

Fotojonizovani gasni oblaci (Emisione gasne magline i AGN-ovi)

1. Podela i karakteristike

Emisione gasne magline i aktivna galaktička jezgra (AGN) imaju veoma slične **emisione spektre**. Emisione gasne magline se mogu podeliti u dva osnovna tipa: (1) **fotojonizovane magline** (HII regioni i planetarne magline) i (2) **sudarno jonizovane magline** (ostaci supernovih - SNR; jonizovane u interakciji udarnog talasa i medjuzvezdane sredine). Iako se HII regioni i planetarne magline medjusobno razlikuju po poreklu, masi, evoluciji i starosti, fizički procesi koji leže u osnovi formiranja spektra su slični. U oba slučaja maglina je jonizovana fotonima centralne vrele zvezde. AGN-ovi imaju slične spektre, razlike se javljaju zbog znatno većih energija fotona centralnog izvora. Najveće razlike se javljaju kod ostataka supernovih, kod kojih je gas prvenstveno jonizovan i ekscitovan sudarima. Takva maglina daje spektar koji je vrlo sličan spektru magline jonizovane fotonima. Pošto medju samim SNR-ovima postoje značajne razlike, vezane pre svega za njihovo poreklo i evoluciju, ostatke supernovih i njihove spektre ćemo razmatrati posebno.

U fotojonizovanim gasnim oblacima centralni izvor zračenja emituje UV fotone koji imaju dovoljnu energiju da jonizuju vodonik ($\lambda < 91.2\text{nm}$; $E_{\text{jon}}(\text{H}) = 13.598\text{eV}$), a ponekad i helijum ($\lambda < 50.4\text{nm}$; $E_{\text{jon}}(\text{He}) = 24.587\text{eV}$). Centralni izvor zračenja su:

- (a) O ili B zvezde (u HII regionima)
- (b) vrela beli patuljci (u planetarnim maglinama)
- (c) AGN-ovi (kod kvazara, Sajfertovih i radio galaksija).

Najznačajnije razlike izmedju (a), (b) i (c) su u temperaturi centralnog izvora i njegovoj spektralnoj raspodeli, a time i u stanjima jonizacije raznih težih elemenata. Vrele zvezde, kao centralni izvori, imaju Plankovu raspodelu zračenja, sa fluksom koji na strani kraćih talasnih dužina od maksimuma naglo opada (Wien-ova oblast), pa je fotojonizujućih fotona tu srazmerno malo. Tako će, napr., B zvezde ($T \approx 30000\text{K}$) od gasa koji ih okružuje stvarati HII regione, O-zvezde ($T \approx 40000\text{K}$) će stvarati i HeII regione za čiju su jonizaciju potrebni fotoni $\lambda < 50.4\text{nm}$, a samo će se u planetarnim maglinama (centralna zvezda je beli patuljak $T \approx 100000\text{K}$) formirati i HeIII regioni za čiju su jonizaciju potrebni fotoni $\lambda < 22.8\text{nm}$ ($E_{\text{jon}}(\text{HeII}) = 54.418\text{eV}$). AGN-ovi imaju ravan kontinuum ($I_\nu \propto 1/\nu$ ili $I_\nu \approx \text{const}$) i proizvode intenzivno zračenje na svim talasnim dužinama, tj. u okolnom gasu se javlja širok dijapazon jonizacija.

Strömgren-ova sfera

Danski astronom Bengt Strömgren¹⁾ je 1939. godine zaključio da su difuzni međuzvezdani gasni oblaci ili uglavnom neutralni sa skoro svim atomima vodonika u osnovnom stanju ili skoro potpuno jonizovani sa vrlo tankom granicom koja razdvaja HI i HII regione. Ponekad se HII regioni koji okružuju vrele zvezde nazivaju Strömgrenovim sferama.

Pretpostavimo da imamo neku zapreminu gasa koja sadrži HI atome sa koncentracijom n_0 . Neka je u taj gas uronjena zvezda površinske temperature $T > 30000\text{K}$, koja emituje N_u fotona u sekundi čije su energije ($E > 13.6\text{eV}$) dovoljne da jonizuju vodonik iz osnovnog stanja. Ovi fotoni će jonizovati vodonik unutar neke zapremine V oko zvezde. Poprečni presek za jonizaciju vodonika UV fotonima je veliki: $\sigma \approx 10^{-17} \text{ cm}^2$, tako da je svaki jonizujući foton vrlo brzo apsorbovan pri prelasku iz HII u HI region. Tipičan jonizujući UV foton prelazi rastojanje $\Delta R_S = (n_0\sigma)^{-1} \approx 10^{14}\text{cm}$ kroz HI oblak koncentracije $n_0 = 10^3\text{cm}^{-3}$. Imajući u vidu da se fotoni kreću brzinom od oko $3 \cdot 10^{10}\text{cm/s}$, ovi fotoni će posle sat vremena biti apsorbovani. Neprozračnost HII regiona na jonizujuće fotone mnogo je manja. Tako će zvezda u HI regionu konstantne gustine potpuno jonizovati gas unutar sfere čiji (Strömgrenov) radijus u toku vremena raste dok se ne uspostavi ravnoteža između jonizacija i rekombinacija, a delimično jonizovana granica ove sfere biće izuzetno tanka (10^{14}cm). Ovakav HII region se naziva jonizaciono ograničen (ionization bounded) HII region, za razliku od gustinom ograničenog (density bounded) HII regiona, čiji je oblak HI toliko mali da ga zvezda može potpuno jonizovati.

Unutar HII regiona elektroni i protoni se povremeno sudaraju i rekombinuju, tako da je broj rekombinacija u jedinici vremena i u jedinici zapremine $\alpha_{rec}n_en_p$ (reda $3 \cdot 10^{-13}\text{cm}^3\text{s}^{-1} \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3} \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3} \approx 3 \cdot 10^{-7}\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$). U Strömgren-ovoj sferi, u stacionarnom stanju, broj jonizacija i rekombinacija će se izjednačiti. Ako je $N(\text{Lyman } \epsilon)$ - broj fotona koje emituje zvezda koji u sekundi jonizuju vodonik iz osnovnog stanja, iz ravnoteže broja jonizacija i broja rekombinacija:

$$N(\text{Lyman } \epsilon) = \alpha_{rec}n_en_p \frac{4}{3}\pi R_S^3$$

sledi da je Strömgren-ov radijus:

$$R_S \approx \left(\frac{3N(\text{Lyman } \epsilon)}{4\pi\alpha_{rec}n_e^2} \right)^{1/3}$$

Primer: jedna O zvezda emituje oko $6 \cdot 10^{49}$ jonizujućih fotona svake sekunde. Ako je $n_e \approx 10^3\text{cm}^{-3}$, onda je $R_S \approx 3.6 \cdot 10^{18}\text{cm} \approx 1.2\text{pc}$. Vidimo da je radijus potpuno jonizovane Strömgren-ove sfere mnogo veći od debljine graničnog sloja ΔR_S između HII i HI regiona, koji je reda 10^{14}cm .

