

Միջաստղային նյութ և գազա-փոշային միգամածություններ

Արարատ Եղիկյան

Բովանդակություն

1. **Ներածություն.** դիտողական տվյալներ և միջաստղային ամպերի դասակարգում
2. **Ատոմների և իոնների ճառագայթումը** ամպերի պայմաններում. ատոմային սպեկտրներ
3. **Բազմաէլեկտրոնային ատոմների սպեկտրեր**
4. **Մաքուր ջրածնային ամպերի դեպքը** որպես միջաստղային նյութի ներածական օրինակ. իոնիզացիոն կառուցվածք
5. **Հելիումի և ավելի ծանր տարրերի ներդրումը** իոնիզացիայում
6. **Միգամածությունների ջերմաստիճանի և խտության որոշումը** դիտումներից
7. **Գրգռող աստղի արդյունավետ ջերմաստիճանի որոշումը**
8. **Գազային ամպերի ռադիոճառագայթումը**, սպեկտրալ ինդեքսը և հոսքերը
9. **Չեզոք ջրածնի ռադիոճառագայթումը 21 սմ գծում**
10. **Փոշու դերի մասին**

Ներածություն

Աստղերի միջև տարածությունը դատարկ չէ: Այնտեղ կա անհավասարաչափ բաշխված նյութ, որը, որպես կանոն, բաղկացած է երեք տեսակի ամպերից՝ մութ, սառը և խիտ մոլեկուլային ամպերից, ավելի նոսր չեզոք՝ այսպես կոչված HI ամպերից, և, վերջապես, իոնացված HII ամպերից:

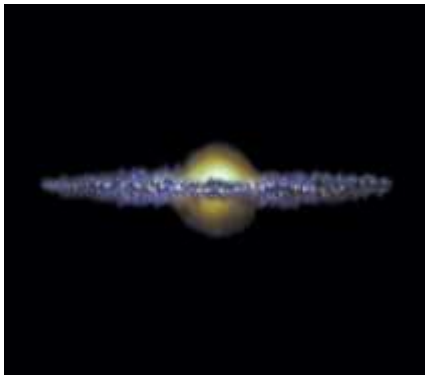
Իրականում իրավիճակն ավելի բարդ է: Միջաստղային նյութում գոյություն ունեն նաև շատ ավելի նոսր և մեծ ծավալներ զբաղեցնող տիրույթներ, ինչպես նաև գերխիտ, բայց փոքր գոյացություններ, այդ թվում՝ աստղառաջացման շրջաններ, որոնցում ձևավորվում են աստղերը, այսինքն՝ նախաստղերը:

Այս բաժնում ուշադրությունը կկենտրոնացնենք HII տիպի ամպերի վրա, քանի որ դրանք պատմականորեն առավել ուսումնասիրված են: Նշված տարատեսակները փոխկապակցված են միմյանց հետ և կարող են փոխակերպվել՝ անցնելով մեկ տեսակից մյուսին: Այդ առումով Գալակտիկայի Էվոլյուցիայի ընթացքում տեղի է ունենում նյութի շրջանառություն:

Գալակտիկան աստղային համակարգ է, որի կազմում գտնվում է մեր Արեգակնային համակարգը: Դրսից դիտելիս այն ներկայացնում է պտտվող

Էլիպսոիդ, որի կենտրոնական հարթությունը նման է սկավառակի՝ մոտ 30 կպկ տրամագծով և մոտ 3 կպկ հաստությամբ: Կենտրոնական հարթությունում գտնվող դիտողի համար Գալակտիկայի սկավառակը երևում է Ծիր Կաթնի տեսքով:

Սկավառակը պտտվում է մոտ 200 կմ/վ արագությամբ:



(Նկ.1 [Հղում](#))

Դիտողական տվյալներ և միջաստղային ամպերի դասակարգումը՝ H_2 , HI և HII տիրույթներ, ինչպես նաև մեր Գալակտիկայում տարածված տաք նոսր շրջաններ

Աստղաառաջացման տիրույթներում ձևավորվող O դասի աստղերում ջերմամիջուկային ռեակցիաների սկսվելու պահից անմիջապես հետո ամպի աստղամերձ շրջանը ենթարկվում է կտրուկ փոփոխության՝ ընդունելով գերկոմպակտ HII տիրույթի տեսք՝ UCHII (*ultra-compact HII regions*): Ժամանակի ընթացքում զարգանալով՝ դրանք, ի վերջո, վերածվում են դասական HII տիրույթների, որոնց նկարագրությունից էլ կսկսենք մեր քննարկումը միջաստղային նյութի (ՄԱՆ-ի) առանձնահատկությունների մասին: Սակայն նախապես պարզաբանենք ճառագայթմանը վերաբերող ընդհանուր դրույթները:

2.1 Ատոմների և իոնների ճառագայթումը ամպերի պայմաններում

2.1.1 Ատոմային սպեկտրներ

Սկզբում հիշեցնենք ատոմային սպեկտրների հետ կապված հիմնական դրույթները: Սպեկտրալ գիծը առաջանում է ատոմի մեկ E_1 էներգետիկ վիճակից մյուս E_2 վիճակին անցնելու ժամանակ, և գծի յիսնախությունը տրվում է $h\nu = E_1 -$

E_2 բանաձևով: Ատոմի էներգետիկ մակարդակը զանազան ներդրումների հանրագումար է, օրինակ՝

- ատոմի շարժման լրիվ կինետիկ էներգիան, որը Դոպլերյան շեղման միջոցով ազդում է սպեկտրալ գծերի ալիքի երկարությունների վրա,
- էլեկտրոնների էներգիաները, երբ դրանք շարժվում են միջուկի շուրջ,
- սպինային վեկտորների զուգահեռությունն ապահովող էլեկտրոնների փոխանակման ուժերը,
- էլեկտրոնների փոխադարձ էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունները, որոնք կապված են նրանց անկյունային մոմենտների հետ,
- էլեկտրոնների մագնիսական մոմենտների և միջուկի նկատմամբ էլեկտրոնների շարժումով առաջացած մագնիսական դաշտի միջև փոխազդեցությունը (նույր կառուցվածք, *L-S coupling*),
- միջուկի մագնիսական մոմենտի փոխազդեցությունը վերոհիշյալ մագնիսական դաշտի հետ (գերնույր կառուցվածք),
- ատոմի մագնիսական դաշտի փոխազդեցությունը արտաքին մագնիսական դաշտի հետ (Չեեմանի էֆեկտ),
- ռելյատիվիստական ուղղումները:

2.2 Ջրածնի ատոմը

Պարզագույն դեպքում ատոմի էներգետիկ մակարդակը էլեկտրոնի կինետիկ էներգիայի և միջուկի դաշտում ունեցած պոտենցիալ էներգիայի գումարն է: Համաձայն քվանտային տեսության՝ թույլատրված են միայն որոշակի ուղեծրեր, որոնք նկարագրվում են n զրոյաձևով քվանտային թվով, և որոնց էներգիաները համեմատական են $1/n^2$ մեծությանը: Երբ ատոմի վիճակը փոխվում է ֆոտոնի ճառագայթմամբ կամ կլանմամբ, ապա ֆոտոնի ω ալիքային թիվը (1 սմ-ում տեղավորվող ալիքների թվաքանակը) տրվում է հետևյալ բանաձևով.

$$\omega = R \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

որտեղ n_1 և n_2 ամբողջ թվեր են ($n_2 > n_1$), իսկ $R = 109678 \text{ սմ}^{-1}$, Ռիդբերգի հաստատունն է: Աղյուսակ 1-ում բերված են որոշ մանրամասներ ջրածնի ատոմի սպեկտրալ գծերի մասին:

Աղյուսակ 1. Ջրածնի ատոմի հիմնական սպեկտրալ գծերը

Հաջորդականություն	Գիծ	Ալիքի երկարություն, μ
Lyman, $n = 1$	Ly α	0.1216

	Ly β	0.1026
	Ly γ	0.0973
	Ly limit	0.0912
Balmer, $n = 2$	H α	0.656
	H β	0.486
	H γ	0.434
	H limit	0.365
Paschen, $n = 3$	P α	1.876
	P β	1.282
	P γ	1.094
	P limit	0.820
Brackett, $n = 4$	Br α	4.052
	Br β	2.626
	Br γ	2.166
	Br limit	1.459
Pfund, $n = 5$	Pf α	7.460
	Pf β	4.654
	Pf γ	3.741
	Pf limit	2.279

Հարկ է նշել, որ ուղեծրային անկյունային մոմենտը նույնպես քվանտացված է: Ուղեծրային քվանտային (l) թիվը կարող է ընդունել 0-ից մինչև (n-1) ամբողջ արժեքներ: Քվանտացված է նաև անկյունային մոմենտի (z)-բաղադրիչը, որը բնութագրվում է

մագնիսական (m) քվանտային թվով: Վերջինս կարող է ընդունել (-1)-ից մինչև (+1) ամբողջ արժեքներ:

Իրական ատոմների էներգետիկ մակարդակները կախված են ոչ միայն գլխավոր (n), այլև ուղեծրային (l) քվանտային թվից, իսկ արտաքին մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում՝ նաև (m) քվանտային թվից:

Բացի այդ, գոյություն ունի անհամեմատ ավելի փոքր փոխազդեցության էներգիա էլեկտրոնի սեփական մագնիսական մոմենտի և նրա ուղեծրային շարժմամբ պայմանավորված մագնիսական դաշտի միջև: Այս փոխազդեցությունը կոչվում է սպին-ուղեծրային կամ (l-s) կապ: Էլեկտրոնի սպինային քվանտային թիվը ($s=1/2$) է, իսկ սպինի (z)-բաղադրիչը բնութագրող (m_s) քվանտային թիվը կարող է ընդունել $(+1/2)$ և $(-1/2)$ արժեքները:

Անկյունային մոմենտների տարբեր հնարավոր համակցությունները հանգեցնում են էներգետիկ մակարդակների ճեղքման և ատոմային սպեկտրների նուրբ կառուցվածքի առաջացման: Օրինակ՝ ջրածնի ատոմի դեպքում նուրբ կառուցվածքով պայմանավորված էներգետիկ տարբերությունը մոտավորապես (10^{-5})-րդ մասն է տարբեր գլխավոր քվանտային թվերով մակարդակների էներգիաների տարբերությունից:

Ուղեծրային անկյունային մոմենտի ($l=0, 1, 2, 3, \dots$) արժեքներին համապատասխանող վիճակները նշանակվում են համապատասխանաբար (S), (P), (D), (F), ... տառերով:

Ատոմային միջուկի մագնիսական մոմենտը հաշվի առնելիս առաջանում է էներգետիկ մակարդակների գերնուրբ կառուցվածքը: Ջրածնի ատոմի դեպքում առանձնահատուկ նշանակություն ունի հիմնական վիճակի գերնուրբ մակարդակների միջև անցումը, որի հետևանքով առաջանում է 1420 ՄՀց հաճախությամբ և մոտ 21 սմ ալիքի երկարությամբ ռադիոճառագայթում:

3. Բազմաէլեկտրոնային ատոմներ

Բազմաթիվ ատոմների էներգետիկ կառուցվածքը կարելի է նկարագրել (L-S) կամ Ռասել-Սաունդերսի կապի մոտավորության շրջանակում: Այս մոտավորությունը կիրառելի է այն դեպքում, երբ առանձին էլեկտրոնների սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունն ավելի թույլ է, քան էլեկտրոնների ուղեծրային և սպինային անկյունային մոմենտների միջև գործող էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունները:

Ատոմի յուրաքանչյուր էներգետիկ վիճակ նկարագրվում է ինչպես առանձին էլեկտրոնների քվանտային թվերով, որոնք սովորաբար նշանակվում են փոքրատառերով, այնպես էլ ամբողջ ատոմի գումարային քվանտային թվերով, որոնք նշանակվում են մեծատառերով՝

$$(n_1, l_1, s_1), (n_2, l_2, s_2), \dots, L, S, J, M_J$$

Այստեղ (L)-ը գումարային ուղեծրային անկյունային մոմենտի, (S)-ը՝ գումարային սպինային անկյունային մոմենտի, իսկ (J)-ն՝ ատոմի ընդհանուր անկյունային մոմենտի քվանտային թվերն են: (M_J)-ն ընդհանուր անկյունային մոմենտի (z)-բաղադրիչը բնութագրող մագնիսական քվանտային թիվն է:

Գումարային ուղեծրային և սպինային անկյունային մոմենտները վեկտորապես միավորվում են՝ առաջացնելով ընդհանուր անկյունային մոմենտը՝ $J = L + S$ ։ Օրինակ՝ եթե (L=2), իսկ (S=1), ապա (J)-ն կարող է ընդունել (1), (2) կամ (3) արժեքները՝ կախված L-ի և S-ի անկյունային մոմենտների փոխադարձ կողմնորոշումից:

