta\lambda^*[\text{pm}]$	$\Delta\lambda_k^*[\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\lambda_l^*[\text{cm}^{-1}]$	$r_{ik}[\%]$	$r[\%]$	r^*	$f_{ik} = 2.90 \cdot 10^{-1}$
1	3 - 4	2.24	1.00	-0.12787	-0.10855	2.3	122.8	0.3751	1.088 10^{-1}
	4 - 4	2.16	0.93	-0.11820		20.5			
	5 - 4	2.06	0.83	-0.10613		100.0			
2	2 - 3	1.28	0.05	-0.00639	0.00665	5.5	95.5	0.2917	8.459 10^{-2}
	3 - 3	1.22	-0.01	0.00085		28.6			
	4 - 3	1.15	-0.08	0.01051		61.4			
3	1 - 2	0.55	-0.68	0.08647	0.09419	8.2	68.2	0.2083	6.041 10^{-2}
	2 - 2	0.52	-0.72	0.09130		27.3			
	3 - 2	0.46	-0.77	0.09855		32.7			
4	0 - 1	0.06	-1.17	0.14973	0.15311	9.1	40.9	0.1249	3.623 10^{-2}
	1 - 1	0.04	-1.19	0.15215		19.1			
	2 - 1	0.00	-1.23	0.15698		12.7			

Na naslovnoj strani je slika aktivne oblasti AR 10030 snimljena na jednometarskom teleskopu Swedish Solar observatory (La Palma):

Roupe van der Voort, L. H. M., Löfdahl, M. G., Kiselman, D. and Scharmer, G. B.,
2004, A&A, 414, 717