¹⁾ Strömgren je poznat i po svom *uvby* fotometrijskom sistemu za zvezdanu klasifikaciju. Talasne dužine (i polu-širine) filtera u nm su: u350(30), v411(19), b467(18), y547(23). y magnituda odgovara V magnitudi Johnson-Morgan-ovog UBV sistema, a indeksi $b - y$, $c1 = (u - v) - (v - b)$ i $m1 = (v - b) - (b - y)$ su, respektivno, osetljivi na temperaturu zvezde (mera Pašenovog kontinuuma), na površinsku gravitaciju (mera jačine Balmerovog skoka) i metaličnost (mera 'line blanketing'-a).

2. Fizički procesi

UV fotoni centralnog izvora ne samo da jonizuju gas, veća ga i zagrevaju predajući mu energiju u vidu kinetičke energije oslobodjenih elektrona:

$$h\nu = E_{jon} + \frac{1}{2}mv^2 .$$

To doprinosi povećanju termalne energije magline. S druge strane, maglina se raznim radijativnim procesima (rekombinacije, f-f prelazi, emisija u linijama koje su sudarno ekscitovane) hladi. U maglini se ovim procesima uspostavlja termalna ravnoteža u relativno malom temperaturskom opsegu, od 5000K do 25000K. Sudarima između elektrona i elektrona i jona uspostavlja se Maxwell-ova raspodela čestica po brzinama.

Zahvatima elektrona dolazi do rekombinacije jona. U svakoj tački magline stepen jonizacije određen je ravnotežom između broja fotojonizacija i rekombinacija¹⁾. U maglinama u kojima centralna zvezda ima izuzetno visoku temperaturu, ima puno visokoenergetskih fotona, jonizacija je visoka, pa se posmatraju linije višestruko jonizovanih elemenata, kao napr. [NeV] ili [FeVII]. Visoki stepen jonizacije rezultat je visoke temperature centralne zvezde i energije fotona koje ona emituje, a ne temperature magline definisane kinetičkom energijom slobodnih elektrona. Fotoni koje emituju zvezde jonizuju gas, a termalni elektroni ga sudarno ekscituju.

Sudarima elektrona i jona ekscituju se niži (nekoliko eV) energetski nivoi jona. Radijativne deekscitacije sa tih nivoa imaju malu verovatnoću (zabranjeni prelazi), ali na niskim gustinama u maglini ($< 10^4 \text{cm}^{-3}$) sudarna deekscitacija je još manje verovatna. Tako, **skoro svaka ekscitacija dovodi do emisije fotona** i maglina emituje spektar zabranjenih linija jona raznih elemenata.

Osim ovih sudarno ekscitovanih zabranjenih linija raznih jona, spektrom dominiraju i rekombinacione linije najzastupljenijih elemenata (H i He). U procesu rekombinacije, elektroni su zahvaćeni na više ekscitovane nivoe, sa kojih se radijativna deekscitacija vrši

¹⁾ Za dva susedna stanja jonizacije j i $j + 1$ imamo:

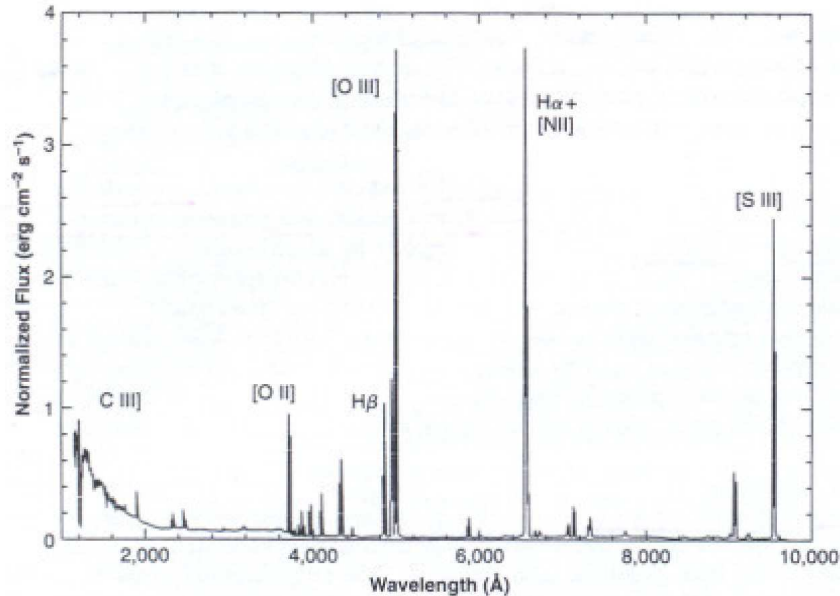
$$n_j \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu d\nu = \alpha_{\text{rec}} n_{j+1} n_e$$

gde je a_ν - presek za fotojonizaciju, α_{rec} - koeficijent rekombinacije (na sve nivoe), ν_0 - najmanja frekvencija za jonizaciju ($= I/h$). Ovde se pretpostavlja da postoji fotojonizacija samo iz osnovnog stanja, jer je naseljenost ekscitovanih nivoa toliko mala da se fotojonizacije sa tih nivoa mogu zanemariti. Obično su samo dva stanja jonizacije nekog elementa prisutna u maglini, tako da je $n_j + n_{j+1} = n_{uk}$ - ukupna koncentracija čestica razmatranog elementa. Stepen jonizacije je dat sa:

$$z_j = \frac{n_{j+1}}{n_{uk}} = \frac{n_{j+1}/n_j}{1 + n_{j+1}/n_j}$$

kaskadno do osnovnog nivoa. Tako se emituju fotoni u Balmerovim i Pašenovim linijama, koje se posmatraju u svim gasnim maglinama. Dakle, rekombinacijom HIII nastaju eksцитовани atomi vodonika i emisija HI spektra. Slično, HeII rekombinuje i emituje se spektar HeI, a u najviše jonizovanim oblastima, HeIII se rekombinuje i emituje se spektar HeII, čija je najjača linija u vidljivom delu spektra na $\lambda 468.6\text{nm}$.

3. Izgled spektra



Slika 1. UV, optički i bliski IC deo spektra Orionove magline. Fluks u $H\beta$ liniji je uzet za jedinicu.

3.1. Linije

U UV delu spektra gasnih oblaka dominiraju: zabranjene linije [OII] $\lambda\lambda 372.6, 372.9$ (UV dublet koji izgleda kao blendirana $\lambda 372.7$ linija na spektrogramima niske rezolucije), linije MgII $\lambda\lambda 279.6, 280.3$, CIII] $\lambda\lambda 190.7, 190.9$, CIV $\lambda\lambda 154.8, 155.1$ i Lyman α na 121.6nm .

Karakteristične za spektre svih maglina, u vidljivom delu javljaju se Balmerove linije vodonika: $H\alpha$ $\lambda 656.3$ u crvenom, $H\beta$ $\lambda 486.1$ u plavom, $H\gamma$ $\lambda 434.0$ u ljubičastom itd., kao i HeI $\lambda 587.6$ linija koja je znatno slabija, dok se HeII $\lambda 468.6\text{nm}$ linija javlja samo u maglinama visoke jonizacije. Vidljivim delom spektra dominiraju zabranjene linije jona [OIII] $\lambda\lambda 495.9, 500.7$, zelene linije za koje se do 1927. godine mislilo da potiču od hipotetičkog elementa - nebulijuma i crvene linije [NII] $\lambda\lambda 654.8, 658.3\text{nm}$.