Ատոմի ընդհանուր էներգետիկ վիճակները կամ սպեկտրային թերմերը բնութագրվում են (L), (S) և (J) քվանտային թվերով, որոնք լրացնում են էլեկտրոնային թաղանթները ատոմական համարի աճի հետ միասին: Ատոմական համարի մեծացմանը զուգընթաց էլեկտրոնները հաջորդաբար լրացնում են ատոմի էլեկտրոնային թաղանթներն ու ենթաթաղանթները: Լրացումը կատարվում է Պաուլիի արգելման սկզբունքի համաձայն, ըստ որի՝ միևնույն ատոմում երկու էլեկտրոն չեն կարող ունենալ բոլոր չորս քվանտային թվերի՝ (n, l, m, s) միևնույն համախումբը:

Առաջին թաղանթը, որի համար $n = 1$, կոչվում է K թաղանթ: Քանի որ $n = 1$ դեպքում հնարավոր է միայն $l = 0$ արժեքը, տվյալ թաղանթում կարող է գտնվել առավելագույնը երկու էլեկտրոն:

Մեկ էլեկտրոն ունեցող ատոմը ջրածինն է, իսկ երկու էլեկտրոն ունեցողը՝ հելիումը: Հելիումի էլեկտրոններն ունեն $s = +1/2$ և $s = -1/2$ արժեքները:

Հաջորդ՝ L թաղանթում, էլեկտրոնների գլխավոր քվանտային թիվը $n = 2$ է, ուստի ուղեծրային քվանտային թիվը կարող է ընդունել $l = 0$ կամ $l = 1$ արժեքները: $l = 0$ վիճակն ունի ամենափոքր էներգիան: Օրինակ՝ լիթիումի ատոմը, որի ատոմական համարը $Z = 3$ է, ունի լրացված K թաղանթ և մեկ էլեկտրոն՝ L թաղանթի $l = 0$ վիճակում:

Այս սկզբունքով շարունակվում է էլեկտրոնային թաղանթների լրացումը և ձևավորվում է տարրերի պարբերական աղյուսակը:

Օրինակ՝ $l = 1$ ենթաթաղանթի համար մագնիսական քվանտային թիվը կարող է ընդունել $m = -1, 0$ կամ $+1$ արժեքները: Հետևաբար այդ ենթաթաղանթը կարող է պարունակել առավելագույնը վեց էլեկտրոն՝ յուրաքանչյուր n, l, m խմբի համար երկու սպինային վիճակով:

Ուղեծրային քվանտային թվի յուրաքանչյուր արժեքին համապատասխանում է որոշակի ենթաթաղանթ: Այսպես՝

$l = 0$ արժեքին համապատասխանում է s ենթաթաղանթը,

$l = 1$ արժեքին՝ p ենթաթաղանթը,

$l = 2$ արժեքին՝ d ենթաթաղանթը,

$l = 3$ արժեքին՝ f ենթաթաղանթը և այլն:

Հետևաբար ենթաթաղանթները նշանակվում են հետևյալ կերպ՝

$1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 4f$ և այլն:

Այսպիսով, ատոմը նկարագրվում է էլեկտրոնային թաղանթների և ենթաթաղանթների կառուցվածքով: Օրինակ՝ բորի ատոմի համար, որի ատոմական համարը $Z = 5$ է, էլեկտրոնային կառուցվածքն է՝

$1s^2 2s^2 2p^1$:

Վերին ցուցիչը ցույց է տալիս տվյալ ենթաթաղանթում գտնվող էլեկտրոնների քանակը:

Առաջին ենթաթաղանթները՝ $1s, 2s$ և $2p$, ամբողջությամբ լրացված են նեոնի ատոմում: Նեոնի ատոմական համարը $Z = 10$ է, իսկ էլեկտրոնային կառուցվածքը՝

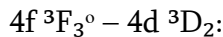
$1s^2 2s^2 2p^6$:

3.1 Էլեկտրոնային անցումներ

Էլեկտրոնները տարբեր փոխազդեցությունների հետևանքով կարող են անցումներ կատարել մի վիճակից մյուսը: Ատոմային վիճակները նկարագրվում են գլխավոր քվանտային n թվով: Յուրաքանչյուր այդպիսի վիճակ բաժանվում է նուրբ կառուցվածքի մակարդակների՝ կախված գումարային սպինի՝ S -ի, ուղեծրային անկյունային մոմենտի՝ L -ի, և լրիվ անկյունային մոմենտի՝ J -ի արժեքներից: Երբ այս կապը ներկայացվում է $J = L + S$ ձևով, այն կոչվում է $L-S$ կապի մոտավորություն:

Ատոմի արտաքին թաղանթի վիճակը անցումից առաջ և հետո բնութագրվում է լրիվ էլեկտրոնային ուղեծրային անկյունային մոմենտի L քվանտային թվով: L -ի հնարավոր արժեքները նշանակվում են S, P, D, F և այլ տառերով:

Օրինակ՝ կալցիումի $2.263 \text{ \AA}$ ալիքի երկարությանը համապատասխանող անցումը նշանակվում է հետևյալ կերպ՝

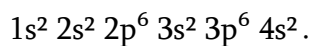


Ձախ կողմի վերին ցուցիչը ցույց է տալիս մակարդակի պատիկությունը՝ $2S + 1$, որտեղ S -ը լրիվ էլեկտրոնային սպինային քվանտային թիվն է: Աջ կողմի ստորին ցուցիչը ցույց է տալիս լրիվ անկյունային մոմենտի J քվանտային թիվը:

Տվյալ դեպքում արտաքին էլեկտրոնը $4f$ վիճակից անցնում է $4d$ վիճակ: Միաժամանակ ատոմը, որպես ամբողջություն, F ուղեծրային անկյունային մոմենտով տրիպլետ վիճակից անցնում է D վիճակի: Լրիվ անկյունային մոմենտի J քվանտային թիվը փոխվում է 3 -ից 2 , իսկ ալիքային ֆունկցիայի զույգությունը՝ կենտից զույգի:

Կենտ զույգությամբ վիճակը նշանակվում է աջ վերին ցուցիչում տեղադրված « o » տառով, որը ծագում է անգլերեն odd ՝ «կենտ» բառից:

Չեզոք կալցիումի՝ Ca I -ի հիմնական վիճակի էլեկտրոնային կառուցվածքն է՝



3.2 Ընտրության կանոնները. թույլատրված և արգելված սպեկտրային գծեր

Ատոմների և ճառագայթման փոխազդեցության տեսությունը ցույց է տալիս, որ քվանտային վիճակների միայն որոշակի համակցություններ են նպաստավոր ճառագայթման առաքման կամ կլանման համար: Այդպիսիք են, օրինակ, էլեկտրական դիպոլային անցումները: Այլ տեսակի անցումները, օրինակ՝

մագնիսական դիպոլային կամ էլեկտրական քվադրուպոլային անցումները, զգալիորեն ավելի թույլ են և, հետևաբար, ավելի քիչ հավանական:

Ըստ այդմ՝ սկզբնական և վերջնական վիճակների քվանտային թվերի համար սահմանվում են ընտրության որոշակի կանոններ: Դրանք են՝

1. Միայն մեկ էլեկտրոն կարող է փոխել իր վիճակը:
2. 1 քվանտային թիվը կարող է փոխվել միայն մեկ միավորով՝

$$\Delta l = \pm 1:$$

Այս պայմանը համապատասխանում է էլեկտրական դիպոլային անցմանը:

3. 1 քվանտային թվի փոփոխությունը պետք է բավարարի հետևյալ պայմանին՝

$$\Delta J = 0, \pm 1:$$

4. $L-S$ կապի դեպքում գործում է նաև հետևյալ ընտրության կանոնը՝

$$\Delta L = 0, \pm 1:$$

5. Գումարային սպինային քվանտային թիվը չի փոխվում՝

$$\Delta S = 0:$$

Այդ պատճառով ինտերկոմբինացիոն անցումները, օրինակ՝ սինգլետ և տրիպլետ վիճակների միջև անցումները, շատ թույլ են:

Չեզոք ջրածնի երկրորդ մակարդակի 2^2S վիճակում գտնվող էլեկտրոնը, ընտրության կանոնների համաձայն, չի կարող անմիջապես անցնել հիմնական՝ 1^2S մակարդակ: Սակայն այդ անցումը կարող է տեղի ունենալ երկֆոտոնային անցման միջոցով:

4. Մաքուր ջրածնային ամպերը՝ որպես միջաստղային նյութի ուսումնասիրության ներածություն. իոնիզացիոն կառուցվածքը, խտությունը և ջերմաստիճանը

Ստրյոմգրենի ոլորտը (Strömgren sphere)

4.1 Անշարժ H II միզամածության իոնիզացիոն կառուցվածքը

4.1.1 Ֆոտոիոնիզացիա և ռեկոմբինացիա

Ճառագայթումը

Դիտարկենք ամպ, որի իոնիզացիան պայմանավորված է մեկ տաք O դասի աստղով $T_{\text{eff}} \sim 30000 \text{ K}$ արդյունավետ ջերմաստիճանով: Եթե ռեկոմբինացիայի ժամանակը ավելի կարճ է, քան դինամիկական՝ շարժման հետ կապված ժամանակը, ապա միգամածության իոնիզացիոն կառուցվածքը կարելի է ընդունել ժամանակից անկախ, այսինքն՝ ստատիկ:

Քանի որ ռեկոմբինացիաների արագությունը ավելի փոքր է, քան սպոնտան անցումների արագությունը, յուրաքանչյուր ռեկոմբինացիայից հետո առաջացած չեզոք ջրածնի ատոմները կասկադային անցումների միջոցով շատ արագ անցնում են հիմնական մակարդակ: Ատոմային մակարդակների միջև էլեկտրոնային անցումների մասին տե՛ս վերևում՝ կետ 3:

Այսպիսով, նման միգամածության յուրաքանչյուր կետում հիմնական մակարդակից տեղի ունեցող ֆոտոիոնիզացիաների թիվը հավասարակշռվում է ջրածնի ատոմի բոլոր մակարդակներ տեղի ունեցող ռեկոմբինացիաների թվով:

Սահմանենք իոնիզացիայի աստիճանը բնութագրող x մեծությունը՝

$$x = \frac{n_p}{n_p + n_{HI}}, \quad (1)$$

որտեղ

$$n = n_p + n_{HI}$$

և ենթադրվում է, որ միգամածությունը բաղկացած է միայն ջրածնից:

4.1.2 Իոնիզացիայի արագությունը

Միավոր ծավալում և միավոր ժամանակում տեղի ունեցող իոնիզացիայի ակտերի թիվը՝ իոնիզացիայի արագությունը, տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$r_i = n_H \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha(\nu) J(\nu) d\nu, \quad (2)$$

որտեղ $\nu_0 = E_H/h$ ը ջրածնի իոնիզացիայի շեմային հաճախականությունն է, իսկ $E_H = 13.596 \text{ eV}$ ջրածնի իոնիզացիայի էներգիան:

Ֆոտոիոնիզացիայի կտրվածքը հաճախականությունից կախված է մոտավորապես հետևյալ կերպ՝

$$\alpha(\nu) \propto (\nu_0/\nu)^3$$

Ընդունենք, որ

$$\alpha(\nu) \approx \alpha(\nu_0) = \alpha_0 = 6.8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

Այդ դեպքում իոնիզացիայի արագությունը կարելի է գրել հետևյալ ձևով՝

$$r_0 = n_H \alpha_0 \int_{\nu_0}^{\infty} J(\nu) d\nu = n(1-x)J, \quad (3)$$

որտեղ J -ն ջրածինը իոնացնող ֆոտոնների լրիվ հոսքն է, իսկ $n_H = n(1-x)$ չեզոք ջրածնի կոնցենտրացիան է: Այստեղ n -ը ջրածնի լրիվ կոնցենտրացիան է:

4.1.3 Ռեկոմբինացիայի արագությունը

Ռեկոմբինացիան կարող է տեղի ունենալ ջրածնի ատոմի ցանկացած էներգետիկ մակարդակի վրա: Դրան հաջորդում են կասկադային անցումներ դեպի ավելի ցածր մակարդակներ՝ ընդհուպ մինչև հիմնական մակարդակը:

Միավոր ծավալում և միավոր ժամանակում տեղի ունեցող ռեկոմբինացիաների թիվը համեմատական է $n_e n_p$ արտադրյալին, իսկ միայն ջրածնից բաղկացած միջավայրի դեպքում՝ $x^2 n^2$ մեծությանը: Ռեկոմբինացիայի արագությունը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$r_r = \sum_j n_p n_e \beta_j(T), \quad (4)$$

որտեղ գումարումը կատարվում է ջրածնի ատոմի բոլոր էներգետիկ մակարդակներով:

Ռեկոմբինացիայի ժամանակ առաքված ֆոտոնի էներգիան հավասար է՝

$$h\nu = E_{kin} + E_H/n^2 = E_H(E_{kin}/E_H + 1/n^2), \quad (5)$$

որտեղ E_{kin} -ը ազատ էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան է ռեկոմբինացիայի պահին, իսկ n -ը՝ գլխավոր քվանտային թիվը, որը չպետք է շփոթել մասնիկների կոնցենտրացիան նշանակող n -ի հետ:

Ընդունելով $T_e = 10^4 \text{ K}$ և $E_{kin} = (3/2)kT_e$, այդ դեպքում $E_{kin}/E_H = 0.1$ և

$$h\nu = E_H(0.1 + 1/n^2). \quad (6)$$

Ակնհայտ է, որ հիմնական մակարդակ ռեկոմբինացիայի դեպքում, երբ $n = 1$, առաքված ֆոտոնի էներգիան հավասար է՝

$$h\nu = E_H \cdot 1.1 \geq E_H,$$

Այսպիսով, այդ ֆոտոնը կարող է իոնացնել հարևան ջրածնի ատոմը: Սա համապատասխանում է տեղում կլանման մոտավորությանը՝ on-the-spot approximation: Այդ մոտավորությունը կիրառելի է, եթե տիրույթի զծային չափերը համեմատաբար մեծ են՝ ավելի քան 0.1 պկ, և համապատասխան օպտիկական հաստությունը $\tau > 1$ է՝ 10-ից մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում (տե՛ս ստորև):

Հետևաբար վերը նշված գումարման մեջ առաջին անդամը՝ $j = 1$, կարելի է հաշվի չառնել, քանի որ հիմնական մակարդակ տեղի ունեցող ռեկոմբինացիան անմիջապես ուղեկցվում է այդ մակարդակից ֆոտոիոնիզացիայով: Ուստի ռեկոմբինացիայի արագությունը կարելի է գրել հետևյալ ձևով՝

$$r_r = \sum_{j \neq 1} n_p n_e \beta_j(T) = x^2 n^2 \beta^{(2)}, \quad (7)$$

որտեղ
$$\beta^{(2)} = \sum_{j \neq 1} \beta_j(T), \quad (8)$$

և
$$\beta^{(2)} = 2 \cdot 10^{-10} T^{-3/4} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}: \quad (9)$$

4.1.4 Իոնացնող հոսքի փոփոխությունը

Ընդունելով, որ միջավայրում փոշի չկա, իոնացնող հոսքի փոփոխության համար կարելի է գրել՝

$$\frac{d}{dr}(4\pi r^2 J) = -4\pi r^2 n(1-x)\alpha_0 J, \quad (10)$$

և քանի որ

$$4\pi r^2 J = S_{UV}(r) \quad (11)$$

ապա
$$\frac{dS_{UV}}{dr} = -n(1-x)S_{UV}. \quad (12)$$

$$d\tau_H = n(1-x)\alpha_0 dr \quad (13)$$

ներկայացնում է չեզոք ջրածնի օպտիկական հաստության փոփոխությունը dr հեռավորության վրա: Ինտեգրելով, ստանում ենք

$$S_{UV}(r) = S_{UV}^* \exp(-\tau_H) \quad (14)$$

որտեղ

$$\tau_H = \int_0^r n(1-x)\alpha_0 dr. \quad (15)$$

S_{UV}^* ը աստղի մակերևույթից առաքվող իոնացնող ֆոտոնների հոսքն է: Հետևաբար՝

$$J(r) = \frac{S_{UV}^*}{4\pi r^2} \exp(-\tau_H). \quad (16)$$

Աղյուսակ 1. Աստղի մոտ ջրածինն իոնացնող ֆոտոնների ինտենսիվությունը

$M/M_{\odot}$	Spectr.	T_{eff} [K]	$S_{\text{UV}}^* [\text{s}^{-1}]$	$R_s [\text{pc}]$
100	–	52500	$2.0 \cdot 10^{50}$	9.6
80	–	51300	$1.4 \cdot 10^{50}$	8.5
60	–	47900	$7.5 \cdot 10^{49}$	6.9
50	O5 V	41200	$5.6 \cdot 10^{49}$	6.3
23	O8 V	36300	$5.0 \cdot 10^{48}$	2.8
17.5	B0 V	33500	$1.6 \cdot 10^{48}$	1.9
8.3	B3 V	25000	$1.0 \cdot 10^{46}$	0.3

4.1.5 Իոնիզացիայի աստիճանը

Աստղին մոտ հեռավորությունների վրա իոնացնող հոսքի փոփոխությունը հիմնականում պայմանավորված է երկրաչափական նոսրացմամբ, մինչդեռ ավելի մեծ հեռավորությունների վրա կարևոր դեր է խաղում ճառագայթման կլանումը:

Իոնիզացիոն հավասարակշռությունը հաստատվում է այն դեպքում, երբ իոնիզացիայի և ռեկոմբինացիայի արագությունները հավասար են՝

$$r_i = r_r:$$

Այդ դեպքում ստանում ենք՝

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{J\alpha_0}{n\beta^{(2)}} . \quad (17)$$

Ի II տիրույթում ջրածինը գրեթե ամբողջությամբ իոնացված է: Դրանում կարելի է համոզվել՝ թվային գնահատում կատարելով (17) հավասարման միջոցով:

Անտեսելով ճառագայթման կլանումը, ինչը հիմնավորված է մի քանի cm^{-3} կոնցենտրացիաների և մի քանի պարսեկ հեռավորությունների դեպքում, ստանում ենք՝

$$J(r) = \frac{S_{\text{UV}}^*}{4\pi r^2} . \quad (18)$$

Ընդունելով $S_{\text{UV}}^* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$, $r = 1$ պկ, $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, ստանում ենք $J(r) = 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. $T = 10^4 \text{ K}$ դեպքում $\beta^{(2)} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ և

$$\frac{x^2}{1-x} = 10^6 \gg 1, \quad x \leq 1, \quad (19)$$

իսկ $\frac{x^2}{1-x} = \frac{x^2+1-1}{1-x} = \frac{1}{1-x} - (1+x) \approx \frac{1}{1-x}$, ուրեմն $1-x \approx 10^{-6}$ և $x \approx 1$:

Սա նշանակում է, որ H II տիրույթում ջրածինը գործնականում ամբողջությամբ իոնացված է:

4.1.6 Ստրյոմգրենի ոլորտը (*Strömgren's sphere*):

Աստղի UV ֆոտոնները ի վիճակի են իոնացնել միգամածության միայն այն ծավալը, որտեղ ամբողջ ռեկոմբինացիաների արագությունը (միավոր ժամանակում) կհավասարվի ջրածինը իոնացնող ֆոտոնների հոսքի արագությանը: Այդ ծավալի շառավղի համար, **Ստրյոմգրենի շառավիղը** (*Strömgren's radius*), հիշելով $S_{UV}(r)$ -ի սահմանումը, կարելի է միավոր ժամանակում աստղից առաքված ֆոտոնների հոսքի համար գրել

$$S_{UV}^* = \int_0^{R_S} 4\pi r^2 x^2 n^2 \beta^{(2)} dr , \quad (2)$$

0)

և, հաստատուն խտության համար և $x \approx 1$ դեպքում ստանում ենք

$$S_{UV}^* = \frac{4\pi}{3} R_S^3 n^2 \beta^{(2)}, \text{ որտեղից էլ} \quad (2)$$

1)

$$R_S = \left(\frac{3S_{UV}^*}{4\pi n^2 \beta^{(2)}} \right)^{1/3} : \quad (22)$$

)

4.2 Էներգիայի հաշվեկշիռը և ջերմաստիճանը HII տիրույթում

Իոնացած և մաքուր ջրածնից բաղկացած միգամածության ջերմաստիճանը պայմանավորված է էներգիայի ելքի L , և մուրքի G , հաշվեկշռով, որը ջերմային երևույթների հավասարության դեպքում, այսինքն հաշվի առնելով միայն ճառագայթային երևույթները և վերանալով դինամիկ շարժումների ներդրումից, կարելի է գրել այն $G - L = 0$ տեսքով: Ֆոտոիոնիզացիայի համար, ν հաճախության ֆոտոնի դեպքում, գազին փոխանցված էներգիան

$$Q(\nu) = h(\nu - \nu_0) , \quad (20)$$

որի միջին արժեքը կախված է աստղի էֆեկտիվ ջերմաստիճանից և կարելի է ստանալ, միջինացնելով աստղից ճառագայթած ԳՄ ֆոտոնների բաշխվածությունը՝

$$\langle Q \rangle = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} h(\nu - \nu_0) S_{UV}^*(\nu) d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} S_{UV}^*(\nu) d\nu} . \quad (21)$$

Ընդունելով աստղի ճառագայթումը որպես T_* ջերմաստիճանով սև մարմին, կարելի է գրել

$$S_{UV}^*(\nu) = 4\pi R_*^2 \frac{U_*}{h\nu} , \quad (22)$$

որտեղ U_* -ն սև մարմնի ճառագայթման խտությունն է,

$$U_* = 4\pi \frac{\bar{J}}{c} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_*}\right) - 1} , \quad \text{և} \quad (23)$$

$$\bar{J} = B(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_*}\right) - 1} , \quad \text{միջին ինտենսիվությունն է,} \quad (24)$$

այսինքն

$$S_{UV}^*(\nu) = 4\pi R_*^2 \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_*}\right) - 1} : \quad (25)$$

Մյուս կողմից, ամեն մի հաճախության համար (21) ինտեգրման սահմաններում տեղի ունի

$$\frac{h\nu}{kT_*} \geq \frac{h\nu_0}{kT_*} = \frac{E_H}{kT_*} > 1, \quad \text{երբ } T < 160000 \text{ K} , \quad (26)$$

իսկ HII տիրույթները լուսավորող աստղերի համար $T < 50000$, ուստի ակնհայտորեն

$$S_{UV}^*(\nu) = 4\pi R_*^2 \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_*}\right): \quad (27)$$

Տեղադրելով այն (21), ստանում ենք

$$\langle Q \rangle = kT_* , \quad (28)$$

քանի որ (21) փոխարինվում է ինտեգրալներով, որոնք ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$\int_0^{\infty} w^p \exp(-aw) dw , \quad \text{երբ նշանակենք } w = (\nu - \nu_0) . \quad (29)$$

Նման ինտեգրալները $p \in N$ արժեքների համար ունեն լուծում հետևյալ տեսքի,

$$\frac{p!}{a^{p+1}} . \quad (30)$$

Ուստի մութագրված էներգիայի չափը միավոր ծավալում և միավոր ժամանակում, կկազմի

$$G = \langle Q \rangle r_i . \quad (31)$$

Ռեկոմբինացիոն կուրուստներ:

Էներգիայի կորստը բնորոշվում է ռեկոմբինացվող էլեկտրոնի կինետիկ էներգիայի չափով $E_{kin} = (3/2) k T_e$, ուրեմն միջավայրի սառեցման տեմպը միավոր ծավալում կլինի

$$L = (3/2) k T_e r_r . \quad (32)$$

Այստեղ ենթադրվում է, որ ռեկոմբինացիայի կտրվածքը կախված չէ ջերմաստիճանից, թեպետ այն ներկայացնում է ջերմաստիճանի աստիճանային նվազող ֆունկցիա:

Ուրեմն, հավասարեցնելով $G = L$ և հիշելով իոնիզացիոն հավասարակշռության պայմանը $r_i = r_r$, կարող ենք գրել

$$(3/2) k T_e r_r = \langle Q \rangle r_i = k T_* r_i , \text{ որտեղից}$$

$$T_e = \frac{2}{3} T_* . \quad (33)$$

Գլխավոր հաջորդականության բարձր ջերմաստիճանային աստղերի համար $T_* = 25000\text{-}50000 \text{ K}$, ուստի $T_e \approx 15000\text{-}30000 \text{ K}$, բայց այդ արժեքը մոտ երկու անգամ մեծ է դիտողական տվյալներից ստացված մեծությունից: Իսկ եթե հաշվի առնեինք նաև ռեկոմբինացիայի կտրվածքի ջերմաստիճանային կախվածությունը, սխալը դիտումների հետ ավելի մեծ կլիներ: Ուրեմն, կարևոր սառեցման մեխանիզմներ ևս գոյություն ունեն միջավայրում: Դրանք են ազատ-ազատ անցումները և հարվածներով գոգովող առաքման սպեկտրալ գծերը:

Կորուստները ազատ-ազատ անցումների միջոցով (արգելակման ճառագայթում - bremsstrahlung via free-free cooling)

Էլեկտրոնները պրոտոնների էլեկտրական դաշտում կարող են արագանալ և ճառագայթել, որի չափը

$$\ell_{ff} = \Lambda_{ff,0} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^{1/2} g_{ff} n_e n_{HII}, \quad (34)$$

որտեղ այսպես կոչվող նորմավորման գործակիցը

$$\Lambda_{ff,0} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{e^6}{h m_e c^2} = 1.10 \times 10^{-22} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (35)$$

իսկ g_{ff} հաճախություններով միջինացված ջերմաստիճանից թույլ կախված մեկի կարգի Գաունտ-Ֆակտորն է, 8000 K դեպքում այն հավասար է $g_{ff} \approx 1.3$.