Medju najjače linije IC dela spektra spadaju linije [SIII] $\lambda\lambda 906.9, 952.3\text{nm}$, [NeII] $12.8\mu\text{m}$ i [OIII] $88.4\mu\text{m}$.

U radio području karakteristične su slabe, tzv. radio-rekombinacione linije vodonika (napr. $H109\alpha$ na $\lambda = 6\text{cm}$), helijuma i ugljenika.

3.2. Kontinuum

Gasne magline imaju slabi kontinualni spektar. Kontinuum potiče uglavnom od slobodno-vezanih (f-b) i slobodno-slobodnih (f-f) prelaza i procesa emisije 2 fotona. Osim na vrlo dugim i na vrlo kratkim talasnim dužinama ne dostiže se nivo zračenja crnog tela koje odgovara lokalnoj temperaturi, pa se linije javljaju u emisiji.

Pašenov kontinuum na $\lambda > 364.6$ i Balmerov kontinuum na $91.2 < \lambda < 364.6$ potiče uglavnom od f-b prelaza. Na $\lambda < 91.2$ nm dominira Lyman kontinuum koji nastaje rekombinacijama u osnovno stanje ($n = 1$) i koji može biti optički neprozračan. Slobodno-slobodna emisija raste sa talasnom dužinom kao λ^3 i dominira u IC i radio oblasti. Proces 2 fotona predstavlja prelaz $2^2S \rightarrow 1^2S$ iz $n = 2, l = 0$ nivoa vodonika na $n = 1, l = 0$ osnovno stanje. Ovaj prelaz je zabranjen za jedan foton jer se narušava uslov održanja ugaonog momenta, ali se javlja kroz emisiju dva fotona sa verovatnoćom $A(2^2S, 1^2S) = 8.23s^{-1}$. Kako energija tog prelaza može biti podeljena na bilo koji način između dva fotona, spektar je kontinualan na svim λ većim od talasne dužine Lyman α linije (121.6 nm, prelaz $2^2P \rightarrow 1^2S$).

Mnoge magline imaju refleksioni kontinuum koji čini zvezdana svetlost rasejana na česticama prašine.

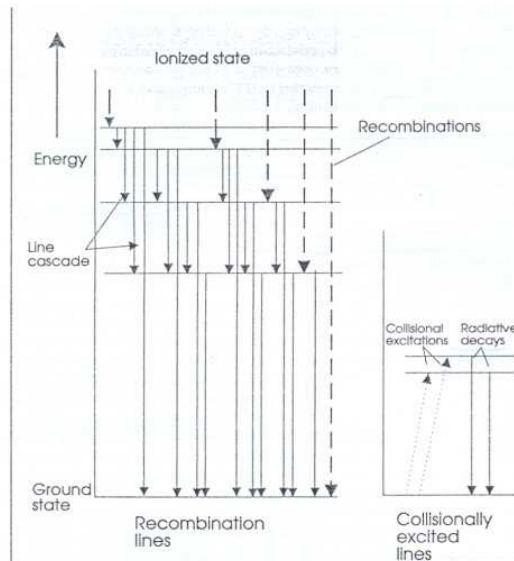
U radio području, emisione magline imaju jak kontinualni spektar, koji potiče uglavnom od f-f emisije termalnih elektrona ubrzanih sudarima sa protonima. U IC većina maglina ima jak kontinualni spektar koji emituje prašina zagrejana do $T \approx 100K$ zračenjem centralne zvezde.

4. Formiranje emisijih linija u maglinama

Atomi i joni najveći deo vremena provode u osnovnom stanju i moraju nekim procesom biti ekscitovani da bi proizveli emisijnu liniju. Prema načinu ekscitacije, emisijne linije se dele u dve osnovne kategorije: 1) rekombinacione linije i 2) sudarno ekscitovane linije. Postoji i treći način - rezonantna fluorescencija.

(1) **Rekombinacione linije** nastaju kada se zahvatom elektrona jon rekombinuje na neki od viših ekscitovanih nivoa nižeg stanja jonizacije (rekombinacija na osnovni nivo daje foton koji odmah ponovo biva utrošen na jonizaciju). Deekscitacija do osnovnog nivoa se često vrši preko nižih ekscitovanih stanja. Pri kaskadnim prelazima u niža stanja nastaju razne dozvoljene emisijne linije posmatranog atoma/jona. Rekombinacije su malobrojne zbog male gustine magline, pa su rekombinacione linije detektovane samo kod najzastupljenijih elemenata (vodonika, helijuma, ugljenika, azota, kiseonika,...).

(2) **Linije nastale sudarnom ekscitacijom** elektrona iz osnovnog stanja. Srednja kinetička energija elektrona u gasu temperature T je $\approx kT$. Verovatnoća za sudarnu ekscitaciju pri elektronskoj koncentraciji n_e je $n_e/\sqrt{T} \exp(-E_{ij}/kT)$ gde je E_{ij} - energija ekscitacije u odnosu na osnovno stanje. Da bi došlo do značajne ekscitacije, kT treba da bude reda E_{ij} . Na $T \approx 10^4\text{K}$, koja je tipična za magline, dolazi do ekscitacija na prvo ekscitovano stanje. Emisijne linije koje nastaju pri prelazu u osnovno stanje zovu se rezonantne linije i obično leže u UV oblasti (CIV $\lambda\lambda 154.8\text{nm}, 155.0\text{nm}$; MgII $\lambda\lambda 279.8\text{nm}, 280.2\text{nm}$; SiIV $\lambda\lambda 139.4\text{nm}, 140.3\text{nm}$ i Ly α na 121.6nm , koja je i sudarno ekscitovana i rekombinaciona linija).



Slika 2. Rekombinacione (levo) i sudarno ekscitovane linije (desno).

Osim ovih dozvoljenih rezonantnih linija u UV, u optičkom delu spektra sve sudarno ekscitovane linije su zabranjene. One nastaju prelazima sa nivoa koji su svega nekoliko

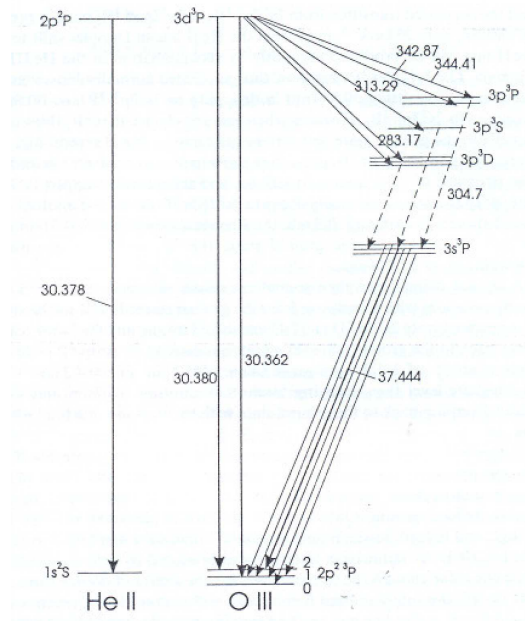
eV iznad osnovnog, a koji se mogu ekscitovati sudarima sa termalnim elektronima. Kod najzastupljenijih jona (O,N,C,S,Si) ti ekscitovani nivoi potiču od iste elektronske konfiguracije kao i osnovno stanje, pa su radijativni prelazi zabranjeni (primeri: zabranjene linije [OII], [OIII], [NII],...videti Dodatak na kraju poglavlja).

Zabranjene linije nisu nikad dovoljno jake da bi efekti RT bili značajni - u tim linijama ima emisije, ali ne i značajne apsorpcije. Takve linije su sjajne zbog velikih emitujućih oblasti. Rekombinacione linije mogu biti dovoljno jake da apsorpcija bude značajna pa je tada potrebno rešavati problem prenosa zračenja.

(3) **Rezonantna fluorescencija** je treći način nastanka emisionih linija. Ako se neka od jakih emisionih linija (napr. HeII na 30.378nm) poklapa sa nekim prelazom nekog drugog atoma (napr. OIII na 30.380nm, vidi sl. 3), doći će do apsorpcije fotona te jake linije drugim atomom i do njegove ekscitacije. Atom se potom radijativno vraća u osnovno stanje i ako pri tom povratku prolazi kroz medju-stanja (nivoje), onda će se proizvesti niz linija na većim talasnim dužinama. Te linije se nazivaju **rezonantno fluorescentne linije**. Neočekivano su jake, jer su, sa jedne strane, ekscitovani nivoi takvih prelaza obično suviše visoko da bili ekscitovani sudarima, a sa druge strane, jačina linija je mnogo veća od one koju predviđa teorija rekombinacije.

Klasičan primer rezonantne fluorescencije je grupa OIII dozvoljenih linija između 280 μ m i 380nm čiju je pojavu i jačinu objasnio Bowen. Fotoni Lyman α linije HeII, nastali rekombinacijom u HeIII regionu (u planetarnim maglinama), ekscituju OIII, koji se u 2% slučajeva ne deekscituje direktno u osnovno stanje, već ide preko medju-nivoa (slika 3).

Drugi primer rezonantne fluorescencije je Lyman β foton ($\lambda = 102.577$ nm) koji ekscituje OI, koji se zatim deekscituje kroz niz medju stanja.



Slika 3. Rezonantna fluorescencija između HeII i OIII.

4.1. Rekombinacione linije

Izvedimo izraz za intenzitet rekombinacione linije koja nastaje pri prelazu sa j -tog na i -ti nivo:

$$I_\nu(ji) = \int j_\nu(ji)\rho dz = \int A_{ji}n_j \frac{h\nu}{4\pi} dz . \quad (1)$$

Ovde je j_ν maseni koeficijent emisije. Potražimo naseljenost n_j gornjeg nivoa. Broj rekombinacija na j -ti nivo u jedinici zapremine i jedinici vremena je $\alpha_{rec}(j)n_en_{jon}$. Rekombinacija je sudarni proces ($\alpha_{rec} \propto 1/\sqrt{T}$). Pretpostavimo da dolazi do fotojonizacija samo sa osnovnog nivoa i da nema apsorpcija u linijama. Naseljenosti n_j se dobijaju rešavanjem jednačine statističke ravnoteže (na levoj strani jednačine su procesi koji naseljavaju, a na desnoj koji raseljavaju j -ti nivo):

$$\alpha_{rec}(j)n_en_{jon} + \sum_{k>j}n_kA_{kj} = n_j\sum_{i<j}A_{ji} \quad (j > i) . \quad (2)$$

Preispitajmo tvrdnju da su rekombinacione linije optički tanke pa da se apsorpcija u njima može zanemariti.

Pri rekombinaciji u osnovno stanje emituje se Ly_c foton. Umesto direktne rekombinacije na osnovni nivo, može doći do rekombinacija na drugi nivo pa se mogu emitovati Ba_c i $Ly\alpha$ fotoni (Lyman α foton se rasejava više puta). Moguća je, jasno, i rekombinacija na treći nivo, pri čemu se mogu emitovati Pa_c , $H\alpha$ i $Ly\alpha$, ili Pa_c i $Ly\beta$ fotoni. $Ly\beta$ foton se rasejava i pri svakom rasejanju su velike šanse da se 'udrobi' u $H\alpha$ i $Ly\alpha$ fotone. Možemo da zaključimo da svaki Ly_c foton konačno dovodi do $Ly\alpha$ fotona i fotona u linijama Balmerove serije. Kaskada se završava na $n = 2$ jer je emisija $n = 2 \rightarrow n = 1$ uvek praćena apsorpcijom $n = 1 \rightarrow n = 2$. Zato u (2) sumiranje treba da počne od $i = 2$, a ne od $i = 1$.

Na temperaturi magline ($T = 10^4K$), odnosi emisisionih koeficijenata za rekombinacione linije vodonika su sledeći:

$$\frac{j(H\alpha)}{j(H\beta)} = 2.87, \quad \frac{j(H\gamma)}{j(H\beta)} = 0.466, \quad \frac{j(Ly\alpha)}{j(H\beta)} = 34 .$$

Na dva puta većoj temperaturi ($T = 20000K$), samo se odnos $j(H\alpha)/j(H\beta)$ malo promeni ($=2.69$). Uticaj promene elektronske koncentracije n_e je još manji. Tako je odnos intenziteta linija u rekombinacionoj kaskadi fiksna. Odnos intenziteta Balmerovih linija:

$$I(H\alpha) : I(H\beta) : I(H\gamma)$$

naziva se Balmerov dekrement.

4.1.1. Uticaj prašine

Posmatrani Balmerov dekrement se može razlikovati od teorijskog zbog prisustva prašine koja rasejava više plavu svetlost od crvene, pa je odnos $I(H\alpha) : I(H\beta)$ uvećan prašinom.

Neka je $\tau_D(H\beta)$ - optička debljina prašine na talasnoj dužini $H\beta$ linije (486.1nm). Koeficijent apsorpcije prašinom je $\propto 1/\lambda$. Ako se koristi posmatrano pocrvenjenje, dobija se da je:

$$\tau_D(H\alpha) = 0.65\tau_D(H\beta)$$

Ako oblak prašine leži između nas i gasne magline:

$$\begin{aligned} \frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} &= \left[\frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} \right]_0 \frac{e^{-\tau_D(H\alpha)}}{e^{-\tau_D(H\beta)}} \\ \frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} &= \left[\frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} \right]_0 e^{0.35\tau_D(H\beta)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Medjutim, prašina pomešana sa gasom može uticati na proces formiranja linija. Neka je linija optički tanka, sa homogenim zapreminskim koeficijentom emisije $j_\nu\rho$. Neka je $\kappa_D\rho$ koeficijent apsorpcije prašine, a debljina oblaka R . Pošto je intenzitet u Balmerovoj liniji onda dat sa:

$$I(\text{Balmer}) = \int_0^R j_\nu\rho e^{-t_D} dx = \frac{j\rho R}{\kappa_D\rho R} \int_0^{\tau_D} e^{-t_D} dt_D = \frac{j\rho R}{\tau_D} (1 - e^{-\tau_D}),$$

odnos intenziteta $H\alpha$ i $H\beta$ linije je:

$$\begin{aligned} \frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} &= \frac{j(H\alpha)}{j(H\beta)} \frac{\tau_D(H\beta)}{\tau_D(H\alpha)} \frac{1 - e^{-\tau_D(H\alpha)}}{1 - e^{-\tau_D(H\beta)}} \\ \frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} &= \left[\frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} \right]_0 \frac{1}{0.65} \frac{1 - e^{-0.65\tau_D(H\beta)}}{1 - e^{-\tau_D(H\beta)}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Ova jednačina daje drugačiji Balmerov dekrement od (3) za dato τ_D .