Նման (33) ձևով ստանում ենք

$$T_e = 0.45T_* , \quad (36)$$

Որը դեռ մոտ 1.5 անգամ մեծ է դիտողական արժեքներից: Որպեսզի լիարժեք պարզաբանենք այդ խնդիրը և դիտումների հետ համաձայնեցված մոտեցում ապահովենք, դիտարկենք ևս մեկ սառեցման մեխանիզմ, որը ամենաէֆեկտիվն է հանդիսանում: Միաժամանակ կտվորենք նաև դիտումներից էլեկտրոնային ջերմաստիճանը և կոնցենտրացիան որոշելու եղանակ: Դրանք կդիտարկենք 4.4 կետում:

Աղյուսակ 2: Միգամածությունների դիտվող ջերմաստիճանները կախված լուսավորող աստղի ջերմաստիճանից (Carraro 2021). Դրանք մոտ երկու անգամ պակաս են (33) գնահատականից:

T_*, K	T_e, K
25000	7.250
30000	7.600
35000	7.900
40000	8.200
45000	8.500
50000	8.700

Ավելի ստույգ, միջաստղային ամպերը Գալակտիկայում կարելի է դասակարգել ըստ դիտվող ջերմաստիճանից և կոնցենտրացիայից այսպես՝ (Ryden and Pogge 2021) -

Աղյուսակ 3.

Անվանում	Ջերմաստիճան	Կոնցենտրացիա	Բաժինը	Շառավիղը
	K	cm-3	%	պկ
Մոլեկուլային ամպ	15	>100	20%	75
Սառը չեզոք ամպ	80	40	30%	100
Ջերմ չեզոք ամպ	6000	0.4	35%	300
Ջերմ իոնացած ամպ	8000	0.2	15%	900
Տաք իոնացած ամպ	1000000	0.004	3%	3000

4.3 Հելիումի և ավելի ծանր էլեմենտների ներդրումը

Իրականում նյութը Տիեզերքում բաղկացած է ոչ միայն ջրածնից, այլ նաև այլ տարրերից, որտեղ առկա են մոտ տասն անգամ պակաս հելիումը, տասն հազար անգամ պակաս ածխացինը, ազոտը և թթվածինը, և դրանից էլ ավելի պակաս մնացած էլեմենտները (Աղյուսակ 4, Asplund et al. 2009, ARAA, 47, 481). Այդտեղ բերված են տեղեկություններ Արեգակի քիմիական բաղադրության մասին, որոնք էապես չեն տարբերվում մեր Գալակտիկայի միջաստղային ամպերից:

Աղյուսակ 4. Քիմիական էլեմենտները Արեգակում (H-Co) ջրածնի նկատմամբ:

Element	Relative abundance	Element	Relative abundance	Element	Relative abundance
H	1.00E+00	Ne	8.51E-05	K	1.07E-07
He	8.51E-02	Na	1.74E-06	Ca	2.19E-06
Li	1.12E-11	Mg	3.98E-05	Sc	1.41E-09
Be	2.40E-11	Al	2.82E-06	Ti	8.91E-08
B	5.01E-10	Si	3.24E-05	V	8.51E-09
C	2.69E-03	P	2.57E-07	Cr	4.37E-07
N	6.76E-05	S	1.32E-05	Mn	2.69E-07
O	4.90E-04	Cl	3.16E-07	Fe	3.16E-05
F	3.63E-08	Ar	2.51E-06	Co	1.00E-06

Ընդունենք $[He] \approx f \cdot [H]$, որտեղ $f=0.1$: Իոնիզացիայի պոտենցիալները հետևյալն են՝

Element/Ion	I.P.
HI	13.6 eV
HeI	24.6 eV
HeII	54.4 eV

Դիցուկ, աստղը ճառագայթում է $h\nu > I_H = 13.6 \text{ eV}$ ֆոտոններ Q_0 տեմպով (ֆոտ/վ), $h\nu > I_{He} = 24.6 \text{ eV}$ Q_1 տեմպով, $Q_1 < Q_0$: Բավականաչափ տաք

աստղի համար, Ստրյոմգրենի ոլորտի կենտրոնական մասերում ջրածինը լրիվ է իոնացած, հելիումը - մեկ անգամ: Այդ դեպքում

$$\begin{aligned} n_{\text{HII}} &= n_{\text{H}} \\ n_{\text{HeII}} &= n_{\text{He}} = f n_{\text{H}} \\ n_e &= n_{\text{HII}} + n_{\text{HeII}} = (1 + f) n_{\text{H}} \end{aligned} \quad (34)$$

և քանի որ նույնիսկ ամենատաք Օ դասի աստղերը այնքան ֆոտոններ $h\nu > 54.4$ eV չեն արտադրում, որ երկու անգամ իոնացած հելիումը զգալի քանակություն կազմի, ուստի արհամարում ենք այն համաձայն (34):

Ջրածնի ռեկոմբինացիայի արագությունը նշված տիրույթներում

$$\frac{dn_{\text{HII}}}{dt} = -\alpha_{\text{B,H}} n_e n_{\text{HII}} = -\alpha_{\text{B,H}} (1 + f) n_{\text{H}}^2 \quad (35)$$

որտեղ

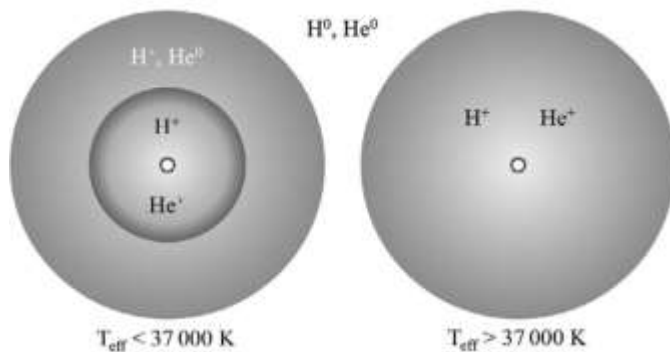
$$\alpha_{\text{B,H}} = \alpha_{\text{A,H}} - \alpha_{1s} \approx 3.1 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{T}{8000 \text{ K}} \right)^{-0.82} \quad (36)$$

և

$$\alpha_{\text{A,H}} \approx 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{-1.5} \quad (37)$$

Այս մոտավորությունները տեղին են հետևյալ էլեկտրոնային ջերմաստիճանի արժեքների, $4000 < T < 16000 \text{ K}$ դեպքերում ($T = T_e$): Լուծելով (34,35)

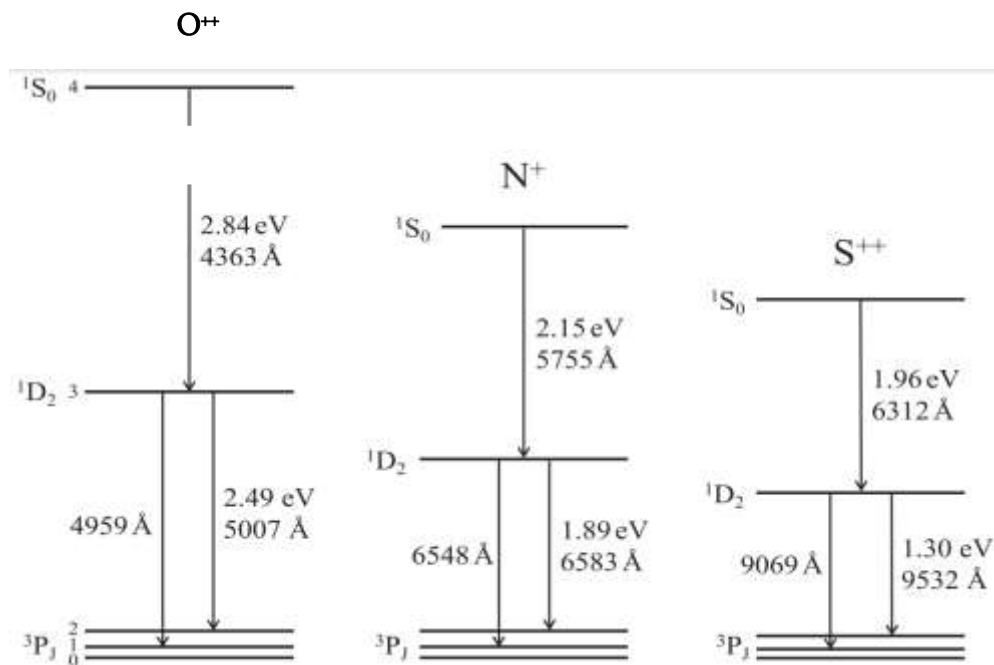
հավասարումները, կարելի է միգամածության իոնիզացիոն ստրուկտուրայի համար ստանալ հետևյալ պատկերը, Նկ.1:



Նկ.1: Միգամածության ջրածնի և հելիումի բաշխվածության սխեմատիկ պատկերը:

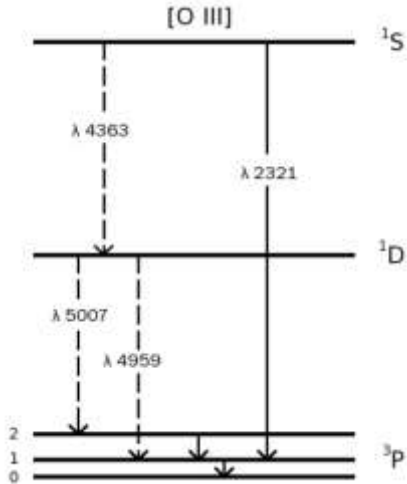
4.4 III միգամածության դիտումներից որոշված էլեկտրոնային ջերմաստիճանը և կոնցենտրացիան

Միգամածությունում առաջացող և դիտվող սպեկտրալ գծերի հոսքերի օգնությամբ կարելի է որոշել առաքող միջավայրի ֆիզիկական պարամետրերը, օրինակ, էլեկտրոնային կոնցենտրացիան և ջերմաստիճանը: Բանն այն է, որ կարելի է ցույց տալ, որ որոշ սպեկտրալ գծերը առավել զգայուն են T_e -ին, իսկ կան այնպիսին, որ զգայուն են n_e -ին: Ի դեպ, հարվածով գոգովող սպեկտրալ գծերի ճառագայթման միջոցով կարելի է որոշել սառեցման չափը միգամածության ծավալում:



Նկ. 2: O^{++} , N^{+} և S^{++} էներգետիկորեն ցածր գտնվող մակարդակներ, անցումները որոնց միջև պայմանավորում են միգամածության ճառագայթման հիմնական սպեկտրալ գծերը:

Վերցնենք, օրինակ, O^{++} -ը, որի $1D$ վիճակի համար,



Նկ.3. Նույնը միայն O^{++} -ի համար:

(2-րդ 1D մակարդակի համար) կարող ենք գրել (վերանալով այս պահին 1-ին մակարդակի նուրբ կառուցվածքից)`

$$\begin{aligned} n_2 A_{21} &= n_1 n_e q_{12} + n_3 A_{32} \\ &\simeq n_1 n_e q_{12}. \end{aligned} \quad (38)$$

Նշենք, որ 1,2,3-ով համարակալված են 3P , 1D , 1S վիճակները: n_1, n_2, n_3 համապատասխանաբար 1,2,3 մակարդակների կոնցենտրացիաներն են, և հավասարումը նշանակում է, որ 2-րդ մակարդակը կարող է բնակեցվել 1-ին, հիմնական մակարդակից հարվածներով, կամ էլ սպոնտան ճառագայթային անցումներով 3-ից: Կարելի է ցույց տալ, որ 2-րդ հնարավորությունը չնչին ներդրում ունի, ուստի (38)-ի 2-րդ տարբերակը: 3-րդ մակարդակի համար տեղի ունի

$$n_3 (A_{31} + A_{32}) = n_1 n_e q_{13}. \quad (39)$$

Հեշտ է համոզվել, որ

$$\frac{n_2}{n_3} = \frac{(A_{31} + A_{32}) q_{12}}{A_{21} q_{13}} = \frac{(A_{31} + A_{32}) \Omega_{12} e^{-E_{12}/kT}}{A_{21} \Omega_{13} e^{-E_{13}/kT}} = \frac{(A_{31} + A_{32}) \Omega_{12}}{A_{21} \Omega_{13}} e^{+E_{23}/kT}, \quad (40)$$

որտեղ

$$q_{lu}(T) = \frac{8.629 \times 10^{-6}}{g_l T^{1/2}} e^{-E_{lu}/kT} \Omega_{lu}, \quad (41)$$

$T = T_e$ և Ω_{lu} հարվածի ուժն է, միջինացված Մաքսվելյան

բաշխվածությամբ ($\Omega_{lu} = \Omega_{ul}$): Հոսքը $u \rightarrow l$ գծում հավասար է

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{lu} &= \int_{\text{line}} [\mathcal{F}_{\nu}(d) - \mathcal{F}_{\nu}^{\text{cont}}(d)] d\nu \simeq \int_{\text{line}} \mathcal{F}_{\nu}(d) d\nu \\ &= \frac{1}{4\pi d^2} \int_V 4\pi \eta_{lu} dV = \frac{1}{4\pi d^2} \int_V h\nu_{lu} n_u A_{ul} dV,\end{aligned}\tag{42}$$

որտեղ d -ն հեռավորությունն է միգամածությունից, իսկ η_{lu} առաքման գործակիցն է (emission coefficient) գծի պրոֆիլով ինտեգրված:

Միգամածությունների համար ճառագայթումը անընդհատ սպեկտրում չնչին է միջավայրի նոսրության պատճառով:

Ion	Transition	λ_{lu} Å (or μm)	$\Delta E_{ul}/k$ K	A_{ul} s^{-1}	Ω_{ul} cm^{-3}	n_{cr} cm^{-3}
O II	$^2D_{5/2} - ^4S_{3/2}$	3728.8	39000	3.8×10^{-5}	0.82	1.3×10^3
	$^2P_{1/2} - ^2D_{5/2}$	7318.8	20000	2.0×10^{-2}	0.30	4.3×10^6
	$^2P_{1/2} - ^2D_{3/2}$	7329.6	20000	1.0×10^{-1}	0.28	4.3×10^6
	$^2P_{1/2} - ^4S_{3/2}$	2470.2	58000	2.3×10^{-2}	0.14	4.3×10^6
	$^2P_{3/2} - ^2D_{5/2}$	7319.9	20000	1.2×10^{-1}	0.74	6.3×10^6
	$^2P_{3/2} - ^2D_{3/2}$	7330.7	20000	6.1×10^{-2}	0.41	6.3×10^6
	$^2P_{3/2} - ^2S_{3/2}$	2470.3	58000	5.6×10^{-2}	0.28	6.3×10^6
N II	$^3P_1 - ^3P_0$	204 μm	70	2.1×10^{-6}	0.41	4.5×10^1
	$^3P_2 - ^3P_1$	122 μm	120	7.5×10^{-6}	1.12	2.8×10^2
	$^1D_2 - ^3P_2$	6583.4	22000	3.0×10^{-3}	1.47	8.6×10^4
	$^1D_2 - ^3P_1$	6548.1	22000	1.0×10^{-3}	0.88	8.6×10^4
	$^1S_0 - ^1D_2$	5754.6	25000	1.0	0.83	1.1×10^7
	$^1S_0 - ^3P_1$	3062.8	47000	3.3×10^{-2}	0.10	1.1×10^7
S II	$^2D_{3/2} - ^4S_{3/2}$	6730.8	21000	8.8×10^{-4}	2.76	3.6×10^3
	$^2D_{5/2} - ^4S_{3/2}$	6716.4	21000	2.6×10^{-4}	4.14	1.3×10^3
	$^2P_{1/2} - ^2D_{5/2}$	10370.5	14000	7.8×10^{-2}	2.20	9.8×10^5
	$^2P_{1/2} - ^2D_{3/2}$	10336.4	14000	1.6×10^{-1}	1.79	9.8×10^5
	$^2P_{1/2} - ^4S_{3/2}$	4076.4	35000	9.1×10^{-2}	1.17	9.8×10^5
	$^2P_{3/2} - ^2D_{5/2}$	10320.5	14000	1.8×10^{-1}	4.99	5.7×10^6
	$^2P_{3/2} - ^2D_{3/2}$	10286.7	14000	1.3×10^{-1}	3.00	5.7×10^6
	$^2P_{3/2} - ^4S_{3/2}$	4068.6	35000	2.2×10^{-1}	2.35	5.7×10^6

O III	$^3P_1 - ^3P_0$	88.4 μ m	160	2.7×10^{-5}	0.54	5.0×10^2
	$^3P_2 - ^3P_1$	51.8 μ m	280	9.8×10^{-5}	1.29	3.4×10^3
	$^1D_2 - ^3P_2$	5006.9	29000	2.0×10^{-2}	1.27	6.9×10^5
	$^1D_2 - ^3P_1$	4958.9	29000	7.0×10^{-3}	0.76	6.9×10^5
	$^1S_0 - ^1D_2$	4363.2	33000	1.7	0.58	2.4×10^7
	$^1S_0 - ^3P_1$	2321.4	62000	2.3×10^{-1}	0.10	2.4×10^7
S III	$^3P_1 - ^3P_0$	33.5 μ m	430	4.7×10^{-4}	3.98	1.4×10^3
	$^3P_2 - ^3P_1$	18.7 μ m	770	2.1×10^{-3}	7.87	1.2×10^4
	$^1D_2 - ^3P_2$	9530.9	15000	5.5×10^{-2}	3.86	6.2×10^5
	$^1D_2 - ^3P_1$	9068.9	16000	2.1×10^{-2}	2.32	6.2×10^5
	$^1S_0 - ^1D_2$	6312.1	23000	2.3	1.38	1.4×10^7
	$^1S_0 - ^3P_1$	3721.7	39000	8.4×10^{-1}	0.39	1.4×10^7

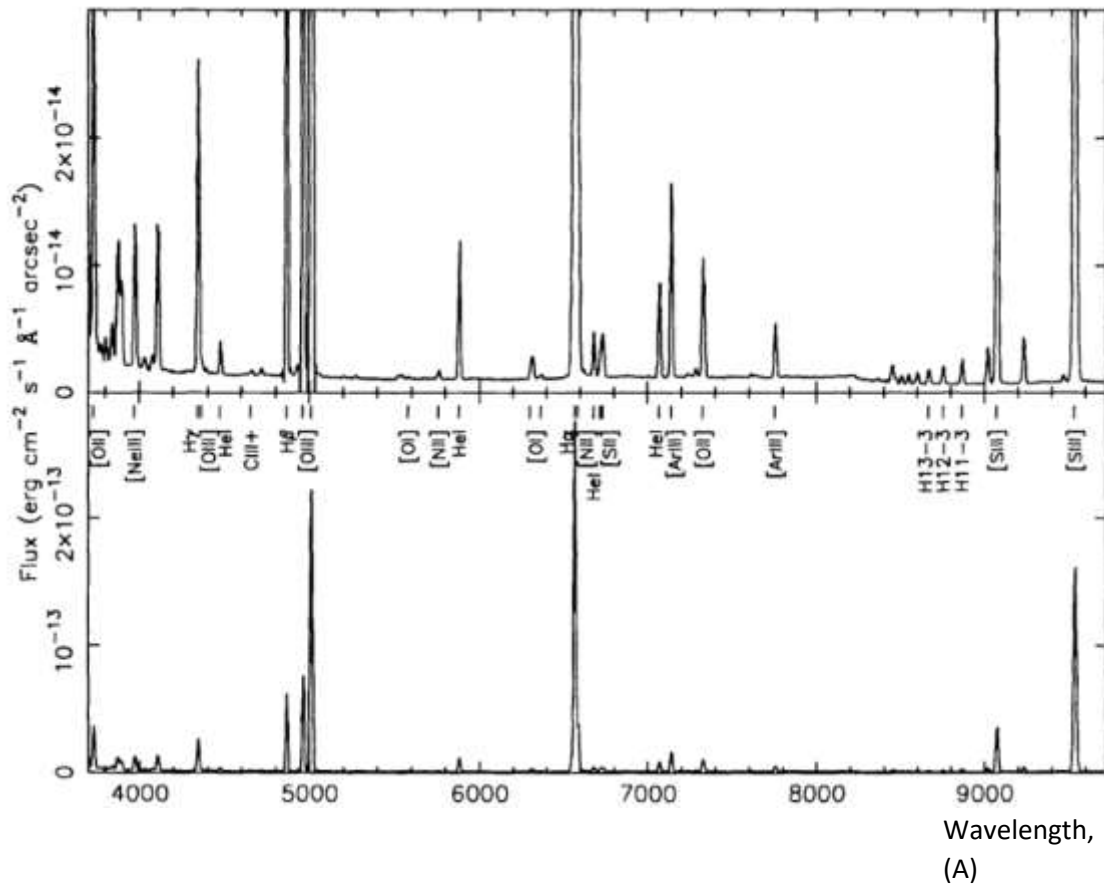
Նկ.4. Կարևոր իոնների սպեկտրալ գծերի ալիքների երկարությունները, անցման հավանականությունները, հարվածի ուժերը և կրիտիկական խտությունները:

Հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում կարելի է գրել

$$\begin{aligned}
 \frac{\eta_{4959} + \eta_{5007}}{\eta_{4363}} &= \frac{h\nu_{4959} A_{4959} + h\nu_{5007} A_{5007} \frac{n_2}{n_3}}{h\nu_{4363} A_{4363}} \\
 &= \frac{A_{2321} + A_{4363} \frac{\nu_{4959} A_{4959} + \nu_{5007} A_{5007}}{\nu_{4363} A_{4363}} \frac{\Omega_{12}}{\Omega_{13}} e^{+E_{23}/kT}}{A_{4363}} \\
 &= \frac{A_{2321} + A_{4363}}{A_{4363}} \frac{\bar{\nu}}{\nu_{4363}} \frac{\Omega_{12}}{\Omega_{13}} e^{+E_{23}/kT},
 \end{aligned}
 \tag{43}$$

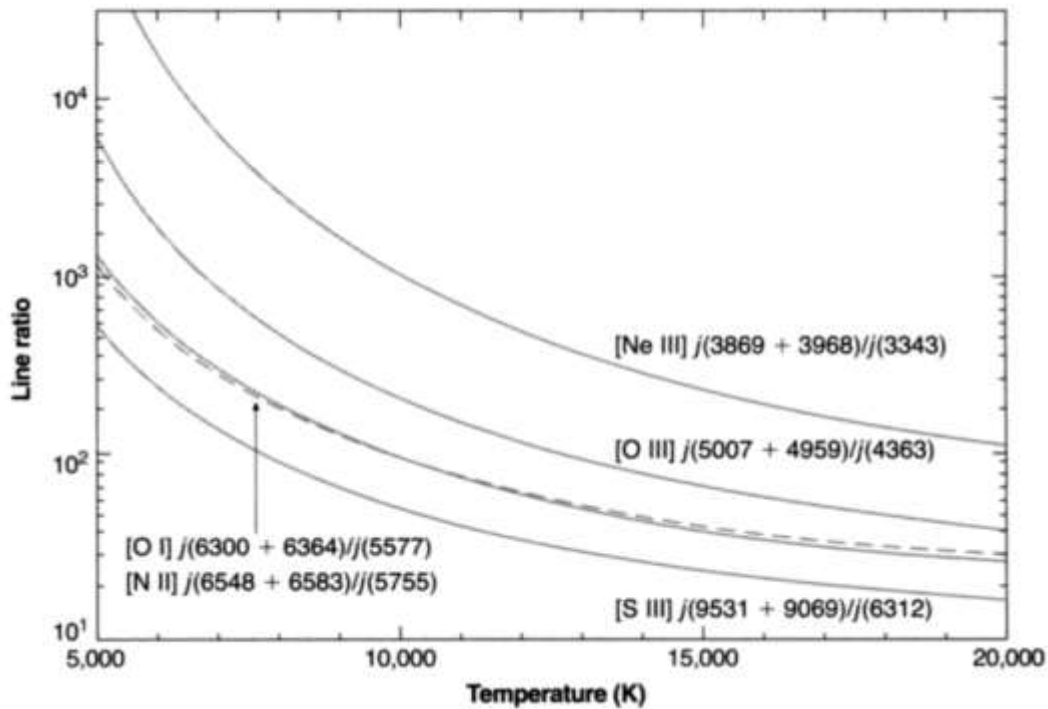
որտեղ $\bar{\nu}$ -ն 2-1 անցման միջինացված հաճախությունն է: Այստեղ 2-1 անցման

համար արդեն հաշվի ենք առնում հիմնական, 3P մակարդակի նուրբ կառուցվածքը, այսինքն անցումը բաժանվում է երկու անցումների, 5007 և 4959 Å ալիքների երկարությամբ:



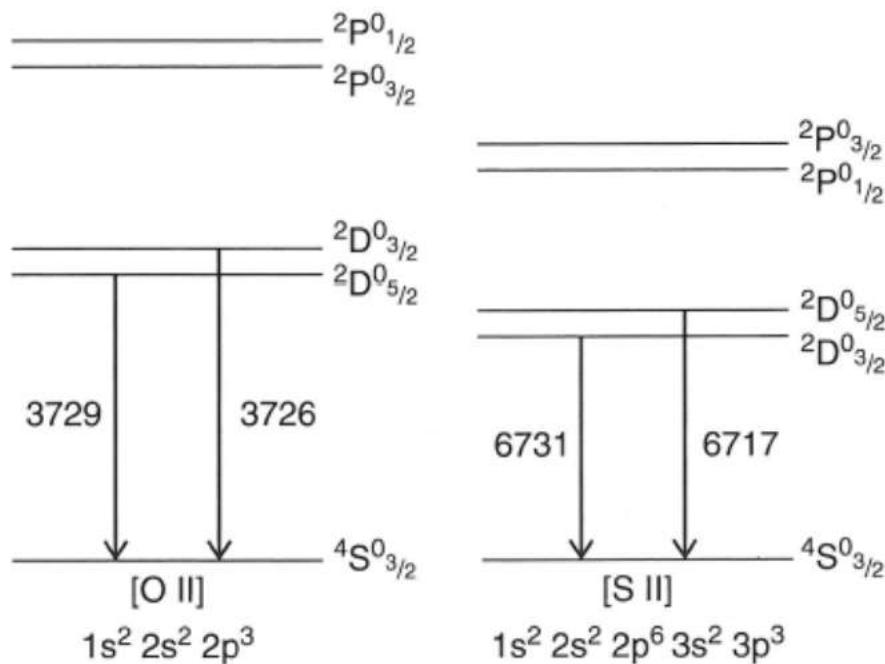
Նկ.5. Օրիոն հաստեղության HII տիրույթներից մեկը: Վերում ռեալ միգամածության սպեկտրը, ներքևում - հանած անընդհատ սպեկտրը:

Եթե (43)-ում ձախից տեղադրենք դիտված հոսքերի հարաբերությունը (տվյալ դեպքում, առաքման գործակիցները), կարելի է որոշել միգամածության ջերմաստիճանը: Նկ.4-ում բերված են մի քանի իոններ, որոնց գծերի հարաբերությունները թույլ է տալիս որոշել և լեկտրոնային ջերմաստիճանը և կոնցենտրացիան: Պարզ է, որ եթե գծի էներգետիկ մակարդակը մի քանի էՎ-է,



Նկ.6: Միգամածության էլեկտրոնային ջերմաստիճանի որոշում:

ապա գիծը զգայուն է էլեկտրոնային ջերմաստիճանին, իսկ եթե տաս և ավելի անգամ պակաս էՎ, այդ դեպքում գիծը զգայուն է կոնցենտրացիային, որում կարելի է համոզվել հետևյալ կերպ: Օրինակ, OII-ի 3726-3729 զույգի համար,



Նկ.7. [OII] և [SII] իոնների ցածր տեղակայված էներգետիկ մակարդակները:

Նշանակելով $C_{ij} = n_e q_{ij}$, 2-րդ մակարդակի համար կարելի է գրել

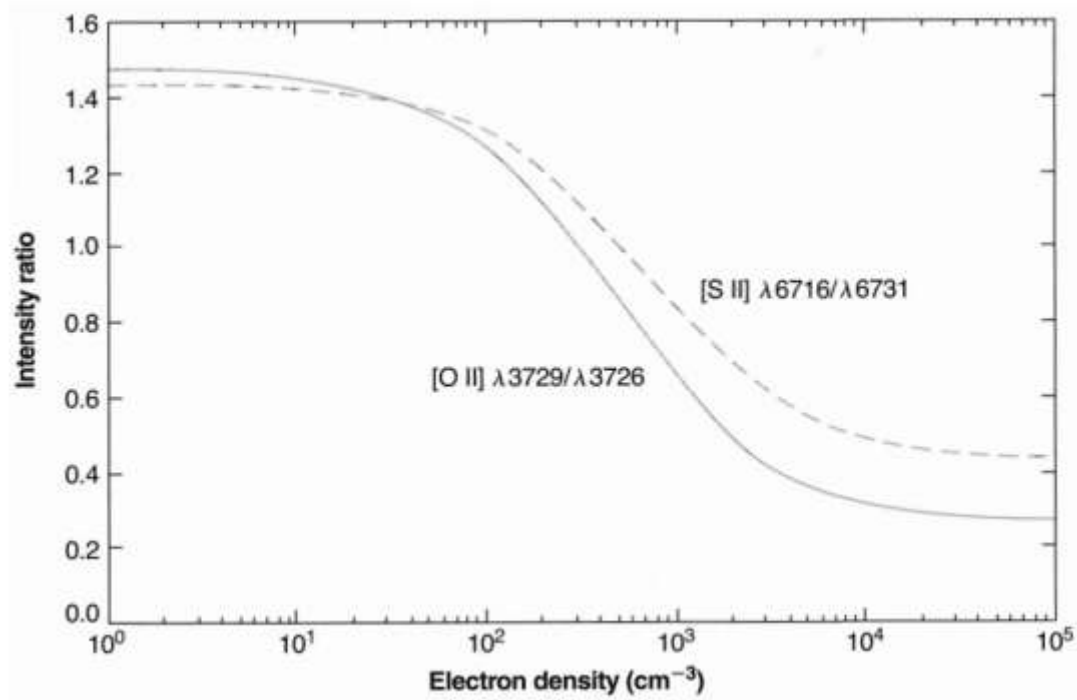
$$n_2 (A_{21} + C_{21}) = n_1 C_{12}, \quad (44)$$

իսկ 3-րդ-ի համար

$$n_3 (A_{31} + C_{31}) = n_1 C_{13}. \quad (45)$$

Այդ դեպքում $2 \rightarrow 1$ և $3 \rightarrow 1$ անցումների համար ունենք

$$\begin{aligned} \frac{\eta_{21}}{\eta_{31}} &= \frac{\eta_{3729}}{\eta_{3726}} = \frac{n_2 A_{21} h\nu_{21}}{n_3 A_{31} h\nu_{31}} \simeq \frac{A_{21} C_{12} (A_{31} + C_{31})}{A_{31} C_{13} (A_{21} + C_{21})} = \frac{A_{21} C_{12} C_{31} (A_{31}/C_{31} + 1)}{A_{31} C_{13} C_{21} (A_{21}/C_{21} + 1)} \\ &\simeq \frac{A_{21} g_2 (A_{31}/C_{31} + 1)}{A_{31} g_3 (A_{21}/C_{21} + 1)}. \end{aligned} \quad (46)$$



Նկ.8: Միգամածության կոնցենտրացիայի որոշումը:

Կրիտիկական խտությունը առաքման գծերի համար: Արգելված գծերի համար հեշտ է տեսնել, որ գոյություն ունի խտության կրիտիկական արժեք, որի դեպքում զոգոված մակարդակի ապաքնակեցումը կատարվում է ճառագայթմամբ և հարվածներով, որոնց արագությունները այս դեպքում հավասար են միմյանց: Այսինքն,

$$A_{21} = C_{21} = n_e q_{21},$$

որտեղից

$$n_e = \frac{A_{21}}{q_{21}} :$$

Այստեղ, 2-րդ մակարդակի հարվածներով ապաքնակեցման գործակիցը,

$$q_{21} = \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \Omega_{21}}{g_k T^{1/2}} .$$

Կրիտիկական խտությունները որոշ իոնների համար բերված են Նկ.4-ում:

5 Գազային ամպերի ռադիոճառագայթումը, սպեկտրալ ինդեքսը և հոսքերը:

Միջաստղային ամպերի ռադիոճառագայթումը անընդհատ սպեկտրում և գծերում

պայմանավորված է տարբեր բնույթի մեխանիզմներով: Նման ճառագայթման

համար HII տիրույթը մասամբ անթափանց է, ուստի նկարագրությունը կարիք

ունի տեղափոխման հավասարմանը: Դիցուկ, I_ν - ճառագայթման

ինտենսիվությունն է (Էներգիան, որը առաքվում է միավոր ժամանակում, միավոր մակերեսով, ν -ի շուրջը միավոր հաճախությունների հատվածում, և s

ուղղությամբ միավոր մարմնային անկյունում: Նաև թող j_ν - առաքման

գործակիցն է, այսինքն Էներգիան, որը ճառագայթում է գազի միավոր ծավալով, միավոր ժամանակում, միավոր հաճախությունների հատվածում և միավոր

մարմնային անկյունում, այդ դեպքում, հարթ-գուգահեռ երկրաչափության

համար,

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -k_\nu I_\nu + j_\nu . \quad (47)$$

այստեղ, k_ν - կլանման գործակիցն է: Ջերմային հավասարակշռության դեպքում,

$$\frac{j_\nu}{k_\nu} = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\exp \left[\frac{h\nu}{kT} \right] - 1 \right)^{-1} \quad (48)$$

որտեղ $B_\nu(T)$ - Պլանկի ֆունկցիան է, որը համապատասխանում է առաքող

միջավայրի ջերմաստիճանին: Էլեկտրոնային գազը ենթարկվում է Մաքսվելյան բաշխվածությանը և առաքման և կլանման գործակիցները կապված են (48)-ով:

Եթե ν հաճախության համար օպտիկական հաստությունը

$$d\tau_\nu = k_\nu ds \quad (49)$$

ապա (47)-ի փոխարեն ստանում ենք

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = B_\nu(T) - I_\nu. \quad (50)$$

Եթե ջերմաստիճանը հաստատուն է, և $I_\nu = 0$, $\tau_\nu = 0$ դեպքում, այսինքն այլ աղբյուրներ բացակայում են, ուստի

$$I_\nu = B_\nu(T)(1 - \exp[-\tau_\nu]). \quad (51)$$

Դիտարկենք եզրային պայմանները՝

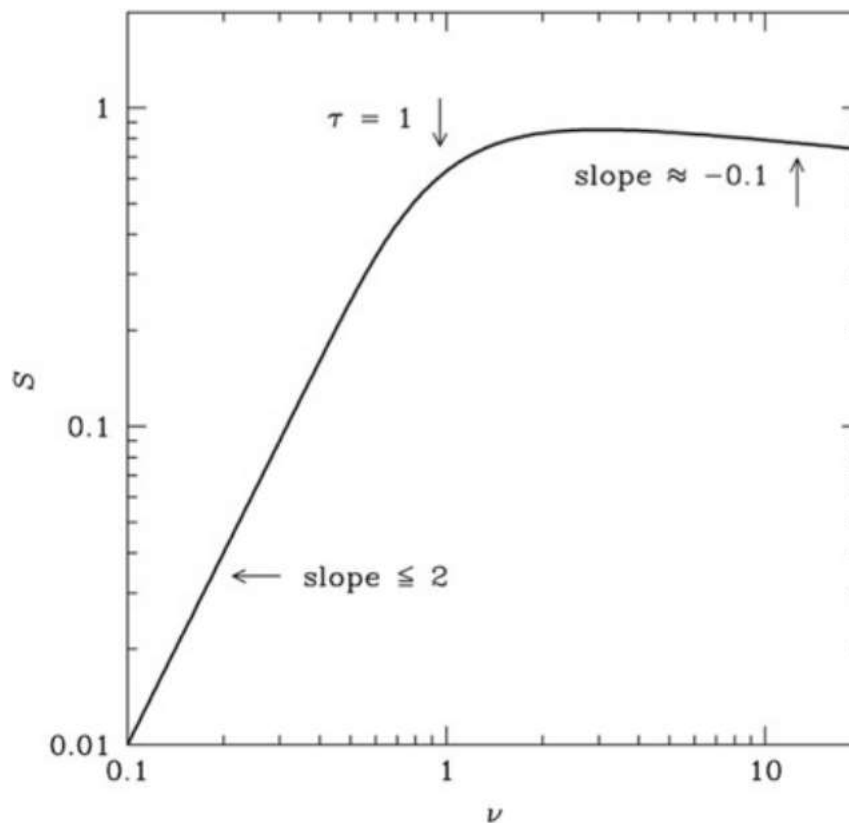
$$I_\nu \propto \tau_\nu B_\nu(T), \quad \tau_\nu \ll 1 \quad (52)$$

և
$$I_\nu \propto B_\nu(T), \quad \tau_\nu \gg 1. \quad (53)$$

Այստեղ, օպտիկական հաստությունը

$$\tau_\nu = A\nu^{-2.1} T^{-1.35} n_e^2 L \quad (54)$$

որտեղ A -ն հաստատուն է, և L –ը միգամածության չափն է:



Նկ. 9: Միգամածության ճառագայթման սխեման ռադիոհաճախություններում:

$E_m = n_e^2 L$ մեծությունը կոչվում է առաքման չափ (emission measure):

Ռադիոհաճախություններում Պլանկի ֆունկցիան կարելի է մոտավորեցնել Ռեյլի ֆունկցիայով,

$$B_\nu(T) \propto \frac{2kT\nu^2}{c^2} . \quad (55)$$

Եթե $\tau_\nu \ll 1$ (54-ից հետևում է, որ դա տեղի ունի բարձր հաճախություններում) ապա

$$I_\nu \propto \tau_\nu B_\nu(T) \propto \nu^{-0.1} \quad (56)$$

մինչդեռ $\tau_\nu \gg 1$, ցածր հաճախությունների դեպքում,

$$I_\nu \propto B_\nu(T) \propto \nu^2 . \quad (57)$$

Սպեկտրի տեսքը սխեմատիկորեն ներկայացված է Նկ. 9-ում, որտեղ երկու թեքությունների խաչվելու դիրքը համապատասխանում է $\tau_\nu \approx 1$ և սահմանում է ν_0 հաճախությունը: (54)-ից, տեղադրելով $\tau = 1$ և $\nu = \nu_0$, E_m կարելի է որոշել միզամածության հայտնի պարամետրերից, n_e, T և L :

Միզամածության սպեկտրը ռադիոգծերում: Ռեկոմբինացիաները կապում են էլեկտրոններին էներգետիկ մակարդակների հետ և կասկադային անցումների միջոցով հասնում են հիմնական մակարդակ: n և n' բարձր գոգոված մակարդակների միջև անցումները զուգորդվում են ռադիոֆոտոնների ճառագայթմամբ

$$\nu_{n,n'} = \mathcal{R} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (58)$$

հաճախությամբ, որտեղ R -ը Բոլթերգի հաստատունն է ($R = 3.3 \cdot 10^{15}$ Hz).