Korišćenjem dva odnosa intenziteta Balmerovih linija, $H\alpha/H\beta$ i $H\beta/H\gamma$, moguće je razlikovati prašinu pomešanu sa gasom unutar oblaka od one van njega.

4.1.2. Odredjivanje zapremine fotojonizovane oblasti

Zapreminu jonizovane oblasti možemo odrediti ako je maglina jonizaciono ograničena. Ovu pretpostavku potvrđuje prisustvo linija OI ili SII, koje potiču sa ivice HII regiona (potencijal jonizacije kiseonika sličan je potencijalu jonizacije vodonika, pa je ivica zone OII približno ivica HII regiona, dok CII, MgII, SiII mogu postojati izvan njega). Pri tome se mogu koristiti rekombinacione linije.

Ukupan broj rekombinacija mora biti jednak ukupnom broju jonizujućih fotona. Deo f_β svih fotona Balmerove rekombinacije su $H\beta$ fotoni (nalazi se iz Balmerovog dekrementa). Ako je zapremina gasa V

$$\alpha_{rec} n_e n_{jon} V = \frac{\text{broj } H\beta \text{ fotona}}{f_\beta} = \text{broj jonizujućih fotona} \quad (5)$$

Pošto je gas uglavnom HII, imamo da je $n_e \approx n_{jon}$, pa je

$$V = \frac{\text{broj } H\beta \text{ fotona}}{\alpha'_{rec} f_{\beta} n_e^2} \quad (6)$$

Fluks $H\beta$ fotona je $F(H\beta) = L(H\beta)/4\pi d^2$, gde je $L(H\beta)$ - broj $H\beta$ fotona proizveden u celom oblaku u jedinici vremena pomnožen sa $h\nu(H\beta)$, a d je rastojanje do oblaka. Broj $H\beta$ fotona = $L(H\beta)/h\nu(H\beta) = (F(H\beta)4\pi d^2)/(hc\lambda(H\beta))$. Konačno imamo da je:

$$V = \frac{F(H\beta)4\pi d^2 \lambda(H\beta)}{hc\alpha'_{rec} f_{\beta} n_e^2} \quad (7)$$

Elektronska koncentracija n_e se može odrediti iz odnosa intenziteta zabranjenih linija (videti 4.2).

4.1.3. Odredjivanje zastupljenosti He u maglini

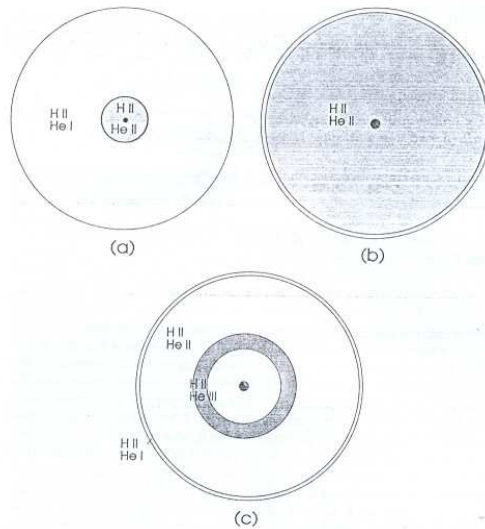
Rekombinacione linije se mogu koristiti i da se dobije odnos He/H u gasnoj maglini.

Prvo se može naći odnos HeII/HII, korišćenjem f_{β} svih H rekombinacija u HII regionu i slično izračunati deo $f_{587.6}$ svih He rekombinacija u HeII regionu, koje prolaze kroz HeI liniju na 587.6nm:

$$\frac{\text{flux}(HeI587.6)}{\text{flux}(HII486.1)} = \frac{f_{587.6} h\nu_{587.6} \alpha_{rec}(He) n(He) V(HeII)}{f_{486.1} h\nu_{486.1} \alpha_{rec}(H) n(H) V(HII)} \quad (8)$$

Za O zvezde, planetarne magline i AGN-ove, HII i HeII zone imaju iste spoljne granice. Oko O zvezda ima vrlo malo HeIII, pa je $V(HeII)=V(HII)$, dok je kod planetarnih maglina i AGN-ova zapremina HeIII znatna, pa je: $V(HeII)+V(HeIII) = V(HII)$.

Kod B zvezda nema HeIII regiona, a HeII zona je znatno manja od HII zone. OIII ima u HeII zoni, a OII u HII+HeI zoni. Relativna jačina linija [OIII] i [OII] u spektru daje $V(OIII)/V(OII)$, odnosno $V(HeII)/V(HeI)$. Zamenom u $V(HII) = V(HeI) + V(HeII) = V(HeII)[1+ V(HeI)/ V(HeII)]$ i korišćenjem (8) konačno dobijamo $n(He)/n(H)$.



Slika 4. Maglina oko: (a) B zvezde (T=30000K), (b) O zvezde (T=40000K), (c) vrelog plavog patuljka u centru planetarne magline (T=100000K).

4.2. Sudarno ekscitovane linije

Intenzitet optički tanke linije koja nastaje prelazom sa gornjeg j na donji i nivo je:

$$I_\nu = \int j_\nu \rho dz = \int \frac{A_{ji}}{4\pi} n_j h\nu dz . \quad (9)$$

Ako pretpostavimo da se naseljavanje j nivoa rekombinacijama i radijativnim prelazima sa viših nivoa može zanemariti i ako zanemarimo radijativne prelaze sa osnovnog nivoa l na j (optički tanka linija), onda je gornji nivo naseljen samo sudarnom ekscitacijom sa osnovnog stanja l , pa imamo:

$$n_j \Sigma_k A_{jk} + n_j \Sigma_k C_{jk} = n_l C_{lj} . \quad (10)$$

Onda iz (9) i (10) sledi:

$$I_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ji} \int \Sigma_{k < j} \frac{n_l C_{lj}}{(A_{jk} + C_{jk})} dz . \quad (11)$$

Ako je gustina toliko niska da se sudarna deekscitacija može zanemariti u odnosu na radijativnu i ako je razmatrani prelaz glavni radijativni prelaz sa nivoa j (što je slučaj ako je l osnovni nivo), (11) se svodi na

$$I_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \int n_l C_{lj} dz \quad (12)$$

n_l je ukupna koncentracija jona jer su naseljenosti viših nivoa male.

Sudarna ekscitacija za zabranjene linije (koje su uvek optički tanke) data je preko jačine sudara $\Omega(l, j)$:

$$C_{lj} = \frac{8.6 \cdot 10^{-12}}{\sqrt{T}} n_e \frac{\Omega(l, j)}{g_l} e^{-E_{lj}/kT} , \quad (13)$$

pa je

$$I_\nu = 6.8 \cdot 10^{-13} E_{lj} \frac{\Omega(l, j)}{g_l} \int \frac{n_l n_e}{\sqrt{T}} e^{-E_{lj}/kT} .$$

4.2.1. Odredjivanje fizičkih uslova u maglini iz emisionih linija

Odnos linija jednog jona može se koristiti za dijagnostikovanje uslova u maglini. Potražimo odnose linija koji su osetljivi samo na jedan parametar, na primer T . Iskoristimo činjenicu da odnos sudarnih ekscitacija nivoa sa znatno različitim potencijalima ekscitacije jako zavisi od T . Drugim rečima, potražimo odnos intenziteta linija jednog jona koje polaze sa različitih pobudjenih nivoa (čije naseljenosti zavise od T zbog različitih potencijala ekscitacije).

Posmatrajmo konfiguraciju np^3 , koja ima 3P kao osnovno stanje, term 1D kao prvo ekscitovano i term 1S kao drugo ekscitovano stanje (slika 9). Prelazi koji se posmatraju u spektru su: $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ (436.3nm) i dublet $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ i $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$ (500.7 i 495.9nm).

Svi su zabranjeni jer nema promene konfiguracije, a prelaz iz singleta u dublet je dodatno zabranjen jer narušava pravilo $\Delta S = 0$ ($^1D_2 \rightarrow ^3P_0$ je ekstra zabranjen jer $\Delta J = 2$). Potražimo odnos intenziteta ovih linija, koristeći jednačinu (9):

$$\frac{I(^1S \rightarrow ^1D)}{I(^1D \rightarrow ^3P_2) + I(^1D \rightarrow ^3P_1)} = \frac{n(^1S) A(^1S \rightarrow ^1D) h\nu(^1S \rightarrow ^1D)}{n(^1D) A(^1D \rightarrow ^3P) h\nu(^1D \rightarrow ^3P)} \quad (14)$$

Neka je elektronska koncentracija tako niska da se sudarna deekscitacija sa 1D i 1S može zanemariti, kao i sudarna ekscitacija sa 1D na 1S . Pretpostavimo i da naseljavanje 1D radijativnim prelazom sa 1S takodje nije od značaja. Jednačine statističke ravnoteže onda daju:

$$\begin{aligned} n(D)A(D \rightarrow P) &= n(P)C(P \rightarrow D) \\ n(S)[A(S \rightarrow P) + A(S \rightarrow D)] &= n(P)C(P \rightarrow S) \end{aligned}$$

odnosno, odnos naseljenost nivoa 1S i 1D :

$$\frac{n(S)}{n(D)} = \frac{C(P \rightarrow S) A(D \rightarrow P)}{C(P \rightarrow D) A(S \rightarrow P) + A(S \rightarrow D)} \quad (15)$$

Zamenom (15) u (14) imamo:

$$\frac{I(S \rightarrow D)}{I(D \rightarrow P)} = \frac{C(P \rightarrow S) \nu(S \rightarrow D) A(S \rightarrow D)}{C(P \rightarrow D) \nu(D \rightarrow P) A(S \rightarrow P) + A(S \rightarrow D)} \quad (16)$$

Kako je

$$C \propto \frac{\Omega e^{-E/kT}}{g \sqrt{T}}$$

konačno imamo da je:

$$\frac{I(S \rightarrow D)}{I(D \rightarrow P)} = \frac{\Omega(P \rightarrow S)}{\Omega(P \rightarrow D)} e^{-\Delta E/kT} \frac{\nu(S \rightarrow D) A(S \rightarrow D)}{\nu(D \rightarrow P) A(S \rightarrow P) + A(S \rightarrow D)} \quad (17)$$

gde je $\Delta E = E(S) - E(D)$.

Merenjem odnosa intenziteta linija iz (17) dobijamo T .

Zamenom vrednosti jačina sudara i verovatnoća prelaza, za jon OIII se dobija:

$$\frac{I(495.9) + I(500.7)}{I(436.3)} = \frac{7.9e^{32960/T}}{1 + 4.5 \cdot 10^{-4}(n_e/\sqrt{T})}$$

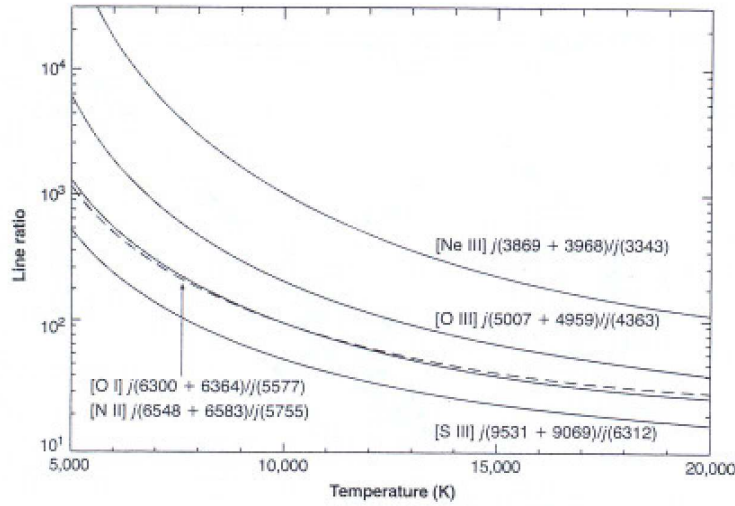
Na slici 5 prikazan je ovaj odnos intenziteta (pri koncentraciji od 1cm^{-3}) u funkciji temperature kao i odgovarajući odnosi zabranjenih linija drugih jona ([NII], [NeIII] i [SIII]).

Fina struktura nivoa 3P osnovnog stanja p^2 konfiguracije dovodi do infracrvenih (IC) zabranjenih prelaza. Napr. OIII ima prelaz $^3P_2 \rightarrow ^3P_1$ na $52 \mu\text{m}$ i prelaz $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ na $88 \mu\text{m}$, dok je prelaz $^3P_2 \rightarrow ^3P_0$ zabranjen ($\Delta J = 2$).

Energije ekscitacije ovih nivoa su mnogo manje od kT pa sudarni procesi dominiraju. Dobija se da je odnos IC linija OIII dat sa:

$$\frac{I(52\mu\text{m})}{I(88\mu\text{m})} = 0.55e^{-278/T} (1 + 4.7 \cdot 10^{-7} \frac{n_e}{\sqrt{T}}),$$

tj. da jako zavisi od n_e , a vrlo slabo od T , pa služi za određivanje elektronske koncentracije.



Slika 5. Temperaturna osetljivost odnosa nekih zabranjenih prelaza.

Zabranjeni prelazi kod p^3 konfiguracije ($^2D \rightarrow ^4S$ dublet) mogu se koristiti da se odredi elektronska koncentracija n_e . Traži se odnos linija koje polaze sa istog nivoa:

$$\frac{I(^2D_{5/2} \rightarrow ^4S)}{I(^2D_{3/2} \rightarrow ^4S)} = \frac{j(^2D_{5/2} \rightarrow ^4S)}{j(^2D_{3/2} \rightarrow ^4S)} = \frac{n(^2D_{5/2})A(^2D_{5/2} \rightarrow ^4S)h\nu(^2D_{5/2} \rightarrow ^4S)}{n(^2D_{3/2})A(^2D_{3/2} \rightarrow ^4S)h\nu(^2D_{3/2} \rightarrow ^4S)} .$$

U slučaju OII to je odnos $I(372.9)/I(372.6)$, a kod SII to je $I(671.6)/I(673.1)$. Radijativna ekscitacija 2D nivoa je neznatna, a naseljavanje tih nivoa radijativnim prelazom sa viših 2P nivoa je zanemarljivo jer je naseljenost, generalno, svih ekscitovanih nivoa mala. 2D nivoi su uglavnom naseljeni sudarnom ekscitacijom sa osnovnog stanja i raseljeni radijativnom + sudarnom deekscitacijom. Odnos poslednja dva procesa dovodi do zavisnosti od gustine.

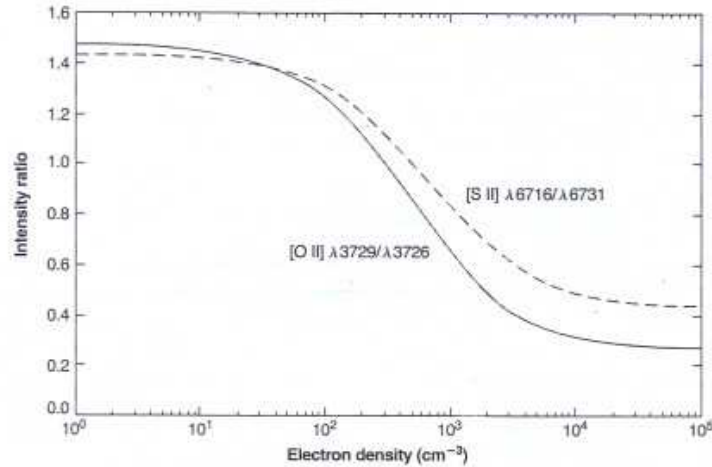
Tako, pri velikim gustinama ($C_{ji} \gg A_{ji}$), $n(D_{5/2})/n(D_{3/2}) = 1.5$, pa je

$$\frac{I(D_{5/2} \rightarrow S)}{I(D_{3/2} \rightarrow S)} = 1.5 \frac{A(D_{5/2} \rightarrow S)}{A(D_{3/2} \rightarrow S)}$$

a ako je mala ($A_{ji} \gg C_{ji}$):

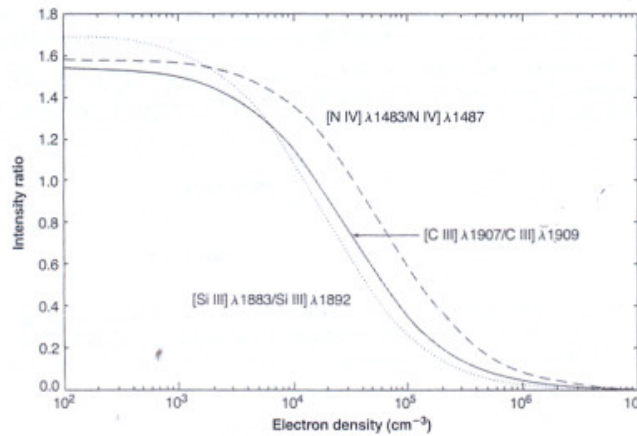
$$\frac{I(D_{5/2} \rightarrow S)}{I(D_{3/2} \rightarrow S)} = 1.5 .$$

Prelaz iz jedne formule na drugu dešava se na tzv. kritičnoj elektronskoj koncentraciji za koju je $C_{ji} = A_{ji}$, a koja je reda $n_e \approx 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$.



Slika 6. Zavisnost od elektronske koncentracije odnosa zabranjenih linija OII i SII.

Na većim gustinama mogu se koristiti odnosi linija drugih konfiguracija. Tako se, napr. odnos intenziteta $I(190.7)/I(190.0)$ linija CIII, koji se slično računa kao za linije OII i SII, može koristiti za određivanje n_e . Ovi prelazi su polu-zabranjeni jer dolazi do promene konfiguracije, ali je $\Delta S \neq 0$. Prelaz na 190.7nm je 'jako' zabranjen ($A_{ji} = 5 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$) jer je $\Delta J = 2$, dok je prelaz na 190.0nm zabranjen samo pravilom za S i ima tipičnu polu-zabranjenu vrednost $A_{ji} = 96 \text{s}^{-1}$. Na velikim gustinama ovaj odnos je 5/3, a pri niskim 0.9. Odnos intenziteta dostiže polovinu maksimalne vrednosti na $n_e = 4 \cdot 10^{10} \text{m}^{-3}$.



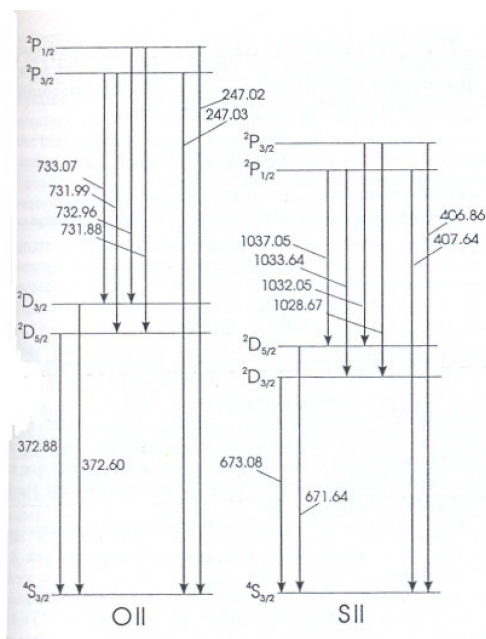
Slika 7. Odnos zabranjenih i polu-zabranjenih linija CIII, NIV i SiIII u funkciji n_e (na $T = 10^4 \text{K}$).

Pošto su u opštem slučaju odnosi linija funkcije i T i n_e , posmatrane vrednosti svakog takvog odnosa daju jednu krivu na T vs. n_e dijagramu (napr. odnos OII i SII). Drugi posmatrani odnos linija daje drugu krivu (napr. OIII i NII), a presek te dve krive daje traženo T i n_e .

Dodatak: Kratak podsetnik iz atomske fizike

Konfiguracija elektrona u atomu je skup kvantnih brojeva pojedinačnih elektrona, tako da se napr. osnovno stanje OII jona koji ima spoljašnju nepopunjenu ljusku sa tri 2p elektrona može opisati kao konfiguracija $1s^2 2s^2 2p^3$, gde gornji index označava broj elektrona. Samo spoljni elektroni učestvuju u formiranju spektra.

Kod dozvoljenih radijativnih prelaza dolazi do promene konfiguracije. Emitovani foton odnosi ugaoni momenat, što zahteva da bar jedan elektron promeni svoj ugaoni momenat, što dovodi do selekcionog pravila $\Delta l = \pm 1$. Elektroni u spoljnoj ljusci interaguju i daju ukupni orbitalni ugaoni moment sa kvantnim brojem L , ukupan spinski ugaoni momenat sa kvantnim brojem S i ukupni ugaoni momenat sa kvantnim brojem J . Data konfiguracija može rasporediti svoje ugaone momente tako da se dobije više od jedne vrednosti za L , S i J . Svaki set vrednosti se zove *term* i piše se ^{2S+1}L . Na primer, osnovna konfiguracija OII dovodi do termova 4S i 2D , od kojih drugi ima veću energiju. Konačno, spin-orbit interakcija cepa termove u nivoe fine strukture sa različitim vrednostima J , nivo se tada zapisuje $^{2S+1}L_J$. Term 2D OII cepa se u nivoe $^2D_{5/2}$ i $^2D_{3/2}$ sa malo različitim energijama, dok je term 4S singletan jer $L = 0$ i $S = 3/2$ mogu dati samo $J = 3/2$. Selekciona pravila su $\Delta L = 0, \pm 1$, $\Delta J = 0, \pm 1$ (sa zabranjenim prelazom $J = 0$ na $J = 0$) i $\Delta S = 0$.

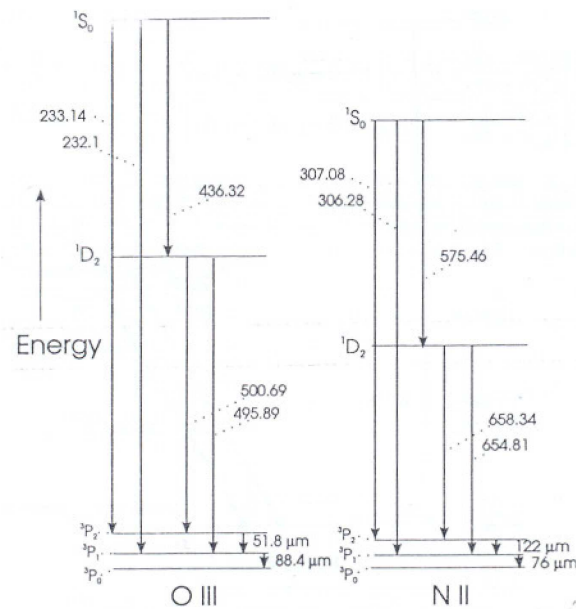


Slika 8. Energetski nivoui jona OII i SII i zabranjeni prelazi.

Konfiguracija osnovnog stanja može dovesti do više od jednog terma (slika 8). Ako je jedan od viših termova ekscitovan, može doći do radijativnog prelaza na osnovni term, ali to će biti zabranjeni prelaz sa verovatnoćom prelaza tipično reda $0.02s^{-1}$, u poredjenju sa tipičnom verovatnoćom od 10^9s^{-1} za dozvoljene prelaze. U laboratoriji takav jedan ekscitovani term biće sudarno deekscitovan mnogo pre nego što dodje vreme za radijativni

zabranjeni prelaz, ali u uslovima niske gustine u maglini gde su sudarne deekscitacije retke, zabranjene linije se mogu videti. Kako termovi osnovnog stanja nisu po energiji mnogo udaljeni, gornji term osnovnog stanja se relativno lako sudarno ekscituje i naknadni zabranjeni prelaz naniže često leži u vidljivom. Primer je prelaz ${}^2D \rightarrow {}^4S$ u OII koji proizvodi dublet [OII] 372.6nm i 372.9nm (slika 8). Uglaste zagrade označavaju zabranjeni prelaz.

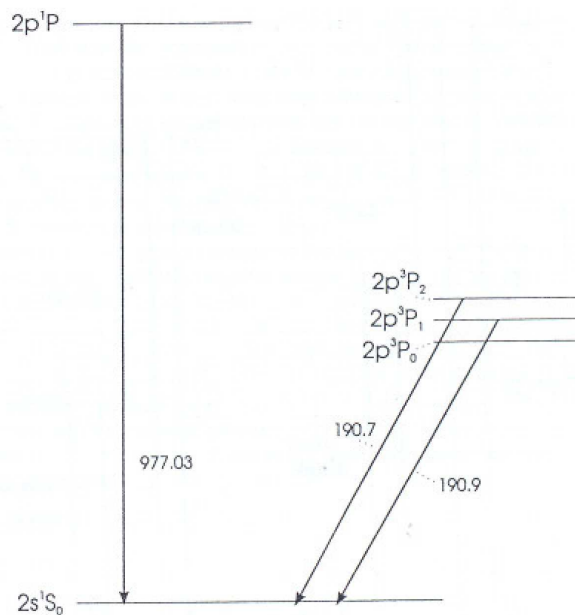
Slično, OIII ima konfiguraciju osnovnog stanja $1s^22s^22p^2$ i dva spoljna p elektrona dovode do termova 1S , 1D i 3P , po redosledu smanjenja ekscitacione energije. Fino cepanje deli najniži term u nivoe 3P_2 , 3P_1 i 3P_0 , opet po opadajućoj energiji ekscitacije. Prelazi ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_2$ i ${}^3D_2 \rightarrow {}^3P_1$ proizvode dublet [OIII] 500.7nm i 495.9nm. Prelaz $J=2 \rightarrow J=0$ je extra zabranjen selekcionim pravilom $\Delta J = 0, \pm 1$ (slika 9).



Slika 9. Energetski nivoi jona OIII i NII i zabranjeni prelazi.

Prelazi izmedju nivoa fine strukture, tj. prelazi izmedju nivoa sa istom konfiguracijom i istim kvantnim brojevima L i S , a različitim J takodje su zabranjeni sa još manjom verovatnoćom prelaza, reda $10^{-4}s^{-1}$. Takvi prelazi su vrlo lako ekscitovani, jer su energije ekscitacije male. Promena u energiji je takodje mala, pa talasne dužine leže u IC ili dalekoj IC oblasti. Primer su [OIII] linije: ${}^3P_2 \rightarrow {}^3P_1$ na $52 \mu m$ i ${}^3P_1 \rightarrow {}^3P_0$ na $88 \mu m$.

Najzad, postoje prelazi izmedju termova koji pripadaju različitim konfiguracijama, ali imaju različite vrednosti S , tako da narušavaju selekciono pravilo $\Delta S = 0$. Ovo pravilo je vrlo slabo i verovatnoće prelaza su reda $100 s^{-1}$. Takvi interkombinacioni prelazi se zovu semi-zabranjeni. Primer je prelaz dvaput jonizovanog ugljenika: $1s^22s^2 {}^1S \rightarrow 1s^22s2p {}^3P$, koji daje liniju CIII] 190.0nm, gde se pola zagrade koristi da označi polu-zabranjenu liniju (slika 10).



Slika 10. Energetski nivoi jona CIII i polu-zabranjeni prelazi.

Literatura:

1. Emerson, D.: 1996, *Interpreting Astronomical Spectra*, John Wiley & Sons.
2. Osterbrock, D.E., Ferland, G.J.: 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edition, University Science Books, Sausalito, California.

Sve slike su preuzete iz gore navedene literature.

Olga Atanacković