Այստեղից

$$\nu_{n,n'} = \mathcal{R} \frac{(n+n')(n-n')}{n'^2 n^2} = \frac{2\mathcal{R}\Delta n}{n'^3} . \quad (59)$$

Ընդունելով $\Delta n = 1$, $n' = 100$ ստանում ենք $\nu_{n,n'} = 6.6 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, կամ $\lambda = c/\nu_{n,n'} = 4.5 \text{ cm}$:

6 Ռադիոճառագայթումը չեզոք ջրածնի 21 սմ ալիքի գծում

6.1 21 սմ գծի ճառագայթման որոշ մանրամասնություններ

Այս գիծը առաջանում է հիմնական մակարդակի գերնուրբ կառուցվածքի երկու մակարդակների միջև ճառագայթային անցման ժամանակ: Այդ մակարդակները համապատասխանում են էլեկտրոնի սպինի երկու հնարավոր կողմնորոշումներին միջուկի սպինի նկատմամբ, զուգահեռ (բարձր մակարդակ)

և հակազուգահեռ (ցածր մակարդակ): Էներգետիկ տարբերությունը այդ մակարդակների միջև $h\nu = 5.9 \cdot 10^{-6}$ eV, հաճախականությունը $\nu = 1.420 \cdot 10^9$ Hz, կամ ալիքի երկարությունը $\lambda = 21.11$ սմ:

Սպոնտան անցման հավանականությունը $A_{kj} = 2.9 \cdot 10^{-15} s^{-1}$, որը շատ փոքր է

էլեկտրոններով բախումների արագության հետ համեմատ, իսկ կյանքի տևողությունը շատ մեծ է, այսինքն այդ մակարդակների բնակեցվածությունը պետք է որ համապատասխանի ջերմադինամիկ հավասարակշռությանը, այսինքն Բոլցմանի հավասարմանը.

$$\frac{n_k}{n_j} = \frac{g_k}{g_j} e^{-h\nu_{jk}/kT} \quad (60)$$

Այս դեպքում

$$\frac{h\nu_{jk}}{kT} = \frac{1.44}{\lambda_{jk}(\text{cm}) T(K)} = \frac{0.07}{T} \ll 1, \quad (61)$$

և միջաստղային նյութին բնորոշ ցածր ջերմաստիճանների դեպքում

$$\frac{n_k}{n_j} \simeq \frac{g_k}{g_j} = \frac{3}{1} = 3, \quad (62)$$

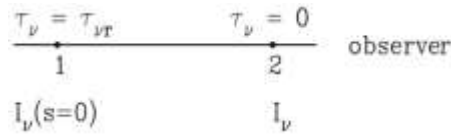
այսինքն 3/4 ատոմների անց են կացնում էներգետիկորեն ավելի բարձր մակարդակում, իսկ 1/4 ավելի ցածր մակարդակում, անկախ ջերմաստիճանի

6.2 Պայծառության ջերմաստիճան

Ճառագայթման ինտենսիվությունը գծում ստացվում է ճառագայթման տեղափոխման հավասարման լուծումից (Նկ.10)

$$I_\nu = I_\nu(0) e^{-\tau_{\nu r}} + B_\nu(T) \int_0^{\tau_{\nu r}} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu. \quad (63)$$

որտեղ ենթադրվում է, որ աղբյուրի ֆունկցիան $j_\nu/k_\nu = B_\nu(T)$ և T -ն անկախ է օպտիկական հաստությունից (համասեռ դեպք):



Նկ.10. Օպտիկական հաստությունը:

Այսպիսով, ստանում ենք հանրահայտ արդյունքը,

$$I_\nu = B_\nu(T)(1 - e^{-\tau_{\nu r}}), \quad (64)$$

Որտեղ հաշվի չի առնված դիտողին հակառակ կողմից ընկնող ճառագայթումը, իսկ τ_ν ճառագայթող շրջանի օպտիկական հաստությունն է: Պլանկի ֆունկցիան այստեղ հանդես է գալիս ռադիոդիապագոնին բնորոշ Ռեյլեյ-Ջինսի մոտավորությամբ, այսինքն ինտենսիվությունը համեմատական է գազի կինետիկ ջերմաստիճանին:

$$B_\nu(T) \simeq \frac{2\nu^2 kT}{c^2} \quad (h\nu/kT \ll 1). \quad (65)$$

Հարմար է սահմանել T_b պայծառության ջերմաստիճան, այսինքն ջերմաստիճան, որի դեպքում $B_\nu(T_b) = I_\nu$, ուստի

$$T_b = T(1 - e^{-\tau_{\nu r}}). \quad (66)$$

6.3 Ջրածնի սյունյակային խտության հաշվարկ

Քանի որ օպտիկական հաստության համար ունենք

$$\tau_{\nu r} = N_j \sigma \phi(\Delta\nu), \quad (67)$$

որտեղ $j \rightarrow k$ անցման դեպքում

$$\phi(\Delta\nu) = f(\nu) \frac{d\nu}{d\nu} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-m\nu^2/2kT} \frac{c}{\nu_{jk}}$$

Գծում կլանման գործակիցը կապված է ճառագայթման կլանման σ_v կտրվածքի հետ՝

$$k_v = n_j \sigma_u, \quad (68)$$

իսկ գծի $\phi(\Delta v)$ պրոֆիլը պայմանավորված է ճառագայթող ատոմների շարժմամբ, այսինքն՝ այն դոպլերյան պրոֆիլ ունի: Այս դեպքում $j \rightarrow k$ անցման կլանման կտրվածքը հավասար է՝

$$\sigma_u = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{jk} \quad (69)$$

որտեղ f_{jk} -ը տվյալ գծի օսցիլյատորի ուժն է: Էյնշտեյնի գործակիցը և օսցիլյատորի ուժը կապված են հետևյալ բանաձևով՝

$$A_{kj} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{jk}^2}{m_e c^3} \frac{g_j}{g_k} f_{jk}. \quad (70)$$

Քանի որ $h\nu_{jk}/kT \ll 1$,

$$\tau_{vr} \simeq N_j \sigma_u \frac{h\nu_{jk}}{kT} \phi(\Delta v) \quad (71)$$

և այդ դեպքում

$$\tau_{vr} = \frac{hc^3 A_{kj} g_k}{32 \pi k g_j \nu_{jk}^2} \frac{N(\text{HI}) f(v)}{T} \quad (72)$$

Վերջնական արդյունքում՝

$$\tau_v = 5.5 \cdot 10^{-14} \frac{N(\text{HI}) f(v)}{T} \quad (73)$$

որտեղ $N(\text{H I}) = 4N_j$ -ն միավոր մակերեսով սյունակում չեզոք ջրածնի ատոմների ընդհանուր թիվն է, իսկ $f(v)$ -ն՝ արագությունների մաքսվելյան բաշխման ֆունկցիան:

Այսպիսով, չեզոք ջրածնի սյունակային խտությունը կարելի է ստանալ՝ օպտիկական հաստությունն ինտեգրելով բոլոր արագությունների նկատմամբ՝

$$\int T \tau_{vr} dv = 5.5 \times 10^{-14} N(\text{HI}) \int f(v) dv. \quad (74)$$

Օգտագործելով (66) հավասարումը՝ ստանում ենք՝

$$N(\text{HI}) = 1.8 \times 10^{18} \int T_b(v) \left[\frac{\tau_{\nu r}}{1 - e^{-\tau_{\nu r}}} \right] dv, \quad (75)$$

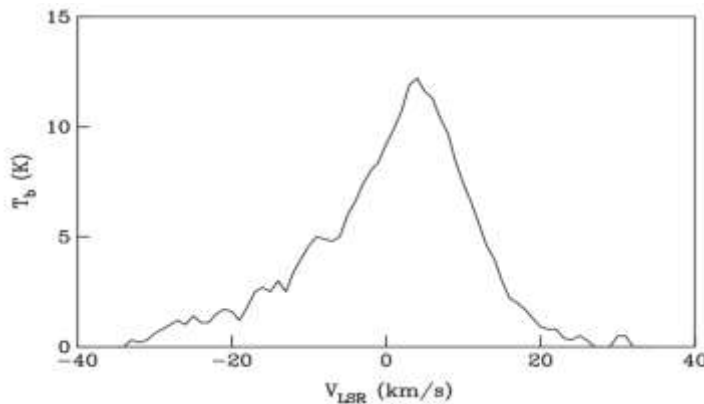
որտեղ արագություններն արտահայտված են կմ/վ-ով, իսկ պայծառության ջերմաստիճան ի կախվածությունը v -ից նույնպես մաքսվելյան է: Այս հավասարումը ճիշտ է համա սեռ միջավայրի համար, որտեղ ջերմաստիճանը իզոտրոպ է:

Օպտիկապես բարակ միջավայրի դեպքում, երբ $\tau_v \ll 1$, ունենք $\tau_v/(1 - e^{-\tau_v}) \approx 1$, և՝

$$N(\text{HI}) = 1.8 \times 10^{18} \int T_b(v) dv. \quad (76)$$

որտեղ $N(\text{HI})$ -ն արտահայտված է սմ⁻²-ով, T_b -ն՝ Կ-ով, իսկ v -ն՝ կմ/վ-ով: Այս դեպքում հնարա վոր է որոշել միայն սյունակային խտությունը, բայց ոչ ջերմաստիճանը:

Նման եղանակով կարելի է ուսումնասիրել նաև տարբեր այլ աղբյուրներ:



Նկ.11: Պայծառության պրոֆիլը NGC 2371 միգամածության ուղղությամբ:

7. Փոշու դերը

Միջաստղային նյութում առկա փոշին կարևոր դեր է խաղում այնտեղ ընթացող ֆիզիկական երևույթներում: Փոշու հատիկները պատասխանատու են ճառագայթման ընտրողական կլանման համար, այսինքն՝ կլանումը կախված է ավիքի երկարությունից: Դրա հետևանքով դիտվում է աստղերի լույսի կարմրացում (reddening):

Փոշու հատիկների վրա լույսի ցրման հետևանքով դիտվում է նաև գրանցվող ճառագայթման բևեռացում:

Ըստ չափերի՝ փոշու հատիկների բաշխումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ֆունկցիոնալ տեսքով՝

$$n(a) \propto a^{-p} \quad a_l \leq a \leq a_u \quad (60)$$

որտեղ $p \approx 3.5$, իսկ a -ն հատիկի տրամագիծն է՝ $a_1 = 0.001$ մկմ և $a_u = 1$ մկմ սահմանային արժեքներով: Քիմիական կազմի տեսանկյունից փոշու հատիկները բաղկացած են սիլիկատներից՝ հիմնականում SiO_2 պարունակող միացություններից, թեև հանդիպում են նաև այլ օքսիդներ, և գրաֆիտից կամ ամորֆ ածխածնից: Հատիկները կարող են շրջապատված լինել ավելի ցածր գոլորշիացման ջերմաստիճան ունեցող նյութերի սառցե թաղանթներով:

Ճառագայթման կլանումը

912 Å-ից կարճ ալիքի երկարությամբ էլեկտրամագնիսական ճառագայթումը կլանվում է հիմնականում միջաստղային ջրածնի կողմից: Ավելի երկար ալիքների դեպքում ֆոտոնների թուլացման հիմնական պատճառը փոշին է, որի ազդեցությունը դրսևորվում է կլանման (absorption) և ցրման (scattering) միջոցով: Այս երկու երևույթների համակցված ազդեցությունը կոչվում է էքստինկցիա (extinction):

$$k_{e,\lambda} = k_{a,\lambda} + k_{s,\lambda} \quad (61)$$

և բնութագրվում է համապատասխան գործակիցներով՝ կլանման $k_{a,\lambda}$, ցրման $k_{s,\lambda}$ և էքստինկցիայի $k_{e,\lambda}$ գործակիցներով: Էքստինկցիայի գործակիցը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$k_{e,\lambda} = n_g \sigma_a(\lambda) + n_g \sigma_s(\lambda) = n_g \sigma_e(\lambda) \quad (62)$$

որտեղ n_g -ն փոշու հատիկների թվային խտությունն է՝ արտահայտված սմ^{-3} -ով: Ճառագայթման էքստինկցիան կարելի է վերլուծել ճառագայթման տեղափոխման հավասարման միջոցով:

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = -k_{e,\lambda} I_\lambda + j_\lambda^* + j_\lambda^s \quad (63)$$

որտեղ j_λ^* -ն աստղային աղբյուրներով պայմանավորված առաքման գործակիցն է, իսկ j_λ^s -ն՝ տեսագծի ուղղությամբ ճառագայթման ցրման հետևանքով առաջացող առաքման գործակիցը:

$$j_\lambda^s = k_{s,\lambda} \int I_\lambda(\mathbf{k}') F(\mathbf{k}, \mathbf{k}') d\omega' \quad (64)$$

Այստեղ $F(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ -ը ֆազային ֆունկցիան է, որը նկարագրում է ցրված ֆոտոնների բաշխումը՝ կախված ցրման անկյունից:

Եթե աղբյուրը կետային է և գտնվում է կլանող միջավայրից դուրս, ապա կարելի է անտեսել երկու անդամներն էլ՝ j^*_1 -ն և j^*_2 -ն, հատկապես այն պատճառով, որ դիֆուզ ճառագայթման միայն աննշան մասն է տարածվում տեսագծի ուղղությամբ:

Փոխարենը ընդունենք, որ $I_\lambda(0) \neq 0$:

Այդ դեպքում (63) հավասարումից ստանում ենք՝

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = -k_{e,\lambda} I_\lambda \quad (65)$$

որի իմտեգրումից ստանում ենք

$$I_\lambda(s_0) = I_\lambda(0) \exp \left[- \int_0^{s_0} k_{e,\lambda} ds \right] \quad (66)$$

որտեղ s_0 -ն կլանող տիրույթի գծային չափն է: Սահմանելով փոշու հատիկի երկրաչափական կտրվածքը՝ $\sigma_g = \pi a^2$, կարելի է ներմուծել հետևյալ արդյունավետության գործոնները՝

$$Q_{a,\lambda} = \frac{\sigma_{a,\lambda}}{\sigma_g} \quad Q_{s,\lambda} = \frac{\sigma_{s,\lambda}}{\sigma_g} \quad Q_{e,\lambda} = \frac{\sigma_{e,\lambda}}{\sigma_g} \quad (67)$$

որտեղ

$$\sigma_{e,\lambda} = \sigma_{a,\lambda} + \sigma_{s,\lambda} \quad (68)$$

Հետևաբար, ընդունենք

$$k_{e,\lambda} = n_g \sigma_e(\lambda) = n_g Q_e(\lambda) \sigma_g \quad (69)$$

Այդ դեպքում (66) հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$I_\lambda(s_0) = I_\lambda(0) \exp \left[- \int_0^{s_0} n_g Q_e(\lambda) \sigma_g ds \right] \quad (70)$$

Եթե կլանող միջավայրը համասեռ է, ապա ինտեգրալը պարզեցվում է

$$\int_0^{s_0} n_g Q_e(\lambda) \sigma_g ds = Q_e(\lambda) \sigma_g N_g \quad (71)$$

և ճառագայթման ինտենսիվությունը դառնում է՝

$$I_\lambda(s_0) = I_\lambda(0) \exp[-Q_e(\lambda) \sigma_g N_g] \quad (72)$$

որտեղ Ng -ն փոշու հատիկների սյունակային խտությունն է, այսինքն՝ s_0 երկարությամբ և միավոր լայնական հատույթի մակերեսով սյան մեջ գտնվող հատիկների թիվը:
Օպտիկական հաստությունը սահմանենք հետևյալ կերպ՝

$$d\tau = -k_e ds . \quad (73)$$

Ինտեգրելով՝ ստանում ենք $\tau = -ks + a$, որտեղ a -ն ինտեգրման հաստատունն է: Ընդունելով, որ $s = s_0$ դեպքում $\tau = 0$, ստանում ենք $a = ks_0$:

Չետևաբար՝ $\tau = k(s_0 - s)$:

Մասնավորապես, $s = 0$ դեպքում՝ $\tau = ks_0 = \tau_0$:

Ի վերջո՝

$$I_\lambda(s_0) = I_\lambda(0) \exp[-\tau_{0,\lambda}] . \quad (74)$$

Էքստինկցիան սահմանվում է հետևյալ կերպ՝

$$A(\lambda) = -2.5 \log \frac{I_\lambda(s_0)}{I_\lambda(0)} = 1.086 \tau_{0,\lambda} \quad (75)$$

և հիմնված է հետևյալ առնչության վրա՝

$$A(\lambda) = -2.5 \log I_\lambda(s_0) - [-2.5 \log I_\lambda(0)] = m(\lambda) - m_0(\lambda) \quad (76)$$

ընդ որում

$$m(\lambda) = -2.5 \log I_\lambda(s_0) + \text{const.} \quad (77)$$

և նույնը՝ $m_0(\lambda)$ -ի համար:

Այսպիսով, էքստինկցիան դիտվող աստղային մեծության և էքստինկցիայի բացակայության դեպքում աստղի ունեցած աստղային մեծության տարբերությունն է:

7.1 Աստղերի ճառագայթման էքստինկցիայի դիտողական որոշումը

Էքստինկցիայի ուսումնասիրությունը կարևոր է երկու հիմնական պատճառով: Նախ՝ անհրաժեշտ է աստղերի և գալակտիկաների դիտողական տվյալներում հաշվի առնել կլանման և կարմրացման ազդեցությունները: Երկրորդ՝ այն հնարավորություն է տալիս պարզաբանելու փոշու հատկությունները տարբեր ուղղություններով, ինչպես նաև ուսումնասիրելու փոշու հնարավոր էվոլյուցիայի պատճառները:

Դիտումներից էքստինկցիայի որոշումը հիմնված է միևնույն սպեկտրալ տիպին

պատկանող երկու աստղերի դիտողական բնութագրերի համեմատության վրա: Աստղերի g մեկը պետք է չլինի կարմրացման ենթարկված: Դա որոշվում է նրա դիտվող գույնի ցուցիչի՝ $(B-V)$ -ի միջոցով, որը չկարմրած աստղի դեպքում պետք է համընկնի տվյալ սպեկտրալ տիպին համապատասխանող ներքին գույնի ցուցիչի արժեքին: Մյուս

աստղը կարմրած է՝ էքստինկցիայի ազդեցության հետևանքով:

Այսպիսով, λ ալիքի երկարության դեպքում տվյալ աստղի համար՝

$$m(\lambda) = m_0(\lambda) + A(\lambda) \quad (78)$$

որտեղ $m(\lambda)$ -ն աստղի դիտվող տեսանելի մեծությունն է, իսկ $m_0(\lambda)$ -ն՝ նույն աստղի տեսանելի մեծությունը էքստինկցիայի բացակայության դեպքում: Միաժամանակ, $m_0(\lambda)$ -ն

կարելի է դիտարկել նաև որպես համեմատման աստղի տեսանելի մեծությունը, որը կարող է տարբերվել միայն տեսագծի ուղղությունից կախված և դիտումներից որոշվող հաստատուն անդամով:

V ֆոտոմետրական շերտի համար կարող ենք գրել՝

$$m(V) = m_0(V) + A(V) . \quad (79)$$

Կատարելով տարբերությունը՝

$$m(\lambda) - m(V) = m_0(\lambda) - m_0(V) + A(\lambda) - A(V) \quad (80)$$

կարող ենք սահմանել $(\lambda - V)$ գույնի ցուցչի համար գույնի ավելցուկը՝ $E(\lambda - V)$:

$$E(\lambda - V) = [m(\lambda) - m(V)] - [m_0(\lambda) - m_0(V)] = A(\lambda) - A(V) . \quad (81)$$

Գույնի ավելցուկը, այսինքն՝ կարմրած և չկարմրած աստղերի գույնի ցուցիչներ ի տարբերությունը, հավասար է համապատասխան ալիքի երկարության էքստինկցիաների տարբերությանը:

Փոխելով λ -ն՝ ստանում ենք $E(\lambda - V)$ ֆունկցիան, որը նկարագրում է

աստղի տեսագծի երկայնքով էքստինկցիայի կորը: Սովորաբար այդ կորը

նորմավորվում է՝ $E(\lambda - V)$ -ն բաժանելով $E(B - V)$ -ի վրա:

$$\epsilon(\lambda - V) = \frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} . \quad (82)$$

Սա կարելի է գրել նաև հետևյալ կերպ՝

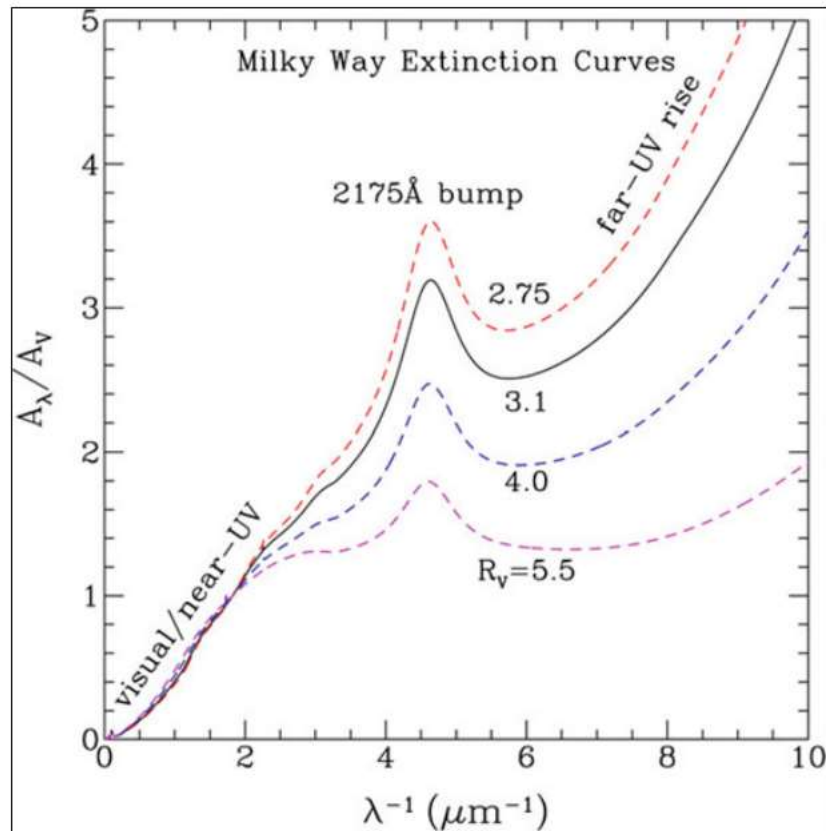
$$\epsilon(\lambda - V) = R_V \left[\frac{A(\lambda)}{A(V)} - 1 \right] \quad (83)$$

որտեղ

$$R_V = \frac{A(V)}{E(B - V)} . \quad (84)$$

Մեր Գալակտիկայի համար միջին էքստինկցիայի կորը ստացվել է՝ վերլուծելով նման կախվածություններ տարբեր տեսագծերի ուղղություններով: Այդ կորի հիմնական առանձնահատկություններն են հետևյալը. կլանումը փոքր է ինֆրակարմիր (ԻԿ) տիրույթում, աճում է ալիքի երկարության նվազման հետ և առավելագույն արժեքի է հասնում $\lambda = 2175 \text{ \AA}$ -ի մոտ (UV bump): Այնուհետև նվազում է՝ հասնելով նվազագույնի մոտ $\lambda = 1800 \text{ \AA}$, որից հետո կրկին սկսում է աճել (Նկ. 10): (84) հարաբերությունն ընդունում է մի ջինում 3.1 արժեք:

Մոդելավորումները ցույց են տալիս, որ նման վարքագիծն առավել լավ նկարագրվում է սիլիկատների և գրաֆիտի խառնուրդով, ընդ որում $\lambda = 2175 \text{ \AA}$ -ի շրջանում դիտվող բնորոշ առավելագույնը հիմնականում պայմանավորված է գրաֆիտով:



Նկ. 11. Էքստինկցիայի տարբեր կորեր: Մեծությունների սանդղակներն ընտրված են ներկայացման հարմարության համար:

Գրականություն

1. Carraro, G. *Astrophysics of the Interstellar Medium*. Springer, 2021:
2. Maciel, W. J. *Astrophysics of the Interstellar Medium*. Springer, 2013:
3. Lequeux, J., Falgarone, E., Ryter, C. *The Interstellar Medium*. Springer, 2005:
4. Ryden, B., Pogge, R. W. *Interstellar and Intergalactic Medium*. Cambridge University Press, 2021:
5. Spitzer, L., Jr. *Physical Processes in the Interstellar Medium*. Wiley, 1978:
6. Dopita, M. A., Sutherland, R. S. *Astrophysics of the Diffuse Universe*. Springer, 2005:
7. Whittet, D. C. B. *Dust in the Galactic Environment*. IOP Publishing, 2022: