ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ

“АСТРОФИЗИКА МАТЕМАТИК УСУЛЛАРИ”

Астрономия йўналиши бакалаврлари учун
маърузалар матни

Тошкент
2013 й.

Ушбу курс физика факультетининг Астрономия мутахассислигида таълим олаётган талабалар учун мўлжалланган бўлиб, уларни астрофизик тадқиқотларнинг назарий асослари, юлдузлар ва юлдузлараро мухит физикаси билан таништиради. Курс олтита бобдан иборат бўлиб, биринчи боб юлдузлар фотосферасига бағишланган. Унда нурланиш майдони, нур ўтказиш тенгламаси, нурий мувозанат тенгламаси ва бошқа масалалар кўрилган. Иккинчи бобда юлдузлар атмосферасидаги баъзи жараёнлар хақидаги маълумотлар ўрин олган бўлса, учинчи бобда газ туманликларнинг нурланиш механизмлари, улардаги баъзи физик жараёнлар хақида сўз юритилган. Ностационар юлдузларнинг хусусиятлари, янги ва ўта янги юлдузлар табиатлари тўртинчи бобда келтирилган. Бешинчи боб юлдузлараро мухит масалаларига бағишланган. Ниҳоят, олтинчи бобда юлдузлар ички тузилиши, уларнинг эволюцияси ва митти юлдузлар хақида маълумотлар берилган.

Муаллифлар: ф.-м.ф.н. А.Е. Ашуров
ф.-м.ф.н. К.Т. Миртаджиева

Муҳаррир: ф.-м.ф.н., доц. А.С.Рахматов

Мундарижа			
Мавзу №	*Мавзулар номи*	*Бети*	
	I БОБ. ЮЛДУЗЛАР ФОТОСФЕРАСИ		
1	Нурланиш майдони	4	
2	Нур ўтказиш тенгламаси	6	
3	Нурий мувозанат тенгламаси	8	
4	Ютилиш коэффиценти частотага боғлиқ бўлмаган холда нур ўтказиш тенгламаси	8	
5	Нур ўтказиш тенгламасини ечишнинг тақрибий усуллари	10	
6	Термадинамик мувозанатда нурланиш майдони	14	
7	Қисман термодинамик мувозанат	15	
8	Температура ва зичликнинг чуқурликка боғлиқлиги	17	
9	Фотосферада нурланиш ва ютилиш. Ютилиш коэффициентининг частотага боғлиқлиги	18	
	II БОБ. ЮЛДУЗЛАР АТМОСФЕРАСИ		
10	Атом ўтишларининг эҳтимоллиги	20	
11	Тўқнашишлар эҳтимоллиги	22	
12	Қисман термодинамик мувозанатда ютилиш чизиқлари	24	
	III БОБ. ГАЗ ТУМАНЛИКЛАРИ		
13	Туманликларнинг нурланиш механизмлари	27	
14	Юлдуз температурасини водород чизиқлари бўйича аниқлаш (Занстр усули)	28	
15	Атомлар ионланиши. Рекомбинациялар сони	29	
16	Туманликлардаги ионланиш даражаси	30	
17	Атомларнинг фотоионланиши ва рекомбинация пайтидаги уйғонишлари	31	
18	Туманликлар массаси ва зичлиги	32	
	IV-БОБ. НОСТАЦИОНАР ЮЛДУЗЛАР		
19	Ёрқин эмиссион чизиқли юлдузлар	33	
20	Янги юлдузлар	35	
21	Қобиқнинг харакати ва нурланиши	36	
22	Ўта янги юлдузлар	37	
	V-БОБ. ЮЛДУЗЛАРАРО МУҲИТ		
23	Юлдузлараро чанг	38	
24	Юлдузлараро газ	40	
	VI-БОБ. ЮЛДУЗЛАРНИНГ ИЧКИ ТУЗИЛИШИ		
25	Юлдузларнинг механик мувозанатлик тенгламаси	41	
26	Юлдуздаги зичлик, босим ва температурани топиш	42	
27	Юлдузларнинг тузилиши ва эволюцияси	44	
28	Асосий кетма-кетликдаги юлдузлар эволюцияси	45	
29	Миттти юлдузлар. Оқ карликлар	47	
30	Нейтрон юлдузлар	47	

I БОБ. ЮЛДУЗЛАР ФОТОСФЕРАСИ

1 - мавзу. Нурланиш майдони

Мақсад: Нурланиш майдони ва уни характерловчи катталиклар билан танишиш.

Нурланиш тарқалаётган мухит - бу нурланиш майдонидир. Уни қуйидаги катталиклар характерлайди:

1. Нурланиш интенсивлиги - I_ν
2. Нурланиш оқими - H_ν
3. Ёритилганлик - E_ν
4. Нурланиш зичлиги - ρ_ν.

Уларни алохида - алохида кўриб чиқамиз.

I_ν**.** Фараз қилайлик $d\sigma$ юзага dt вақт давомида $d\omega$ фазовий бурчакда ν частота ва $d\nu$ частота интервалида перпендикуляр ёруғлик тушаётган бўлсин. Агар бу энергия миқдорини $d\Sigma_\nu$ билан белгиласак,

$$d\Sigma_\nu \propto d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu$$

деб ёзиш мумкин. Демак,

$$d\Sigma_\nu = I_\nu\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu, \qquad (1)$$

бу ерда I_ν - интенсивлик.

Таъриф. **Интенсивлик (I_ν) деганимиз юза бирлигига (dz=1) вақт бирлигида (dt=1) бирлик фазовий бурчакда (dω=1) берилган частотада (dν=1) тушаётган энергия миқдоридир. Юзага перпендикуляр тушаётган энергия**, демак I_ν, қаралаётган нуқтанинг координатасига, нур йўналишига ва вақтга боғлиқ бўлади;

$$I_\nu = I_\nu(x, y, z, \varphi, \theta, t) \qquad (1)$$

Агар интенсивлик t-га боғлиқ бўлмаса бундай майдон стационар майдон дейилади

H_ν. Фараз қилайлик нурланиш юзага перпендикуляр эмас, θ бурчак остида тушаётган бўлсин. У ҳолда dz юзага тушаётган энергия миқдори қуйидагига тенг бўлади;

$$d\Sigma_\nu = I_\nu \cos\theta\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu, \qquad (2)$$

Юзага ҳамма йўналиш бўйича тушаётган энергия миқдорини топиш учун (1)-ни ω бўйича интеграллаймиз;

$$d\Sigma_\nu = d\sigma\, dt\, d\nu \int I_\nu \cos\theta\, d\omega \qquad (3)$$

Белгилаш; $$H_\nu = \int I_\nu \cos\theta\, d\omega \qquad (4)$$

H_ν- нурланиш оқими. Унда $d\Sigma_\nu = H_\nu\, d\sigma\, dt\, d\nu$

<u>Таъриф.</u> **Нурланиш оқими деганимиз бу бирлик юзага ($d\sigma=1$) вақт бирлигида ($dt=1$) ва берилган частотада ($d\nu=1$) тушаётган жами энергия миқдоридир.**

Маълумки, $d\omega=\sin\theta\, d\varphi\, d\theta$ Демак,

$$H_\nu = \iint I_\nu \cos\theta \sin\theta d\varphi d\theta = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta \qquad (5)$$

$$H_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta \qquad (6)$$

<u>E</u>$_\nu$. Биз юзага пастдан ва юқоридан тушаётган энергия миқдорларини алоҳида ҳисоблашимиз мумкин. (6)-дан;

$$H_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta + \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta = E_\nu + E'_\nu$$ яъни

$E_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta$ -юзага пастдан тушаётган оқими;

$E'_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta$ -юзага юқоридан тушаётган оқим;

E_ν ва E'_ν-ёритилганлиги

<u>Таъриф.</u> **Ёритилганлик (E_ν) деганимиз бирлик юзага, вақт бирлигида, берилган частотада юзанинг бир томонига тушаётган энергия миқдори.**

<u>ρ</u>$_\nu$. Маълумки,

$$d\Sigma_\nu \propto dV d\nu$$

яъни энергия миқдори қаралаётган ҳажмга проорцианалдир. Демак,

$$d\Sigma_\nu = \rho_\nu\, dV\, d\nu \qquad (7)$$

(3)-дан ва $dt = \dfrac{ds \cdot \sec\theta}{c}$ ҳамда

$dV=ds \cdot d\sigma$ эканлигини ҳисобга олиб, исбот қилиш мумкинки

$$\rho_\nu = \frac{1}{c}\int I_\nu d\omega \qquad (8)$$

бунда с-ёруғлик тезлиги.

Юқорида кўрсатилган катталиклар учун интеграл қийматларини киритиш мумкин;

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu \qquad E = \int_0^\infty E_\nu d\nu$$

$$H = \int_0^\infty H_\nu d\nu \qquad \rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu$$

Баъзи ҳолларда ушбу интеграл катталиклар ишлатилади.

Синов саволлари.

1. Нурланиш интенсивлигининг маъноси қандай?
2. Нурланиш оқими формуласи қандай олинади?
3. Ёритилганлик билан нурланиш оқими орасида қандай боғланиш бор?

2 - мавзу. Нур ўтказиш тенгламаси.

Мақсад: Нур ўтказиш тенгламасини келтириб чиқариш ва унинг умумий ечимини топиш.

Нурланиш муҳитда тарқалиш давомида интенсивлик ўзгаради. Унинг координата бўйича ўзгаришини ифодаловчи тенглама нур ўтказиш тенгламаси дейилади. Бу тенгламани келтириб чиқариш учун 2та катталикни киритамиз: ε_ν-нурланиш коэффициенти, α_ν -ютилиш коэффиценти.

ε_ν. Фараз қлайлик, бирор dV ҳажимдан нурланиш dω-да тарқалаяпти. Ушбу энергия

$$d\Sigma_\nu \propto dV\, d\nu\, d\omega\, dt$$

$$d\Sigma_\nu = \varepsilon_\nu\, dV\, d\nu\, dt\, d\omega \qquad (1)$$

Таъриф. **Нурланиш коэффиценти (ε_ν) деганимиз, бу ҳажим бирлигидан, берилган частотада бирлик фазовий бурчакда ва вақт бирлигида нурланаётган энергия миқдори.**

α_ν. Қалинлиги ds муҳитга I_ν нтенсивлик билан нурланиш тушаётган бўлсин. Муҳитдан чиқишда интенсивлик камайиши ёки ошиши мумкин. Интенсивлик ўзгариши.

$$dI_\nu \propto I_\nu\, ds \qquad \text{қалинликка боғлиқ}$$

$$dI_\nu = -\alpha_\nu\, I_\nu\, ds \qquad (2)$$

Манфий ишора нурланиш ютилишини ҳисобга олади.
Демак,

$$\alpha_\nu\, ds = -\frac{dI_\nu}{I_\nu}$$

Таъриф. **Ютилиш коэффиценти деганимиз бирлик масофада интенсивлик ўзгаришининг тушаётган интенсивликка нисбатига тенг бўладиган катталикдир.**

Нур ўтказиш тенгламасини келтириб чиқариш учун муҳитга тушаётган ва ундан чиқаётган энергия миқдорларини ёзиб чиқами:

Тушаётган энергия; $d\Sigma_\nu = I_\nu\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu$, (3)

Чиқаётган энергия; $d\Sigma'_\nu = (I_\nu + dI_\nu)\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu$, (4)

Демак, энергиянинг ўзгариши; $dI_\nu\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu$, (5)

Ютилаётган энергия миқдори ; $-\alpha_\nu\, I_\nu\, ds\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu$, (6)

Нурланаётган энергия миқдори $\varepsilon_\nu\, d\sigma\, ds\, dt\, d\omega\, d\nu$, (7)

бунда $d\sigma\, ds = dV$

Тушунарлики, (5) = (6) + (7)

$$dI_\nu\, ds\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu = \varepsilon_\nu\, d\sigma\, ds\, dt\, d\omega\, d\nu - \alpha_\nu\, I_\nu\, ds\, d\sigma\, dt\, d\omega\, d\nu, \qquad (8)$$

ёки $dI_\nu = \varepsilon_\nu\, ds - \alpha_\nu\, I_\nu\, ds$ (9)

Бундан (10)

Бу-нур ўтказиш тенгламасидир. Бунда s-нур босиб ўтган масофа. Бу тенглама интенсивликнинг масофа бўйлаб ўзгаришини ифодалайди (биринчи тартибли дифференциал тенглама). Тенгламанинг кўриниши оддий бўлгани билан у аслида мураккабдир. Чунки α_ν ва ε_ν - ларнинг ўзи s-га ва I_ν -га боғлиқдир. Шунинг учун тенгламанинг хусусий ҳолини қараб чиқамиз:

1) $\alpha_\nu = o$, $\varepsilon_\nu = o$

$$\frac{dI_\nu}{I_\nu} = o \quad \Rightarrow \quad I_\nu = const \qquad (11)$$

2) $\alpha_\nu \neq o$, $\varepsilon_\nu = o$

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu \quad \Rightarrow \quad dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds$$

$$\int \frac{dI_\nu}{I_\nu} = -\int \alpha_\nu ds \quad \Rightarrow \quad \ln I_\nu = -\int \alpha_\nu ds + C$$

s = o бўлади $\ln I_o = C \quad \Rightarrow \quad \ln I_o = \ln I_o - \int \alpha_\nu ds$

$$I_\nu = I_o e^{-\int \alpha_\nu ds} \qquad (12)$$

Белгилаш; $\int \alpha_\nu ds = \tau$ -оптик қалинлик

$$I_\nu = I_o e^{-\tau} \qquad (12)$$

3) $\alpha_\nu = o$, $\varepsilon_\nu \neq o$

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \varepsilon_\nu \qquad I_\nu = \int \varepsilon_\nu(s)\, ds \qquad 13)$$

4) $\alpha_\nu \neq o$, $\varepsilon_\nu \neq o$

$$I_o = I_o e^{-\int_{s_o}^{s} \alpha_\nu ds'} + \int_{s_o}^{s} \varepsilon_\nu(s') \cdot e^{-\int_{s'}^{s} \alpha_\nu ds''} ds' \qquad (14)$$

Бу нур ўтказиш тенгламаси ечимининг умумий кўриниши. Бундаги 1-ҳад тушаётган нурланиш интенсивлигининг чиқишидаги қийматини билдиради. 2-ҳад эса муҳитнинг ўзининг нурланиш интенсивлигининг чиқишдаги қиймати.

Синов саволлари.

1. *Муҳитга тушаётган ва чиқаётган энергия миқдори нимага тенг?*
2. *Ютилаётган ва нурланаётган энергия миқдори нимага тенг?*
3. *Нур ўтказиш тенгламасининг маъноси қандай?*

3 - мавзу. Нурий мувозанат тенгламаси.

Мақсад: Нурий мувозанат шароити ва уни ифодаловчи тенглама билан танишиш.

α_ν, ε_ν, I_ν катталиклар орасидаги муносабатни қараб чиқамиз. Бу нур ўтказиш тенгламасини ечиш учун зарурдир. Ушбу боғланишни нурий мувозанат ҳолида кўриб чиқамиз. <u>**Нурий мувозанат**</u> **деганимиз вақт бирлигида ҳажм бирлигига ҳамма частота ва ҳамма йўналишда келиб тушаётган энергия миқдори, ҳамма частота ва йўналишда нурланаётган энергия миқдорига тенг бўладиган ҳолат.** Бундай ҳолат фотосферада мавжуддир. Фотосферада энергия манбаи бўлмаса ҳам нурланади. Унда юлдузнинг ички қисмларидан келаётган нурланишлар ютилиб (катта частоталардиги), оптик диапозанда қайта нурланади. Бунда ютилаетган ва нурланаетган энергия миқдорлари ўзаро тенгдир.

Жами ютилаётган энергия миқдори қуйидагича ҳисобланади.

Аввал берилган частота ва йўналишдагиси;

$$\alpha_\nu I_\nu \, ds \, d\sigma \, dt \, d\omega \, d\nu ,$$

Жами ютилаётгани эса;

$$d\sigma \, ds \, dt \iint \alpha_\nu I_\nu \, d\omega \, d\nu = d\sigma \, ds \, dt \int_o^\infty \alpha_\nu d\nu \int I_\nu d\omega \tag{1}$$

Жами нурланаётган энергия миқдори;

$$d\sigma \, ds \, dt \iint \varepsilon_\nu d\omega \, d\nu = d\sigma \, dt \, ds \int_o^\infty \varepsilon_\nu d\nu \int d\omega = d\sigma \, ds \, dt \cdot 4\pi \int_o^\infty \varepsilon_\nu d\nu \tag{2}$$

Демак,

$$d\sigma \, ds \, dt \int_o^\infty \alpha_\nu d\nu \int I_\nu d\omega = d\sigma \, ds \, dt \cdot 4\pi \int_o^\infty \varepsilon_\nu d\nu$$

ёки

$$4\pi \int_o^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \int_o^\infty \alpha_\nu d\nu \int I_\nu d\omega \tag{3}$$

Бу-нурий мувозанат тенгламаси.

Синов саволлари.

1. *Нурий мувозанат деганда нимани тушунамиз?*
2. *Ушбу тенглама қандай шартдан келиб чиқади?*

4 - мавзу. Ютилиш коэффиценти частотага боғлиқ бўлмаган холда нур ўтказиш тенгламаси.

Мақсад: $\alpha_\nu = \alpha$ бўлганда нур ўтказиш тенгламасини келтириб чиқариш.

$\alpha_\nu = \alpha$ бўлган ҳолда, яъни ютилиш коэффиценти частотага боғлиқ бўлмаган ҳолда, нур ўтказиш тенгламасининг ечимини кўриб чиқамиз. Бундан ташқари яна нурий мувозанат мавжуд деб фараз қиламиз. Агар бирор модельда α частотага боғлиқ бўлмаса, бундай модель “рангсиз” модель дейилади.

$$\frac{dr}{ds} = \cos\theta \tag{1}$$

Демак, нур ўтказиш тенгламаси;

$$\cos\theta \frac{dr}{dr} = -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu \qquad (2)$$

Нурий мувозанат тенгламаси;

$$4\pi \int_o^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \int_o^\infty \alpha_\nu d\nu \int I_\nu d\omega \qquad (3)$$

$\alpha_\nu = \alpha$ эканлиги ҳисобга олинса;

$$\left.\begin{aligned} \cos\theta \frac{dI_\nu}{dr} &= -\alpha I_\nu + \varepsilon_\nu \\ 4\pi \int_o^\infty \varepsilon_\nu d\nu &= \alpha \int d\omega \int_o^\infty I_\nu d\nu \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Бу системадаги 1-тенгламани ν бўйича интеграллаймиз ва қуйидаги белгилашларни киритамиз:

$$\int_o^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \varepsilon \qquad \int_o^\infty I_\nu d\nu = I$$

У ҳолда

$$\left.\begin{aligned} \cos\theta \frac{dI}{dr} &= -\alpha I + \varepsilon \\ 4\pi\varepsilon &= \alpha \int I d\omega \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Янги $S = \dfrac{\varepsilon}{\alpha}$ функцияни (**манбалар функцияси**) киритамиз. У ҳолда, ва $d\tau = -\alpha dr$ ни ҳисобга олиб:

$$\left.\begin{aligned} \cos\theta \frac{dI}{d\tau} &= I - S \\ S &= \frac{1}{4\pi} \int I d\omega \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

$$I = I(\tau, \theta) \quad S = S(\tau)$$

Бу тенгламалар системаси қуйидаги чегаравий шартларда ечилади:

агар $\tau = o$ бўлса (юлдуз юзасига тўғри келади) ва $\theta \geq \dfrac{\pi}{2}$ бўлса $\Rightarrow I(o,\theta) = o$, яъни фотосфера юзасига юқоридан тушаётган энергия миқдори (интенсивлик) о-га тенг.

$$d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$$

эканлигини ҳисогбга олиб,

$$S = \frac{1}{4\pi} \int_o^{2\pi} d\varphi \int_o^\pi I \sin\theta d\theta = \frac{1}{2} \int_o^\pi I \sin\theta d\theta \qquad (7)$$

Шундай қилиб, юқорида фараз қилинган ҳолда қуйидаги тенгламалар системасини оламиз:

$$\left.\begin{aligned} \cos\theta \frac{dI(\tau,\theta)}{dr} &= I(\tau,\theta) - S(\tau) \\ S(\tau) &= \frac{1}{2}\int_o^{\pi} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Бу системанинг ечими $I(\tau,\theta)$ -ни, яъни ҳар хил оптик қалинлик τ ва йўналишлардаги (θ) интенсивликни беради.

Синов саволлари.

1. *Ушбу ҳолдаги нур ўтказиш тенгламаси қандай фаразларда келтириб чиқарилади?*
2. *Манбалар функцияси деганимиз нима?*
3. *Бу тенглама қандай чегаравий шартларда ечилади?*

5 - мавзу. Нур ўтказиш тенгламасини ечишнинг тақрибий усуллари

<u>Мақсад:</u> Нур ўтказиш тенгламасини тақрибий ечиш усуллари билан танишиш.

Олдинги параграфда-олинган (8) тенгламалар системасини ечишнинг 2та тақрибий усули билан танишамиз.

<u>1. Шварцишльд-Шустер усули.</u>

(8)-нинг биринчисини $\sin\theta$-га кўпайтириб $\int_o^{\pi/2} d\theta$ интеграллаймиз

$$\frac{d}{d\tau}\int_o^{\pi/2} I(\tau,\theta)\cos\theta\sin\theta d\theta = \int_o^{\pi/2} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta - \int_o^{\pi/2} S(\tau,)\sin\theta d\theta \qquad (1)$$

Бунда;

1) $\int_o^{\pi/2} S(\tau)\sin\theta d\theta = S(\tau)\int_o^{\pi/2}\sin\theta d\theta = S(\tau)$

2) Тенгликнинг чап томонидан $\overline{\cos\theta} = \frac{1}{2}$-ни (яъни cos-нинг о-дан $\frac{\pi}{2}$-гача интервалдаги ўртача қийматини) интеграл олдига чиқарамиз. Шунда

$$\frac{1}{2}\frac{d}{d\tau}\int_o^{\pi/2} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta = \int_o^{\pi/2} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta - S(\tau) \qquad (2)$$

Энди белгилаш киритамиз;

$I_1(\tau) = \int_o^{\pi/2} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta$ -пастдан келаётган нурланиш интенсивлиги

$I_2(\tau) = \int_{\pi/2}^{\pi} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta$ - юқоридан интенсивлик.

У ҳолда

$$S = \frac{1}{2}\int_o^{\pi} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta = \frac{1}{2}\left[\int_o^{\pi/2} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta + \int_{\pi/2}^{\pi} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta\right]$$

ёки

$$S = \frac{1}{2}\left[I_1(\tau) + I_2(\tau)\right] \quad (3) \Rightarrow \quad I_1(\tau) + I_2 = 2S(\tau)$$

Демак, (2)-дан

$$\frac{1}{2}\frac{dI_1}{d\tau} = I_1 - S(\tau) \qquad (4)$$

Энди (8)-нинг биринчисини sin θ-га кўпайтириб $\int_{\pi/2}^{\pi} d\theta$ интеграллаймиз. Бу оралиқда $\overline{\cos\theta} = -\frac{1}{2}$ эканлигини ҳисобга олиб;

$$-\frac{1}{2}\frac{dI_2}{d\tau} = I_2 - S(\tau) \qquad (5)$$

(4)+(5)-дан

$$-\frac{1}{2}\left(\frac{dI_1}{d\tau} - \frac{dI_2}{d\tau}\right) = I_1 + I_2 - S(\tau) \qquad (6)$$

(3)-дан фойдаланиб

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dI_1}{d\tau} - \frac{dI_2}{d\tau}\right) = 0 \qquad (7)$$

ёки
$$\frac{1}{2}\frac{d}{d\tau} = (I_1 - I_2) = 0 \qquad (8)$$

Демак, $(I_1 - I_2)$=cons t

ёки $(I_1 - I_2)$=F (9)

Энди (4)-(5)-дан

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dI_1}{d\tau} + \frac{dI_2}{d\tau}\right) = I_1 - I_2 \qquad (10)$$

$$\frac{1}{2}\frac{d}{d\tau}(I_1 + I_2) = F$$

$$I_1 + I_2 = 2F\tau + C$$ (11), Бунда C= ?

Маълумки, $\tau = 0$ да $\theta \geq \frac{\pi}{2}$ да $I(o,\theta) = o$ ёки $I_2(o) = o$

Демак, $\tau = o$-да

$$\left.\begin{array}{l} I_1 - o = F \\ I_1 + o = 2F\cdot o + C \end{array}\right\} \Rightarrow \left.\begin{array}{l} I_1 = F \\ I_1 = C \end{array}\right\} \Rightarrow F = C$$

У ҳолда (11)-дан

$$I_1 + I_2 = 2F\tau + F \Rightarrow I_1 + I_2 = F(2\tau + 1)$$

(3)-га асосан

$$S(\tau) = \frac{1}{2}[I_1 + I_2] = \frac{1}{2}F(2\tau + 1) = F\left(\tau + \frac{1}{2}\right)$$

Шундай қилиб,

$$S = F\left(\tau + \frac{1}{2}\right) \qquad (12)$$

Лекин, F = ?

Маълумки,

$$H = 2\pi\int_0^{\pi} I\cos\theta\sin\theta d\theta = 2\pi\left[\int_0^{\pi/2} I\cos\theta\sin\theta d\theta - \int_{\pi/2}^{\pi} I\cos\theta\sin\theta d\theta\right] \approx$$

$$\approx 2\pi\left[\frac{1}{2}\int_0^{\pi/2} I\sin\theta d\theta - \frac{1}{2}\int_{\pi/2}^{\pi} I\sin\theta d\theta\right] = \pi\left[I_1 - I_2\right] = \pi F$$

Демак,
$$F = \frac{H}{\pi} \qquad (13)$$

Бунда H юлдузнинг бирлик юзасидан вақт бирлигида чиқаётган энергия миқдори, яъни нурланиш оқими .
Маълумки, ёрқинлик

$$L = 4\pi R^2 H \qquad \Rightarrow \qquad H = \frac{L}{4\pi R^4}$$

Демак,

$$F = \frac{L}{4\pi^2 R^4}$$

Шундай қилиб, ушбу усулда $S(\tau)$ (12) ифода билан аниқланади ва нур ўтказиш тенгламаси

$$\cos\theta\frac{dI(\tau,\theta)}{d\tau} = I(\tau,\theta) - F\left(\tau + \frac{1}{2}\right) \qquad (14)$$

кўринишга келади. Энди бу тенглама фақат $I(\tau,\theta)$-га нисбатан бўлиб, унда бошқа номаълумлар йўқ, ва уни осон ечиш мумкун.

2. Эддингтон усули

(8) тенгламалар системасининг 1-тенгламасини $2\pi\cdot\cos\theta\sin\theta$ - га кўпайтириб $\int_0^{\pi} d\theta$ интеграллаймиз.

Шунда
$$2\pi\frac{d}{d\tau}\int_0^{\pi} I(\tau,\theta)\cos^2\theta\sin\theta d\theta = 2\pi\int_0^{\pi} I(\tau,\theta)\cos\theta\sin\theta d\theta - 2\pi\int_0^{\pi} S(\tau)\cos\theta\sin\theta d\theta$$

Демак,

$$2\pi\frac{d}{d\tau}\int_0^{\pi} I(\tau,\theta)\cos^2\theta\sin\theta d\theta = H \qquad (15)$$

$$\overline{\cos^2\theta} \approx \frac{1}{3} \quad \Rightarrow \quad \int_0^{\pi} I(\tau,\theta)\cos^2\theta\sin^2\theta d\theta \approx \frac{1}{3}\int_0^{\pi} I(\tau,\theta)\sin^2\theta d\theta$$

У ҳолда (15)-дан

$$2\pi\frac{d}{d\tau}\int_0^{\pi} I(\tau,\theta)\sin\theta d\theta = H \qquad (16)$$

$$\frac{4\pi}{3}\frac{dS(\tau)}{d\tau} = H \qquad (17)$$

H=const эканлигини ҳисобга олиб ва (17)-ни интеграллаб ;

$$S(\tau) = \frac{3}{4\pi} H\tau + C \qquad (18)$$

Номаълум С-ни топиш учун чегаравий шартдан фойдаланамиз ;

$\tau = o$ -да $\theta \geq \frac{\pi}{2}$ -да $\Rightarrow$ $I(o,\theta) = o$

Демак бу холда

$$S(o) = \frac{1}{2}\int_o^{\pi/2} I(o,\theta)\sin\theta d\theta \qquad (19)$$

$$H = 2\pi\int_o^{\pi/2} I(o,\theta)\cos\theta\sin\theta d\theta \approx 2\pi\cdot\frac{1}{2}\int_o^{\pi/2} I(o,\theta)\sin\theta d\theta$$

ёки

$$H = \pi\int_o^{\pi/2} I(o,\theta)\sin\theta d\theta \qquad (20)$$

Шундай қилиб, $\tau = 0$ -да (18), (19) ва (20)-дан
$S(0) = 0 + C$ $\Rightarrow$ $S(0) = C$ иккинчи тамондан, (19),

$$S(0) = \frac{1}{2}\int_o^{\pi/2} I(0,\theta)\sin\theta d\theta$$

ёки (20)-ни ҳисобга олсак

$$S(0) = \frac{1}{2}\cdot\frac{H}{\pi} = \frac{H}{2\pi}.$$ Демак

$C = \frac{H}{2\pi}$. Буни (18)-га қўйиб,

$$S(\tau) = \frac{3}{4\pi}H\tau + \frac{H}{2\pi} = \frac{H}{\pi}\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right) = F\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right)$$

$$S(\tau) = F\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right) \qquad (21)$$

Буни (8)-нинг 1- тенгламасига қўйиш мумкин. Бу Эддингтон усули билан олинган ечим бўлади.

Синов саволлари.

1. *Шварцшильд-Шустер усулининг асоси нимада?*
2. *Эддингтон усулида манбалар функцияси нимага тенг бўлади?*

6 - мавзу. Термадинамик мувозанатда нурланиш майдони.

Мақсад: Термодинпмик мувозанат тушунчаси билан танишиш ва унинг учун нурланиш майдони характеристикаларини олиш.

Термодинамик мувозанат деганимиз муҳитнинг ҳар бир нуқтасида температура бир хил бўлиб, шунга мос ҳолда ҳар бир нуқтада нурланиш интенсивлиги бир хил бўлади. Демак, интенсивлик координатага боғлиқ бўлмайди ва шу сабабли (ҳамма нуқтада бир хил бўлганлиги учун) бундай муҳитда энергия узатилиши бўлмайди, яъни мухит ичида нурланиш оқими нольга тенг.

$I_\nu = const$ - координата ва йўналишга боғлиқ эмас.

Маълумки, $\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu$

Термодинамик мувозанатда $\frac{dI_\nu}{ds} = 0$. Демак

$$-\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu = 0 \quad \Rightarrow I_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} \qquad (1)$$

Ш.қ. термодинамик мувозанатда (ТДМ) интенсивлик нурланиш ва ютилиш коэфицентларининг нисбатига тенг бўлар экан. Бу- Кирхгоф қонунидир. Бу ҳолда интенсивлик учун қуйидаги формула олинган ;

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{\kappa T}} - 1} \qquad (2)$$

-Планк формуласи.

Энди нурланиш оқимини топишимиз керак. Фақат бу мухит ичидаги эмас, ундан ташқарига тарқалаётган нурланиш оқими бўлади.

Маълкмки,

$$H_\nu = \int I_\nu \cos\theta d\omega \quad \text{ёки}$$

$$H_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta .$$

Бундаги $I_\nu = const$ эканлиги ҳисобга олинса,

$$H_\nu = 2\pi \cdot I_\nu \cdot \frac{1}{2} = \pi I_\nu, \quad \text{ёки}$$

$$H_\nu(T) = \pi I_\nu(T) \qquad (3)$$

Энди ТДМ-да нурланиш зичлиги ρ_ν -ни топамиз.

Маълумки,

$$\rho_\nu = \frac{1}{c}\int I_\nu d\omega$$

Демак,

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} I_\nu \cdot 4\pi = \frac{4\pi}{c} I_\nu .$$

$$\rho_\nu = = \frac{4\pi}{c} I_\nu \qquad (4)$$

Бунга (2)-ни қўйсак,

$$\rho_\nu = \frac{8\pi ð\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{кT}} - 1} \qquad (5)$$

Энди унинг интеграл қийматини ҳисоблаймиз.

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu = \frac{8\pi ð\nu^3}{c^3}\int_0^\infty \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{кT}} - 1} d\nu$$

Белгилаш киритамиз: $\frac{h\nu}{кT} = x \quad \Rightarrow \quad \nu = \frac{кT}{h}x$

$$\rho = \frac{8\pi h}{c^3}\left(\frac{кT}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{8\pi h}{c^3}\left(\frac{кT}{h}\right)^4 \frac{\pi^4}{15} = \frac{8}{15}\frac{\pi^3 к^4}{c^3 h^3} T^4$$

Белгилаш киритамиз ; $\frac{8}{15}\frac{\pi^3 к^4}{c^3 h^3} = a$

У ҳолда $\rho = aT^4$ (6)

-Бу Стефан-Больцман қонунидир.

Иккинчи томондан $\rho = \frac{4\pi}{c}I$. Демак,

$$\frac{4\pi}{c}I = aT^4 \quad \Rightarrow \quad I = \frac{ac}{4\pi}T^4 = вT^4$$

$$I = вT^4 \qquad (7)$$

бу ерда $в = \frac{ac}{4\pi}$ - Стефан доимийси.

Энди H тўлиқ оқимни топамиз

$$H = \pi I = \pi \cdot \frac{ac}{4\pi}T^4 = \frac{ac}{4}T^4 = \sigma T^4$$

$H = \sigma T^4$ (8) - бу абсолют қора жисмдан чиқаётган нурланиш тўлиқ оқими, яъни ТДМ мавжуд муҳитдан чиқаётган нурланиш оқими.

Синов саволлари.

1. *Нима учун термодинамик мувозанатда энергия узатилиши бўлмайди?*
2. *Кирхгоф қонуни қандай ёзилади?*
3. *Планк формуласини ёзиб кўрсатинг.*

7 - мавзу. Қисман термодинамик мувозанат.

Мақсад: Қисман термодинамик мувозанат тушунчаси билан тинишиш ва температуранинг оптик қалинликка боғлиқлик формуласини олиш.

Фотосферада тўлиқ ТДМ мавжуд деб бўлмайди. Чунки у ерда интенсивлик чуқурлик ва йўналиш бўйича ўзгаради. Шунинг учун фақат қисман, яъни кичик бир ҳажмдагига ТДМ тўғрисидагина гапириш мумкин. Бу ҳажмда

$$B_\nu(T) = \frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{\kappa T}} - 1} \qquad (1)$$

Фараз қилайликки, $\alpha_\nu = \alpha$. Унда

$$\varepsilon_\nu = \alpha \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{\kappa T}} - 1} \qquad (2)$$

$$\varepsilon = \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \alpha \frac{ac}{4\pi} T^4 \qquad (3)$$

Маълумки, $\varepsilon = \alpha \cdot S \quad \Rightarrow \quad S(\tau) = \frac{ac}{4\pi} T^4 \qquad (4)$

Агар Эддингтон ечимидан фойдалансак

$S(\tau) = F\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right)$, у ҳолда

$\frac{ac}{4\pi}T^4 = F\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right)$ ёки

$$\frac{ac}{4}T^4 = \pi F\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right) \qquad (5)$$

Маълумки, $\frac{ac}{4}T^4$ - абсолют қора жисмдан чиқаётган нурланиш оқими,

πF - фотосферадаги нурланиш оқими.

Ёзиш мумкинки, $H = \pi F = \sigma T_e^4$, бунда $\sigma = в\pi = \frac{ac}{4}$.

(5)-дан

$$T^4 = T_e^4\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right) \qquad 6)$$

$\tau = 0$ - да $T_0^4 = \frac{1}{2}Te^4 \quad \Rightarrow \quad T_0^4 = \frac{1}{\sqrt[4]{2}}T_e^4$ юза температураси

ёки $T_0 = 0{,}841 T_e$. $T = T_e$ бўлиши учун $\tau = \frac{2}{3}$ бўлиши керак, яъни эффектив температура бу $\tau = \frac{2}{3}$ чуқурликдаги температура.

Синов саволлари.

1. *Қисман термодинамик мувозанатда нурланиш интенсивлиги нимага тенг?*
2. *Бу ҳолда манбалар функцияси қандай ёзилади?*
3. *Эффектив температура деганимиз нима?*

8 - мавзу. Температура ва зичликнинг чуқурликка боғлиқлиги

Мақсад: Фотосферада температура ва зичликнинг чуқурликка боғлиқлигини ўрганиш.

Олдинги параграфда $T = T(\tau)$ боғланиш олинган эди. Энди $T = T(r)$ боғланишни оламиз. Фараз қилайлик, фотосфера механик мувозанатда бўлсин. У ҳолда

$$dp = -g\rho dr \qquad (1)$$

Идеал газ ҳолат тенгламасидаги

$$p = \frac{R^*}{\mu}\rho T \qquad (2)$$

босим (1)-га қўйилса

$$\frac{R^*}{\mu}d(\rho T) = -g\rho dr \qquad (3)$$

Маълумки, Эддингтон моделида $T^4 = Te^4\left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right)$,

ва $d\tau = -\alpha dr$ ҳисобга олинса

$$dT^4 = -\frac{3}{4}T_e^4\alpha dr \qquad (4)$$

Маълумки, $\alpha = \xi\rho$, ξ=const. Энди (4)-ни (3)-га қўйиб,

$$d(\rho T) = \frac{4}{3}\frac{g\mu}{\xi R^*}\frac{dT^4}{Te^4} \qquad (5)$$

Бундан
$$\rho = \frac{4}{3}\frac{g\mu}{\xi R^*}\frac{T^4 - T_0^4}{Te^4 - T} \qquad (6)$$

T_0 - юза температураси.

$T^4 >> T_0^4$ ҳолини (чуқур қатламлар) қараб чиқамиз.

Унда
$$\rho = \frac{4}{3}\frac{g\mu}{\xi R^*}\frac{T^3}{Te^4} \qquad (7)$$

Буни (3)-га қўйиб,

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{g\mu}{4R^*} \qquad (8)$$

Қуёш учун ;

$$\left.\begin{array}{l} g = 2{,}7\cdot 10^4 \\ \mu = 1 \\ R^* = 8{,}3\cdot 10^7 \end{array}\right\} \Rightarrow \quad \frac{dT}{dr} = -10^{-4}\,К\,/\,см \quad \Rightarrow$$ Δ r=1км-да T=10K

Синов саволлари.

1. *Ушбу боғланишни ўрганиш учун қандай фараз қилинади?*
2. *Температура градиенти формуласи қайси модел учун олинган?*

9 - мавзу. Фотосферада нурланиш ва ютилиш. Ютилиш коэффицентининг частотога боғлиқлиги.

Мақсад: Нурланиш ва ютилиш, ионланиш ва рекомбинация тушунчалари билан танишиш. Ютилиш коэффициенти учун формулани келтириб чиқариш.

Атомда дискрет энергетик сатҳлар бўлиб, унинг нурланиши ва нур ютиши шу сатҳлар орасидаги ўтишлар билан боғликдир.

Агар E < 0 бўлса, электрон атом билан боғланган. Агар E > 0 бўлса, электрон эркин. Атом ёруғликни ютиш натижасида пастки сатҳдан юқорисига ўтади. Аксинча, юқори сатҳдан пасткисига ўтишда атом нурланади. Агар к $\to$ і ўтиш рўй берса,

$$h\nu_{ki} = E_k - E_i \qquad (1)$$

энергия нурланади.

Электронниг боғлиқ (E < 0) ҳолатидан эркин (E > 0) ҳолига ўтиши <u>ионланиш</u> дейилади. Агар бу ходиса ёруғликни ютиш натижасилда рўй берса, у <u>фотоионланиш</u> дейилади. і-сатҳини ионлаши учун керак бўладиган энергия миқдори χ_i билан белгиланади ва у ионланиш потенциали дейилади. Агар ютилган энергия миқдори $h\nu_{ki} \geq \chi_i$ бўлса,

$$h\nu = \chi_i + \frac{1}{2} m \vartheta^2 \qquad (2)$$

тенглик бажарилади, бунда $\frac{1}{2} m \vartheta^2$ - ажралиб чиққан электроннинг энергияси, Водород учун 1-сатҳ ионлаш потенциали $\chi_i = 13{,}6$ эв, і-сатҳ учун эса

$$\chi_i = \frac{\chi_1}{i^2} \qquad (3)$$

Ионланишга тескари жараён, яъни эркин электронни атомнинг қўшиб олиши <u>рекомбинация</u> дейилади. Умуман ютилиш билан боғлиқ ўтишларни 3-та синфга ажратиш мумкин :

1) боғлиқ-боғлиқ ўтишлар (масалан і$\to$ к ўтишлар):

2) боғлиқ-эркин ўтишлар (масалан і$\to$ ∞ ўтишлар):

3) эркин-эркин ўтишлар .

Ютилиш коэффицентини 2 қисмдан иборат деб қараш мумкин ;

$$\alpha_\nu = \alpha'_\nu + \alpha''_\nu \qquad (4)$$

α'_ν -боғлиқ-боғлиқ ўтишлар ютилиш коэффиценти,

α''_ν -эркин-эркин ўтишлар ютилиш коэффиценти,

α'_ν -ни қуйидагича топиш мумкин;

$$\alpha'_\nu = \sum_{i=i_0}^{\infty} k_{k\nu} n_i \qquad (5)$$

бунда. $k_{k\nu}$ - і-сатҳдаги 1 атом учун ν -частотадан ютилиш коэффиценти,

n_i -і-сатҳдаги атомлар концентрацияси.

Исботсиз, $k_{i\nu} = \frac{2^6 \pi^4 m e^{10}}{3\sqrt{3} c h^6 i^3 \nu^3} g_{i\nu}$ $\qquad g_{i\nu} \approx 1$ -Гаунт кўпайтувчиси.

$\chi_1 = \dfrac{2\pi^2 m e^4}{h^2}$ водород учун $\chi_1 = 13{,}6$ эв.

n_i -ни топиш учун атомларнинг энергетик сатҳлари бўйича тақсимотини ифодаловчи Больцман формуласидан фойдаланамиз ;

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{\frac{\chi_1 - \chi_i}{kT}} \qquad (6)$$

n_i ва n_1 - і-чи ва 1- сатҳдаги атомлар концентрацияси;

g_i ва g_1 - і-чи ва 1- сатҳларнинг статистик оғирликлари дейилади.

Т- биз қараётган муҳит температураси.

к-Больцман доимийси.

(6)-дан n_i -ни топиб (5)-га қўйишимиз мумкин. Агар муҳитда ионланишлар ҳам мавжуд бўлса, бу флормулага яъна Саҳа формуласини қўшишимиз керак:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = 2\frac{g^+}{g_1} \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_i}{kT}} \qquad (7)$$

Бунда,

n_e -муҳитдаги электронлар концентрацияси,

n^+ - муҳитдаги ионлар концентрацияси,

n_1 -1-сатҳдаги (асосий сатҳ) нейтрал атомлар концентрацияси,

g^+ , g_1 -ионлар ва нейтрал атомлар учун статистик оғирликлар,

(6) ва (7)- дан n_1 -ни топамиз ;

$$n_i = n_e n^+ \frac{g_i}{g^+} \frac{h^3}{2(2\pi m kT)^{3/2}} e^{-\frac{\chi_i}{kT}} \qquad (8)$$

Буни (5)-га қўйсак,

$$\alpha'_\nu = n_e n^+ \frac{2^5 \pi^2 e^6}{3\sqrt{3}ch} \frac{\chi_1}{(2\pi m kT)^{3/2}} \frac{1}{\nu^3} \sum_{i=i_0}^{\infty} \frac{g_{i\nu}}{i_3} e^{-\frac{\chi_i}{kT}} \qquad (9)$$

Агар

$\nu \geq \nu_L$ бўлса $i_0 = 1$

$\nu_B \leq \nu < \nu_L$ бўлса $i_0 = 2$

$\nu_p \leq \nu < \nu_B$ бўлса $i_0 = 3$ ва ҳакозо

Бунда ν_L -Лайман чегараси.

Агар бирон сатҳдан 1-сатҳга ўтилса $\Rightarrow$ Лайман сериясида чизиқлар ҳосил бўлади.

Агар $\infty \to 1$ ўтилса L_c чизиқ (Лайман континууми) ҳосил бўлади, $\lambda_{4c} = 912 A^o$

Агар, бирон сатҳдан 2-га ўтилса Больмер,

Агар, бирон сатҳдан 3-га ўтилса Пашен сериялари ҳосил бўлади.

α''_ν эса қуйидагича аниқланади ;

$$\alpha''_\nu = n_e n^+ \frac{2^4 \pi^2 e^6 kT}{3\sqrt{3}ch(2\pi m kT)^{3/2}} \frac{1}{\nu^3} g\nu \qquad (10)$$

(9), (10) $\to$ (4)- га қўйилса

$$\alpha_\nu = n_e n^+ \frac{2^4 \pi^2 e^6 kT}{3\sqrt{3}ch(2\pi m kT)^{3/2}} \left[2\frac{\chi_1}{kT} \sum_{i=i_0} \frac{g_{i\nu}}{i_3} e^{\frac{\chi_i}{kT}} + g_\nu \right] \frac{1}{\nu^3} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) \qquad (11)$$

Бу ифодадаги охирги қавс тескари ютилишни ҳисобга олади,-ютилиш коэффиценти камайишини кўрсатади. Ютилиш коэффицентининг частотага боғлиқлик графиги аррасимон кўринишда бўлади. Бундай бўлишига сабаб - i_0-нинг ҳар хил частотада ҳар хил қийматга эга эканлигида.

Синов саволлари.

1. *Қайси ҳолда атом нурланади, қачон нур ютади?*
2. *Ионланиш ва рекомбинацияни тушунтиринг.*
3. *Лайман континууми нима?*

II БОБ. ЮЛДУЗЛАР АТМОСФЕРАСИ

10 - мавзу. Атом ўтишларининг эҳтимоллиги.

Мақсад: Атомларнинг энергетик сатҳлари орасидаги ўтишларни характерловчи катталиклар билан танишиш.

Атом ўтишларнинг эҳтимоллигини характерловчи катталиклар билан танишамиз.

$k \to i$ ўтишлар сони нимага тенг? У к-сатҳдаги атомлар концентрацияси n_k ва dt вақт t интервалига боғлиқ бўлади, аникроғи бу ўтишлар сони

$$n_k A_{ki} dt \qquad (1)$$

-га тенг. Бунда A_{ki} -Эйнштейн спонтан ўтишлар коэффиценти, Энди ютилиш билан боғлиқ бўлган $i \to k$ ўтишлар сонини аниқлаймиз. У шу муҳитда $i \to k$ ўтишдаги ν_{ik} частотаси нурланиш зичлиги ρ_{ik}-га пропорционал бўлади. Шунинг учун бундай ўтишлар сони

$$n_i \rho_{ik} B_{ik}\ dt \qquad (2)$$

-га тенг. Тескари ютилишлар сони эса

$$n_k \rho_k B_{ki} dt \qquad (3)$$

-га тенг. B_{ik} ва B_{ki} Эйнштейн мажбурий ўтишлар коэффицентлари дейилади. Энди муҳитда ТДМ мавжуд деб фараз қилайлик. Демак $k \to i$ ва $i \to k$ ўтишлар сони ўзаро тенг бўлади.

Вақт бирлигида ($dt = 1$)

$$n_k A_{ki} + n_k \rho_{ik} B_{ki} = n_i \rho_{ik} B_{ik} \qquad (4)$$

тенглик бажарилади. Бундан

$$n_k A_{ki} = n_i \rho_{ik} B_{ik} - n_k \rho_{ik} B_{ki} \qquad (5)$$

$$\rho_{ik} = \frac{n_k A_{ki}}{n_i B_{ik} - n_k B_{ki}} = \frac{\frac{n_k A_{ki}}{n_k B_{ki}}}{\frac{n_i B_{ik}}{n_k B_{ki}} - 1} = \frac{A_{ki}}{B_{ki}} \frac{1}{\frac{n_i}{n_k}\frac{B_{ik}}{B_{ki}} - 1} \qquad (6)$$

Маълумки Больцман формуласи :

$$\frac{n_k}{n_i}=\frac{g_k}{g_i}e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}} \quad \text{ёки} \quad \frac{n_i}{n_k}=\frac{g_i}{g_k}e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}} \qquad (7)$$

Буни (6)-га қўямиз ;

$$\rho_{ik}=\frac{A_{ki}}{B_{ki}}\frac{1}{\frac{g_i}{g_k}\frac{B_{ik}}{B_{ki}}e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}}-1} \qquad (8)$$

Маьлумки, ТДМ-да

$$\rho_{\nu ik}=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}}-1} \qquad (9)$$

Демак, (8)=(9)-дан ;

$$\frac{A_{ki}}{B_{ki}}=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \qquad (10)$$

$$\frac{1}{\frac{g_i}{g_k}\frac{B_{ik}}{B_{ki}}e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}}-1}=\frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}}-1} \quad \Rightarrow \quad \frac{g_i}{g_k}\frac{B_{ik}}{B_{ki}}=1 \quad \text{ёки}$$

$$\frac{g_i}{g_k}=\frac{B_{ki}}{B_{ik}} \qquad (11)$$

Эйнштейн коэффицентлари орасидаги муносабатларни топдик, Спонтан ўтишларда ва тескари ютилишларда юқори сатҳдан пасткисига ўтилади ва нурланиш рўй беради. Унда уларнинг бир-биридан фарқи нимада?

1. Спонтон ўтишларда нурланиш атомдан ҳамма йўналишда бир хил тарқалади.
2. Тескари ютилишда эса нурланиш атомга келиб тушган фотоннинг тарқалиш йўналишида рўй беради.

Тескари ютилиш пастдан юқорига $i \to k$ ўтишлар сонида (нур ютиш билан боғлиқ ўтишларда) қандай ҳисобга олинади.

Юқорида кўрганимиздек

$$n_i B_{ik}\rho_{ik} - n_k B_{ki}\rho_{ik} = n_i B_{ik}\rho_{ik}\left(1-\frac{n_k}{n_i}\frac{B_{ki}}{B_{ik}}\right)$$

(11)-дан фойдаланиб бу ифоданинг ўнг томони қуйидагича бўлади ;

$$n_i B_{ik}\rho_{ik}\left(1-\frac{n_k}{n_i}\frac{g_i}{g_k}\right)$$

ТДМ мавжуд бўлганда Больцман формуласидан фойдаланиб

$$\frac{n_k}{n_i}=\frac{g_k}{g_i}e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}$$

$$n_i B_{ik} \rho_{ik} \left(1 - e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}\right)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бунда қовус $i \to k$ ўтишларда тескари ютилишни ҳисобга олади.

Энди эса атом уйғонган к-сатҳда қанча вақт бўлишини аниқлаймиз.

$$\bar{t}_k = \int t \frac{dn_k}{n_k(0)} \qquad (12)$$

бунда $n_k(0)$ - t=0 вақт моментида к-сатҳдаги атомлар концентрацияси. Маьлумки,

$$dn_{ki} = -n_k A_{ki}\, dt \qquad (13)$$

Демак,
$$dn_k = -n_k \sum_{i=1}^{k-1} A_{ki}\, dt \qquad (14)$$

Белгилаш, $\sum_{i=1}^{k-1} A_{ki} = \gamma_k$. Унда (14)-дан

$$\frac{dn_k}{n_k} = -\gamma_k\, dt \quad \Rightarrow \quad \ln n_k(t) = -\gamma_k t + const$$

$$n_k(t) = n_k(0) e^{-\gamma_k t} \qquad (15)$$

У холда

$$\bar{t}_k = \int_0^\infty t \frac{n_k(t)\gamma_k dt}{n_k(0)} \qquad (16)$$

ёки

$$\bar{t}_k = \int_0^\infty t\, e^{-\gamma_k t}\, \gamma_k dt \qquad (17)$$

Агар белгилаш киритсак ; $\gamma_k dt = x$, у ҳолда

$$\bar{t}_k = \frac{1}{\gamma_k} \int_0^\infty x e^{-x}\, dx = \frac{1}{\gamma_k} \qquad (18)$$

$\bar{t}_k \approx 10^{-7}$ сек атрофида бўлади. Тақиқланган ўтишларда $\bar{t}_k \sim$ бир неча соат атрофида бўлади ва бундай ҳолатлар метастабил ҳолатлар дейилади.

Синов саволлари.

1. *dt вақт ичидаги $k \to i$ ўтишлар сони нимага тенг?*
2. *dt вақт ичида $i \to k$ мажбурий ўтишлар сони нимага тенг?*
3. *Тескари ютилишлар нима?*

11 - мавзу. Тўқнашишлар эҳтимоллиги.

Мақсад: Атомларнинг ўзаро ва электронлар билан тўқнашишларини характерловчи катталиклар билан танишиш.

Олдинги парагрфда атом ўтишларининг эҳтимоллиги масаласини қараган эдик. Энди атомларнинг ўзаро ва электронлар билан тўқнашаишлари билан боғлиқ катталиклар билан танишамиз. Тўқнашишлар натижасида ҳам атом бир сатҳдан бошқасига ўтиши мумкин.

$i \to k$ ўтишлари I-турдаги зарбалар,
$k \to i$ ўтишлари билан боғлиқ тўқнашишлар II-турдаги зарбалар дейилади. I-ҳолда атомга келиб урилган заррача ўз энергиясини йўқотади. II-ҳолда эса $E_k - E_i$ энергия ўша заррачага берилади.

Ўтиш коэфицентларини киритамиз:

$n_i b_{ik} dt$ - I-тур зарбалари сони,

$n_i a_{ki} dt$ - II-тур зарбалари сони, бунда b_{ik} ва a_{ki}-тўқнашишлар эҳтимолликлари. Уларнинг орасидаги муносабатни топамиз.

Фараз: ТДМ мавжуд. Демак, $n_i b_{ik} = n_k a_{ki}$ бўлиши керак.

Маълумки,
$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}$$

Демак,
$$b_{ik} = a_{ki} \frac{g_k}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}$$

Энди тўқнашишлар характеристикаси сифатида σ_{ik} тўқнашишлар кўндаланг кесимини кўриб чиқамиз ва унинг b_{ik} ва a_{ki} катталиклар билан муносабатини топамиз. Атом тезлиги v бўлсин. Агар dt вақт ичида заррача ушбу цилиндир ичига тушса, тўқнашиш рўй беради. Электронлар концентрацияси n_e бўлсин. dt вақт ичидаги тўқнашишлар сони:

$$n_i n_e \sigma_{ik} v \, dt = n_i b_{ik} \, dt$$

Бунда
$$b_{ik} = n_e \sigma_{ik} v$$

Шу сингари
$$a_{ki} = n_e \sigma_{ki} v$$

Демак,
$$\sigma_{ik} = \sigma_{ki} \frac{g_k}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}$$

<u>Мисол.</u> 1-чи ва 2-сатҳларни кўрамиз. Қуйидаги 2-та ҳолдан бири юз бериши мумкин:

1) $n_2 A_{21}$-спонтан $2 \to 1$ ўтишлар сони

2) $n_2 a_{21}$ - II-тур зарбалар сони.

Агар заррачалар зичлиги катта бўлса, 2-чиси, йўқса 1-чиси рўй беради. Агар туқнашишлар сони $n_2 n_e \sigma_{21} v >> n_2 A_{21}$, ёки $n_e \sigma_{21} v >> A_{21}$ бўлса, тўқнашишлар нурланишни сўндиради дейилади. Бу тенгсизликдан

$$n_e >> \frac{A_{21}}{\sigma_{21} v} \quad \text{келиб чиқади.}$$

$2 \to 1$ ўтишга мос келган L_α чизиғи учун $A_{21} = 4{,}67 \cdot 10^8$

$\sigma_{21} \approx 10^{-16}$ см^2 $\qquad v = \sqrt{2kT/m}$

$$\left.\begin{array}{l} k = 1{,}38 \cdot 10^{-16} \\ m = 9{,}1 \cdot 10^{-28} \\ T \approx 10^4 \text{ K} \end{array}\right\} \quad v = 10^8 \text{ см/сек} \quad \Rightarrow \quad n_e >> \frac{10^9}{10^{-16} \cdot 10^8} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$$

Мана шундай электрон зичлиги бўлса, тўқнашишлар нурланишни сўндиради.

Синов саволлари.

1. *I ва II турдаги зарбалар нима?*
2. *Қандай фараз асосида ушбу боғланишлар олинган?*

12 - мавзу. Қисман термодинамик мувозанатда ютилиш чизиқлари

Мақсад: Қисман термодинамик мувозанат ҳолида ютилиш чизиқларини профилини ҳисоблаш.

1. Асосий формулалар. Қисман термодинамик мувозанатда ҳосил бўладиган ютилиш чизиғининг профилини аниқлаш билан шуғулланамиз.

Белгилаш:

σ_ν - ютилиш чизиғидаги ютилиш коэфиценти,

ε_ν -ютилиш чизиғидаги нурланиш коэфиценти,

α_ν -узлуксиз спектрдаги ютилиш коэфиценти,

ε_ν^0 -узлуксиз спектрдаги нурланиш коэфиценти

I_ν -ютилиш чизиғидаги нурланиш коэфиценти

I_ν^0 -узлуксиз спектрдаги нурланиш коэфиценти.

Қисман термадинамик мувозанатдаги нурланиш интенсивлиги

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \qquad (1)$$

$B_\nu(T) = = \frac{\varepsilon_\nu^0}{\alpha_\nu}$ (2) $\Rightarrow$ $\varepsilon_\nu^0 = \alpha_\nu B_\nu(T)$ (3)-Узлуксиз спектир учун.

$\varepsilon_\nu = \sigma_\nu B_\nu(T)$ (4) - Ютилиш чизиғи учун. Чизиқ учун нур ўтказиш тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\cos\theta\frac{dI_\nu}{dr} = -(\sigma_\nu + \alpha_\nu)I_\nu + \varepsilon_\nu^0 + \varepsilon_\nu \qquad (5)$$

$$dt_\nu = \int_0^\infty(\sigma_\nu + \alpha_\nu)dr$$

$$t_\nu = \int_0^\infty(\sigma_\nu + \alpha_\nu)dr \qquad (6)$$ - чизиқ учун оптик қалинлик

(3), (4) $\rightarrow$ (5)-га қуямиз;

$$\cos\theta\frac{dI_\nu}{dr} = -(\sigma_\nu + \alpha_\nu)I_\nu + (\sigma_\nu + \alpha_\nu)B_\nu(T) \qquad (7)$$

ёки

$$\cos\theta\frac{dI_\nu}{dr} = -(\sigma_\nu + \alpha_\nu)(I_\nu - B_\nu)$$

Бундан (6)-ни ҳисобга олиб,

$$\cos\theta\frac{dI_\nu(t_\nu,\theta)}{dt_\nu} = I_\nu(t_\nu,\theta) - B_\nu(T) \qquad (8)$$

Бу тенгламанинг $t_\nu = 0$ -даги ечими қуйидагича бўлади;

$$I_\nu(0,\theta)=\int_0^\infty B_\nu(T)e^{-t\sec\theta}\sec\theta\,dt_\nu \tag{9}$$

Бу-юлдуз юзасидан чизиқда θ бурчак остида чиқаётган нурланиш интенсивлиги.

$$I_\nu^0(0,\theta)=\int_0^\infty B_\nu(T)\ e^{-\tau\sec\theta}\sec\theta\,d \tag{10}$$

Бу-юлдуз юзасидан узлуксиз спектрда чиқаётган нурланиш интенсивлиги.

<u>Таъриф.</u> **Ютилиш чизиғининг профили деганимиз, бу чизиқ ичида нурланиш интенсивлиги ёки нурланиш оқимининг частотага боғлиқлик графиги.**
Математик жиҳатдан график деганда қуйидаги ифода тушинилади;

$$r_\nu=\frac{I_\nu(0,\theta)}{I_\nu^0(0,\theta)} \tag{11}$$

ёки

$$r_\nu=\frac{H_\nu}{H_\nu^0} \qquad 12)$$

Ютилаётган энергия миқдорини характерлаш учун ютилиш чизиғининг эквивамент кенглиги (W) деган тушунча киритилади.

$$H_\nu^0\,W=\int_0^\infty\left(H_\nu^0-H_\nu\right)d\nu \tag{13}$$

Бу ердан $W=\int_0^\infty \frac{H_\nu^0-H_\nu}{H_\nu^0}d\nu=\int_0^\infty\left(1-\frac{H_\nu}{H_\nu^0}\right)d\nu=\int_0^\infty(1-r_\nu)d\nu$

Шундай қилиб: $$W=\int_0^\infty(1-r_\nu)d\nu \tag{14}$$

Кейинги пунктда r_ν -ни ҳар хил частоталарда ҳисоблаш формуласини оламиз.

<u>2. Ютилиш чизиғининг профилини аниқлаш.</u>

Маълумки, Планк формуласи B_ν (T) қуйидаги кўринишда:

$$B_\nu(T)=\frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1} \tag{15}$$

Ушбу функцияни T бўйича τ_0=0 нуқтада қаторга ёямиз ва 2-чи ва ундан юқори тартибдаги ҳадларни ташлаб юборамиз. У ҳолда;

$$B_\nu(T)=B_\nu(T_0)+\frac{dB_\nu(T)}{dT}\frac{dT}{d\tau}\tau+\ldots \tag{16}$$

Белгилаш; $$\rho_\nu=\frac{1}{B_\nu(T)}\left[\frac{dB_\nu(T)}{dT}\frac{dT}{d\tau}\right] \tag{17}$$

Демак, $$B_\nu(T)=B_\nu(T_0)\left[1+\beta_\nu\tau+\ldots\right] \tag{18}$$

T_0 -юлдуз юзасидаги температура. Эддингтон модели бйича

$$T^4=Te^4\left(\frac{3}{4}\tau+\frac{1}{2}\right) \tag{19}$$

(15), (19) ва (17)-ни ҳисобга олиб B_ν (T)-ни, демак, (9), (10) бўйича интенсивликларни ҳисоблаш мумкин.

$$\rho_\nu = \frac{3}{8}\frac{h\nu}{kT_0}\frac{1}{1-e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}}$$

Фараз қилайлик; $$\tau = \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_\nu}\tau_\nu \qquad (20)$$

Яъни $\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_\nu}$ τ -га боғлиқ эмас.

$$B_\nu(T) = B_\nu(T_0)\left(1+\beta_\nu\frac{\bar{\alpha}_\nu}{\alpha_\nu}\tau_\nu\right) \qquad (21)$$

<u>Яна фараз:</u> $\frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu}$ нисбат τ -га боғлиқ эмас,

Унда
$$\left.\begin{aligned} t_\nu &= \int_r^\infty(\sigma_\nu+\alpha_\nu)dr \\ \tau_\nu &= \int_r^\infty \alpha_\nu dr \end{aligned}\right\} \Rightarrow \quad t_\nu = \int_r^\infty \sigma_\nu dr + \tau_\nu$$

$$\int_r^\infty \sigma_\nu dr = \int_r^\infty \frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu}\alpha_\nu dr = \frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu}\int_r^\infty \alpha_\nu dr = \frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu}\tau_\nu$$

$$t_\nu = \left(\frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu}+1\right)\tau_\nu \qquad (22) \Rightarrow \tau_\nu$$

$$\tau_\nu = \frac{\alpha_\nu}{\sigma_\nu+\alpha_\nu}t_\nu \qquad (23)$$

Буни (21)-га қўямиз

$$B_\nu(T) = B_\nu(T_0)\left(1+\beta_\nu\frac{\bar{\alpha}_\nu}{\sigma_\nu+\alpha_\nu}t_\nu\right) \qquad (24)$$

Энди (21)-ни (10)-га, (24)-ни (9)-га қўйиб, (11) ифодадан чизиқ профили учун ифодани оламиз;

$$r_\nu(0) = \frac{1+\beta_\nu\frac{\bar{\alpha}_\nu}{\sigma_\nu+\alpha_\nu}\cos\theta}{1+\beta_\nu\frac{\bar{\alpha}_\nu}{\alpha_\nu}\cos\theta} \qquad (25)$$

Агар T=const бўлса, демак $\frac{dT}{d\tau}=0$ бўлса, у ҳолда β_ν =0 бўлади. Демак, (25)-дан $r_\nu(\theta)$ =1, яъни ютилиш йўқ.

Синов саволлари.

1. *Чизиқ учун нур ўтказиш тенгламаси қандай ёзилади?*
2. *Чизиқдаги нурланиш интенсивлиги нимага тенг?*
3. *Ютилиш чизиғининг эквивалент кенглиги нима?*

III БОБ. ГАЗ ТУМАНЛИКЛАРИ

13 - мавзу. Туманликларнинг нурланиш механизмлари.

Мақсад: Туманликнинг нурланиш механизми, дилюция коэффициенти ва ундаги температурани ўрганиш.

Туманликлар 2-га бўлинади; газ ва чанг туманликлар. Газ туманликлар ҳам шаклига қараб 2-га бўлинади; планетар ва диффузион туманликлар.

Газ туманликлар асосан жуда иссиқ юлдузлар атрофида кузатилади. У ердаги температура (аниқроғи юлдуз температураси) 20 минг К ва ундан юқори бўлади. Юлдузлари эса А ва В спектрал синфларга тегишли бўлади. Газ туманликлар юлдузлардан келаётган юқори частотали нурларни ютади (ультрабинафша ва ундан қисқа тўлқин узунликдаги) ва бу нурларни оптик диапозонда қайта нурлайди. Газ туманликларда модда зичлиги кам бўлиб, унинг спектрида эмиссион чизиқлар кўринади. Шу жумладан тақиқланган чизиқлар ҳам кўринади. Масалан, 2 карра ионлашган кислороднинг $\lambda = 5006\ \overset{0}{A}$ ва $\lambda = 4959\,\overset{0}{A}$ тўлқин узунликдаги N_1 ва N_2 чизиқлари.

Энди туманликдаги нурланиш зичлиги ва температурани топайлик. Туманлик ўртасидаги юлдуз нурланишини абсолют қора жисм нурланиши деб фараз қиламиз. Юлдуз юзасидаги нурланиш зичлиги;

$$\rho_\nu^* = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1} \qquad (1)$$

Тумандаги, юлдуз марказидан r масофадаги нуқтада

$$\rho_\nu = W\rho_\nu^* \qquad (2)$$

W - дилюция коэффициенти.

$W = \dfrac{\Omega}{4\pi}$, бунда

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \sin\theta d\theta = 2\pi(1 - \cos\theta_0) \qquad (3)$$

$$\frac{r^*}{r} = \sin\theta_0 \quad \Rightarrow \quad \cos\theta_0 = \sqrt{1 - \sin^2\theta_0} = \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2} \qquad (4)$$

$$W = \frac{2\pi}{4\pi}\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2}\right) = \frac{1}{2}\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2}\right) \qquad (5)$$

$r >> r_*$ бўлгани учун

$$W = \frac{1}{4}\left(\frac{r_*}{r}\right)^2 \qquad (6)$$

бўлади.

Агар $r_* \approx 10^{10}$ см, $r \approx 10^{17}$ см бўлса, $W \approx 10^{-14}$ бўлади. Стефан-Больцман қонунига асосан $\rho = aT^4$ Демак, туманликнинг қаралаётган нуқтасидаги температура

$$T = W^{1/4} T_* \qquad (7)$$

$T_* \approx 10^4$ K $\Rightarrow$ $T_* \approx 10$ K. Шундай қилиб туманликдаги нурланиш частота бўйича тақсимоти юлдуздаги каби, лекин паст температурада.

Синов саволлари.

1. Газ туманлик қандай нурланади?
2. Дилюция коэффициенти нима?

<u>*14 - мавзу*</u>. Юлдуз температурасини водород чизиқлари бўйича аниқлаш. (Занстр усули)

<u>***Мақсад:***</u> Юлдуз температурасини аниқлаш усули билан танишиш.

Маълумки, туманлик лайман частоталаридаги нурланишларни ютиб Больмер серияларида нурланади. Бундай частоталарда $\tau >> 1$ ва шунинг учун нурланиш тўлиқ ютилади. Аникроғи, нурланиш лайман частоталарининг юқори чегарасидан ҳам катта частоталарда рўй беради. Бунда ютилган ҳар бир L_c квантга қайта нурланган камида 1 та Бальмер сериясидаги квант ва камида 1 та L_α квант тўғри келади.

Агар белгилаш киритсак;

$N_{ва}$ -Больмер сериясидаги квантлар сони.

N^*_{Lc} - L_c квантлар сони,

демак, $N^*_{Lc} = N_{ва}$ бўлиши керак.

Агар I^*_ν -юлдуздан чиқаётган нурланиш интенсивлиги бўлса, $[\nu; \nu + d\nu]$ интервалдаги L_c квантлар сони;

$$4\pi\ r_*^2 \frac{\pi I^*_\nu}{h\nu} d\nu$$ r_* -юлдуз радиуси,

L_c квантларнинг тўлиқ сони

$$N^*_{Lc} = 4\pi\ r_*^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi I^*_\nu}{h\nu} d\nu \qquad (1)$$

Бальмер квантларининг сони эса

$$N_{ва} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{E_i}{h\nu_i} \qquad (2)$$

бунда E_i -туманлик нурланишидаги і- номерли бальмер чизиғидаги тўлиқ энергия.

Қуйидаги белгилашларни киритамиз:

1) E^*_i - і-Бальмер чизиғи частотасига яқин частотада <u>юлдуздан</u> келаётган нурланиш энергияси.

2) $A_i = \dfrac{E_i}{\nu_i E^*_i}$ (3) - кузатувдан топиш мумкин бўлган катталик.

Тушунарлики, $$E^*_i = 4\pi r_*^2 \pi I^*_{\nu i} \qquad (4)$$

У ҳолда $$N_{ва} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i \nu_i E^*_i}{h\nu_i} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{4\pi r_*^2 A_i \nu_i \pi I^*_{\nu i}}{h\nu_i} 4\pi r_*^2 \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{\pi I^*_{\nu i}}{h} \qquad (5)$$

Шундай қилиб, $N_{Lc} = N_{ва}$ - дан (1)=(5);

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu^*}{\nu} d\nu = \sum_{i=1}^{\infty} A_i I_{\nu i}^* \qquad (6)$$

Фараз қилайликки:
$$I_\nu^* = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \qquad (7)$$

Буни (6)-га қўйсак;
$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{\nu_i^3}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}} - 1} \qquad (8)$$

Белгилаш киритсак;
$$\frac{h\nu}{kT_*} = x, \quad \frac{h\nu_i}{kT_*} = x_i, \quad \frac{h\nu_0}{kT_*} = x_0 \qquad (9)$$

У ҳолда
$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} \qquad (10)$$

(10)-дан фойдаланиб T_* қандай топилади? Унинг чап тамони ҳар ҳил Т-ларда ҳисобланади. Худди шундай ўнг тамони ҳам ҳисобланади. Маълум бир Т=T_* қийматда (10) тенглик бажарилади. Шу температура юлдуз температураси бўлади.

Синов саволлари.

1. *Ушбу усул қандай фаразга асосланади?*
2. *L_c квантлар сони нимага тенг?*
3. E_i^* - *катталик нимани англатади?*

***<u>15 - мавзу</u>*. Атомлар ионланиши. Рекомбинациялар сони.**

<u>Мақсад:</u> Атомларнинг ионланиш ва рекомбинациялар сонини аниқлаш.

Туманликларнинг қайноқ қисмларида атомлар ионланиши рўй беради. Лекин унга тескари жараён-рекомбинация ҳам рўй беради. 1 см^3-даги, 1 секундда рекомбинациялар сонини аниқлаймиз.

Маълумки,

1) n^+ ва n_e -1см^3-даги ионлар ва электронлар сони;
2) $f(v)dv$ -тезлиги $[v; v + dv]$ интервалда бўлган электронлар улуши;
3) $\beta_i(v)$- тезлиги v бўлган электроннинг i-сатҳга қўшиб олиниш эффиктив кўндаланг кесими. Бу ҳолда 1 см^3 ҳажмда 1 секундда тезлиги $[v; v + dv]$ интервалда бўлган электронларнинг i-сатҳга қўшиб олишлар (рекомбинациялар) сони қуйидагича бўлади;

$$n^+ n_e \beta_i(v) f(v) v dv \qquad (1)$$

1 см^3-да 1 секунддаги i-сатҳга рекомбинациялар тўлиқ сони эса қуйидагига тенг;

$$n^+ n_e \int_0^{\infty} \beta_i(v) f(v) v dv \qquad (2)$$

ёки $n^{+} n_e C_i(Te)$ бунда,

$$C_i(Te)=\int_0^{\infty}\beta_i(v)\,f(v)\,v\,dv \qquad (3)$$

-рекомбинация коэффиценти.

Фараз қилайлик, ТДМ ўрнатилган бўлсин. Унда: $[\nu:\ \nu+d\nu]$ интервалдаги квантларни ютиш натижасида i-сатҳдан рўй берадиган ионлашишлар сони шу i-сатҳга тезлиги $[v;\ v+dv]$ интервалда бўлган электронларнинг рекомбинациялари сонига тенг бўлади.

Бунда

$$h\nu=\frac{1}{2}mv^2+\chi_i \qquad (4)$$

Бундай ионланишлар сони:

$$n_i k_{i\nu}\left(1-e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right)\frac{c\rho_\nu}{h\nu}d\nu \qquad (5)$$

Шундай қилиб;

$$n_e n^{+}\beta_i(Te)\,f(v)\,v\,dv=n_i k_{i\nu}\left(1-e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right)\frac{c\rho_\nu}{h\nu}d\nu \qquad (6)$$

Бундан $\beta\cdot f\cdot v\,dv$ -ни топиб, (3)-га қўямиз. Бундан ташқари Саха формуласидан, ρ_ν учун Планк ифодаси ва $f(v)$ учун Максвелл

$$f(v)=\frac{4\pi m^3}{(2\pi m kT_e)^{3/2}}e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}}v^2 \qquad (7)$$

формуласидан фойдаланиб,

$$C_i(T_e)=\frac{g_i}{g_+}\frac{h^2}{c^2m^2}\int_0^{\infty}\frac{\nu^2}{v}k_{i\nu}f(v)\,dv \qquad (8)$$

топиш мумкин.

Синов саволлари.

1. $f(v)$ *функциясининг маъноси нима?*
2. *Рекомбинациялар сони нимага тенг?*

16 - мавзу. Туманликлардаги ионланиш даражаси.

<u>Мақсад:</u> Туманликдаги ионланиш даражасини ҳисоблаш формуласини олиш.

Туманликлардаги ионланиш даражасини ҳисоблаш учун туманлик стационар, яъни ионланишлар сони рекомбинациялар сонига тенг деб фараз қиламиз. 1см^3 -да 1 секунддаги асосий сатҳдан рўй берадиган (сабаби туманликларда ионланишлар асосан шу сатҳдан рўй беради) ионланишлар сони қуйидагига тенг ([ν; ν+dν] частота интервалидаги нурланишлар таъсири остида) :

$$n_1 k_{1\nu} \frac{c\rho_\nu}{h\nu} d\nu \qquad (1)$$

Маълумки, $\rho_\nu = W \rho_\nu^*$. Демак ҳажм бирлигидаги 1 секунддаги тўлиқ ионланишлар сони:

$$n_1 W \int_{\nu_1}^{\infty} k_{1\nu} \frac{c\rho_\nu^*}{h\nu} d\nu, \qquad (2)$$

бунда ν_1-асосий сатҳдан ионлаштириш учун зарур бўлган нурланиш частотаси. Рекомбинациялар эса ҳамма сатҳларга бўлиши мумкин. Шунинг учун уларнинг тўлиқ сони;

$$n_e n^+ \sum_{i-1}^{\infty} C_i(T_e) \qquad (3)$$

$(2) = (3) \Rightarrow$

$$n_1 W \int_{\nu_1}^{\infty} k_{1\nu} \frac{c\rho_\nu^*}{h\nu} d\nu = n_e n^+ \sum_{i=1}^{\infty} C_i(T_e) \qquad (4)$$

ρ_ν^* $C_i(T_e)$ ва $f(\nu)$-ларни олдинги параграфдан билган ҳолда, ва $k_{1\nu} \sim \frac{1}{\nu^2}$ деб қабул қилиб, p - 1-сатга рўй берадиган рекомбинацияларнинг нисбий улуши эканлигини ҳисобга олиб, =уйидагини олиш мумкин:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} \rho W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2(2\pi m k T_e)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{h\nu_1}{kT_e}} \qquad (5)$$

Бу формула $\rho W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}}$ кўпайтувчиси билан Саҳа формуласидан фарқ қилади.

Синов саволлари.

1. *Ионланиш даражаси формуласи қандай фаразда олинади?*
2. *Олинган формула Саха формуласидан фарқ қиладими?*

17 - мавзу. Атомларнинг фотоионланиши ва рекомбинация пайтидаги уйғонишлари.

Мақсад: Туманликдаги атом уйғонишлари даражасини ҳисоблаш.

Атом нурланишни ютгач, ва уйғонган ҳолатга ўтгач, пастки сатҳларга каскадли ўтишлар рўй беради.

Бу параграфда туманликда уйғонишлар даражасини ҳисоблаш билан шуғулланамиз. Бунинг учун i-сатҳга ўтишлар сони i-дан бошқа сатҳларга ўтиш сонига тенглигидан фойдаланамиз.

1) 1см^3-да 1 секундда i-сатҳга ўтишлар сони;

$$n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1i}\rho_{1i}, \qquad (1)$$

бунда

1-ҳад - і-сатҳга рекомбинациялар сони;

2-ҳад - к$\to$ і спонтон ўтишлар сони;

3-ҳад - 1-сатҳдан Лайман нурланиши остида рўй берадиган ўтишлар сони.

2) і-сатҳдан пастга эса (1 см^3 -да 1 секундаги) ўтишлар сони

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \qquad (2)$$

Демак,

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} = n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1i}\rho_{1i} \qquad (3)$$

$$(i = 2,3...)$$

Маълумки туманликларда лайман чизиқларида $\tau_0 >> 1$ деб олиш мумкин. Унда і$\to$ 1 ўтишда ҳосил бўладиган ҳамма квантлар тескари, яъни 1$\to$ і ўтишда ютитлади. Демак

$$n_i A_{i1} = n_1 B_{1i}\rho_{1i} .$$

Буни (3)-да ҳисобга олсак

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \qquad (4)$$

$$(i = 3,4,5...)$$

Шундай қилиб $z_i = n_i / n_e n^+$ -га нисбатан тенгламалар системасини (z_i -уйғонишлар даражаси, і-сатҳ учун) олдик. Уни тақрибан, масалан дастлабки 12 тенгламани олиб, яъни і$=$ 3,4...14, ечиш мумкин.

Синов саволлари.

1. *і - сатҳга ўтишлар сони нимага тенг?*
2. *і - сатҳдан пастки сатҳларга ўтишлар сони нимага тенг?*
3. *і - сатҳ учун уйғонишлар даражаси қандай белгиланади ва у қандай топилади?*

18 - мавзу. Туманликлар массаси ва зичлиги.

<u>Мақсад:</u> Туманликлар массаси ва зичлигини баҳолаш усули билан танишиш.

Туманликнинг водород чизиғидаги нурланиши бўйича унинг массаси ва зичлигини топиш мумкин. Маълумки, $k \to i$ ўтишдаги ҳосил бўладиган нурланиш чизиғидаги энергия

$$E_{ki} = A_{ki} h\nu_{ki} \int n_k dV \qquad (1)$$

Агар $k \to 2$ бўлса

$$E_{k2} = A_{k2} h\nu_{k2} \int n_k dV , \qquad (2)$$

V-туманлик ҳажми

E_{k2} катталикнинг ўзини кузатувдан олишимиз мумкин. Олдинги параграфдан

$$n_k = z_k\left(T_e\right) n_e n^+ , \qquad (3)$$

бунда z_k -назарий йўл билан аниқланади. Водород учун $n_e = n^+$, демак

$$n_k = z_k . n_e^2 \qquad (4)$$

Фараз қилайлик; n_k = const масофа бўйича. Демак,

$$E_{k2} = z_k A_{k2} h\nu_{k2} n^2 V . \qquad (5)$$

Бундан
$$n_e = n^+ \sqrt{\frac{E_{k2}}{z_k A_{k2} h\nu_{k2} V}} \qquad (6)$$

Туманлик массаси $M = m_н n^+ V$, бунда $m_н$-водород атоми массаси,

Демак,
$$M = m_н \sqrt{\frac{E_{k2} V}{z_k A_{k2} h\nu_{k2}}} \qquad (7)$$

Туман зичлиги эса

$\rho = m_н n^+$ - га тенг бўлади. (8)

Синов саволлари

1. Туманлик массасини топиш усули нимага асосланган?
2. Бунда водород ионлари концентрациясига нисбатан қандай фараз қилинади?

IV БОБ. НОСТАЦИОНАР ЮЛДУЗЛАР

Ностационар юлдузларниннг бошқа юлдузлардан фарқи-уларнинг спектрида эмиссион чизиқлар мавжуд. Ностационар юлдузлар эрта ва кеч спектрал синфларга тегишли бўлиши мумкин. Биринчилари O, B синфидан, кейингиси M спектрал синфидандир. Улардан доимий модда сочилиши юз бериб туради. Бу жараён узлуксиз ва портлаш шаклида бўлиши мумкин. Биринчи турдаги юлдузларга W-R, Оққуш P ва Be туридаги юлдузлар, иккинчисига эса UV Кит, T Савр, Янги ва Ўта янги юлдузлар киради.

19-мавзу. Ёрқин эмиссион чизиқли юлдузлар.

Мақсад: Эрта ва кеч спектрал синфлардаги ностационар юлдузларнинг асосий характеристикалари билан танишиш.

Эрта синфдаги ностационар юлдузларда эмиссион чизиқлар қуйидагича ҳосил бўлади. Юлдуз юзасидан чиқаётган модда юлдуз атрофида диск ёки қобиқ ҳосил қилади. Бу юлдузлар A ёки B спектрал синфга тегишли. Демак, уларнинг температураси T= 20-50 минг K, ва улар катта частотада нурланади. Бу нурлар қобиқда ютилиб, оптик диапозонда қайта нурланади, яъни эмиссион чизиқ ҳосил бўлади.

W-R юлдузи. Абсолют юлдуз катталиги $M \approx -3^m$. Массаси $m \approx 10 m_0$, бунда m_0 - Қуёш массаси. Спектрал синфи SpO. Бир йилда $10^{-4} - 10^{-6} m_0$ модда сочилди.

Уларнинг спектрида қисман устма-уст тушадиган кенг эмиссион чизиқлар мавжуд. Қобиқ кенгайиш тезлиги 1000-2000 км/сек.

Оққуш Р типидаги юлдузлар. SpB синфига тегишли. Абсолют юлдуз катталиги ва массаси жиҳатидан W-R-га яқин. Лекин спектрал хусусияти бошқачароқ; спектрида ёрқин эмиссион чизиқ билан биргаликда ултрьабинафша томонидан ютилиш чизиғи ҳам кузатилади. Ютилиш чизиғининг пайдо бўлишига сабаб-юлдузнинг ўзидан келаётган ёруғликнинг қобиқда ютилишидир. Унинг бинафша томонга силжиши эса қобиқнинг бизга нисбатан ҳаракати, аниқроғи унинг кенгайиши билан боғлиқдир. Қобиқ техзлиги $\upsilon \approx$ 100-200 км/сек. Маълумки,

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\upsilon}{c}$$ -Доплер формуласи.

$\nu = \nu_0 + \frac{\upsilon}{c}\nu_0 \cos\theta$ -бизга етиб келаётган нур частотаси, ν_0 -марказий частота.

1) $\theta = 0$ -да (А йўналиш), $\nu = \nu_0\left(1 + \frac{\upsilon}{c}\right)$, яъни $\nu > \nu_0$ -бинафшага силжиш.

2) $\theta = 90^0$ -да (В йўналиш) $\Rightarrow$ $\nu = \nu_0$ -силжиш йўқ.

3) $\theta = 180^0$ -да (С йўналиш) $\Rightarrow$ $\nu = \nu_0\left(1 - \frac{\upsilon}{c}\right)$, $\nu < \nu_0$ -қизилга силжиш.

Ве типдаги юлдузлар. SpB спектрал синфига тегишли бўлиб, шу синфдаги бошқа юлдузлардан фарқ қилиш учун Ве типидаги (е-эмиссион) юлдузлар дейилади. Спектрал хусусияти; эмиссион чизиқ ютилиш чизиғи билан устма-уст тушади. Қобиқнинг ҳаракат тезлиги $\upsilon \approx$ 10 км/сек.

Кеч спектрал синфдаги юлдузларга UV Кит, T Tau ва z Андромеда каби юлдузлар киради.

z Андромеда юлдузи -бу катта даврли ўзгарувчан юлдуз бўлиб, ўзгариш даври $\approx$ 1 йил. Қизил гигант, абсолют юлдуз катталиги $M = -2^m - 0^m$, массаси $m \approx 10m_0$. Спектрал синфи М. Температураси эса $T \approx 2000 - 3000K$ атрофида. Бу юлдузларнинг ҳам спектрида ёрқин эмиссион чизиқлар мавжуд. Лекин уларнинг ҳосил бўлиш механизми эрта синфдаги юлдузларникидан бошқачароқ; бунга сабаб-атмосферадан зарбавий тўлқининг ўтишидир.

UV Кит юлдузи қизил карлик бўлиб, $M = 15^m$, $m \approx 0{,}1m_0$, SpM ва радиуси $R \approx \frac{1}{5}R_0$.

Булар чақновчи юлдузлардир. Сабаби улар 1 минутда равшанлигини 10-15 марта орттиради ва 10-15 минутда аввалги ҳолига қайтади. Температураси $T \approx 2500 - 3000K$.

T Tau юлдузи ёрқинлигини норегуляр ўзгартиради. $M \approx (+3) \div \left(+4^m\right)$. Sp синфи G-M. T$\approx$ 5000-6000 K. Бу юлдузларнинг ҳаммасида ҳам ёрқин эмиссион чизиқлар мавжуд.

Синов саволлари

1. *Эрта синфдаги ёрқин эмиссион чизиқли юлдузларга қайси юлдузлар киради?*
2. *Уларда ёрқин чизиқнинг ҳосил бўлиш механизми қандай?*
3. *UV Кит юлдузи қандай юлдуз?*

20-мавзу. Янги юлдузлар.

Мақсад: Янги юлдузларнинг кузатув маълумотлари ва уларнинг портлаш механизми билан танишиш.

1. Кузатув маълумотлари .

Эвалюциоя давомида баъзи юлдузлар янгидан яна чарақлайди. Энг авваламбор кузатишдан янги равшанлик эгри чизиғи олинади. Равшанлик қисқа вақт ичида жуда катта қийматларга етади ва аввалги ҳолига қайтиш учун йиллар керак бўлади. Равшанлиги шу даврда 10000 марта ошади. Масалан,

$M_{max} = -7^m$, $M_{min} = +15^m$, Маълумки, $M = -2{,}5 \lg L + const$. У холда:

$$M_{max} - M_{min} = 2{,}5 \lg \frac{L_{max}}{L_{min}} \quad \Rightarrow \quad \lg \frac{L_{max}}{L_{min}} = 4{,}8 \quad \Rightarrow \quad \frac{L_{max}}{L_{min}} = 6 \cdot 10^4$$

Равшанлик ўзгариш билан спектрида ҳам катта ўзгаришлар рўй беради. Текширишлар шуни кўрсатадики, чарақлашгача юлдуз SpO-га тегишли бўлади. Максимумгача спектрал синфи SpA-га ёки SpF-га тегишли бўлади. Характерли томони шундаки; ютилиш чизиғи бинафша томонга силжиган бўлади. Максимумда эса;

1) эмиссион чизиқлар ҳосил бўлади.

2) Кейинчалик узлуксиз спектрнинг ва ютилиш чизиғининг йўқолиб бориши кузатилади.

Бир неча ойдан кейин Sp-да тақиқланган чизиқлар ҳосил бўлади. Небуляр босқич бир неча йил давом этади. Кейин эса аввалги ҳолига қайтади ва бу пайтда Sp$\rightarrow$ O. Кўп йиллардан кейин юлдуз атрофида туманлик ҳосил бўлади. $\Rightarrow$ Демак модда сочилиши юз беради, яъни унинг ташқи қатламлари ажралиб чиқади. Sp-даги ўзгаришлар сабабчиси-шу қобиқдир. Янги юлдуздан ташқари

1) такрорланувчи янги юлдузлар;

2) янгига ўхшаш ўзгарувчи юлдузлар мавжуд.

Такрорланувчи янги юлдузлар характери бўйича ЯЮ сингари, лекин кичик масштабларда рўй беради. Буларга мисол қилиб Орион N, Компас T, Тож T юлдузларини кўрсатиш мумкин.

Янгича ўхшаш ўзгарувчи юлдузлар деярли такрорланувчи ЯЮ, лекин янаям кичик масштабда рўй беради ва унга кескин бўлмаган формада рўй беради.

Бир йилда Галактикада 1-2 та чарақлаш рўй беради. Бу фақат Қуёш атрофида. Демак 100 та чарақлаш бутун Галактикада. Маълумки Галактиканинг ёши 10^{10} йил $\Rightarrow$ 10^{12} та чақнаш рўй беради. Юлдузлар сони тахминан 10^{11} та. Демак ҳар бир юлдуз 10 мартадан чарақлаши керак эди. Лекин Қуёш чарақламайди. Бундан чиқди чарақловчи юлдузлар синфи мавжуд экан.

Синов саволлари

1. Янги юлдузлар қандай юлдузлар?
2. Янгига ўхшаш қандай юлдузлар мавжуд?
3. Уларнинг спектри қандай ўзгаради?

21-мавзу. Қобиқнинг ҳаракати ва нурланиши.

Мақсад: Янги юлдузнинг чақнаш энергиясини баҳолаш.

1. Чақнаш энергияси.

Ўтган дарсларда янги юлдузларнинг равшанлик эгри чизиғини интерпретация қилиш билан шуғулланадик. Энди чақнаш энергияси ва қобиқнинг ҳаракатини (юлдузлараро ҳаракатини) кўриб чиқамиз. Чақнаш энергияси 3 қисмдан иборат;

1) нур энергияси;

2) қобиқнинг кинетик энергияси;

3) қобиқнинг юлдуздан ажралиш энергияси;

$$E = E_{н} + E_{кин} + E_{ажр}$$

Дастлаб нур энергиясини бахолаймиз.

$E_{н} = \int L(t)dt$. Тахминан $E_{н} = L_{max}\Delta t$ деб ёзиш мумкин. Маълумки,

$$\left.\begin{array}{l} M_{max} = -2{,}5\lg L_{max} + const \\ M_{0} = -2{,}5\lg L_{0} + const \end{array}\right\}$$

$$M_{max} - M_{0} = -2{,}5\lg\frac{L_{max}}{L_{0}}$$

$M_{max} = -7^{m}$, $M_{0} = +5^{m}$. Демак $\lg\frac{L_{max}}{L_{0}} = 4{,}8$ $\frac{L_{max}}{L_{0}} = 6\cdot 10^{4}$

$$L_{0} = 4\cdot 10^{33}\ эрг/сек \quad \Rightarrow \quad L_{max} \approx 10^{38}\ эрг/сек$$

$\Delta t \approx 10$ сутка $\approx 10^{6}$ сек

$$\boxed{E_{Н} = 10^{38}\cdot 10^{6} = 10^{44}\ эрг}$$

$$E_{Н_{max}} \approx 10^{45} - 10^{46}\ эрг$$

$E_{кин} = \frac{1}{2}M\vartheta^{2}$, $M \approx 10^{28} - 10^{29}$ г, $\vartheta \approx 1000$ км/сек$= 10^{8}$ см/сек

$$\boxed{E_{кин} \approx 10^{28}\cdot 10^{16} \approx 10^{44} \div 10^{45}\ эрг}$$

$$E_{ажр} = \frac{M_{*}M_{коб}}{R_{*}}, \qquad M_{*} \approx M_{0} \approx 10^{33}\ г.$$

$G \approx 10^{-7}$, $R_{*} = 0{,}1R_{0}$, $R_{*} \approx 10^{10}$ см

$$E_{ажр} = 10^{-7}\frac{10^{33}\cdot 10^{26}}{10^{10}} \approx 10^{44}\ эрг - 10^{45}\ эрг$$

$E \approx 10^{45} - 10^{46}$ эрг. Бу энергияни Қуёш $10^{5} - 10^{6}$ йилда тарқатади.

Синов саволлари

1. *Чақнаш энергияси қандай қисмлардан иборат?*
2. *Умумий ҳолда нурланиш энергияси нимага тенг?*

22-мавзу. **Ўта янги юлдузлар**

<u>Мақсад:</u> Ўта янги юлдузларнинг турлари ва уларнинг характеристикалари билан танишиш.

Маълумки янги юлдуз чақнаганда унинг абсолют юлдуз катталиги бир неча кунда ўртача -7 гача етади. Коинотда шундай чақновчи юлдузлар ҳам борки, уларнинг юлдуз катталиги 1 ҳафта ичида -15 дан -20 гача етади, яъни битта юлдуз кичик бир галактикачалик нурланади. Бунда ажралиб чиқадиган тўлиқ энергия $10^{50}-10^{51}$ эрг. Шунинг учун уларни фақат бизнинг Галактигадагина эмас, бошқа галактикада ҳам кузатиш мумкин. Бизнинг галактикамизда портлаган ўта ЯЮ ;

1) 1006 йил,

2) 1054 йил, Хитой ва япон астрономлари томонидан Савр юлдуз туркумида кузатилган;

3) 1572 йили Тихо Браге томонидан Кассиопея юлдуз туркумида кузатилган ва кўринма юлдуз катталиги $V=-4{,}5^{m}$ бўлган;

4) 1604 йили Кеплер "Илон элтувчи" юлдуз туркумида кузатган, $V=-2{,}2^{m}$.

Ўта ЯЮ-лар равшанлик эгри чизиғи ва спектрига қараб I тур ва II турга бўлинади. **I тур юлдузларининг спектрида водород чизиқлари кузатилмайди. Нурланиш энергияси тахминан $4\cdot10^{49}$ эрг.**

II тур юлдузлари аниқ характерга эга эмас. Умуман I турга кирмаган оъектлар (ЎЮЯ) шу турга киради. Бу турда равшанликнинг камайиши олдингидай тез эмас. I- турда ЎЮЯ ҳамма турдаги галактикада кузатилади.
II турдагилари эса фақат Sв ва Sc туридаги спираль галактикаларда кузатилади. Спектри ОҚкуш Р туридаги юлдузларники сингари. Маълумки эмиссион чизиқ кенгаётган қобиқда ҳосил бўлади.
Қобиқ тезлиги

$\vartheta=20000$ км/ с I-тур юлдузларида;

$\vartheta=15000$ км/ с II-тур юлдузларида.

Бизнинг Галактикамизда хозир фақат 100000 йиллик юлдуз қобиқларинигина кузатиш мумкин. Ундан ташқари уларда пульсарлар хам кузатилиши мумкин. ЎЯЮ-нинг қолдиқлари 2-га бўлинади;
1) ёш, ёши $\leq$ 1000 йил
2) эски, ёши $\approx10^{4}-10^{5}$ йил.
Шуни айтиш керакки қолдиқлар кучли радио нурланиш манбаи бўлиб ҳисобланади. Уларнинг нурланиш қонунияти $I_{\nu}\sim\nu^{-n}$ кўринишда бўлади, $n>0$, Маълумки иссиқлик нурланишидаги радиопазонда $I=const$, агар τ кичик бўлса, ва $I\sim\nu^{2}$, агар τ катта бўлса. Бундан хулоса қилиш мумкинки, нурланиш механизми бошқача. Аниқроғи синхротрон нурланиш экан. Ҳозир кўплаб радионурланиш манбалари топилган. Улардан энг ёши Кассиопея А. $\vartheta_{ко}$ $\approx$ 7000 км/с, r=3400 пс. Ушбу туманликдаги юлдуз тахминан 1700 йилда портлаган, лекин оптик диапазонда кўринмаган.

Синов саволлари

1. *Ўта янги юлдузларнинг абсолют юлдуз катталиги қандай?*
2. *Галактикада қачон Ўта янги юлдузлар портлаган?*
3. *Ўта янги юлдузларнинг неча тури мавжуд?*

V БОБ. ЮЛДУЗЛАРАРО МУҲИТ

Юлдузлараро мухит абсолют бўшлиқдан иборат бўлмасдан, балки:

1) чанг,
2) газ,
3) космик нурланиш,
4) мангнит майдони,
5) нурланиш майдонидан иборат,

Чангнинг мавжудлиги узлуксиз спектрдаги ютилишдан кўринади. Спектрнинг қизил томонида ютилиш камроқ. Галактикамизда икки хил; қоронғи ва ёруғ чанг туманликлар мавжуд.

Газ туманликларнинг мавжудлигини юлдуз спектрида ютилиш чизиқларидан билиш мумкин. Юлдузлараро модда асосан Галактика текислигида катта зичликга эга. Ундан узоқлашиш билан экспоненциал камаяди. Юлдузлараро мухит массаси тахминан юлдузлар массасининг 1% ташкил қилади.

23-мавзу. **Юлдузлараро чанг**

Мақсад: Юлдузлараро чанг ва туманликлар, уларнинг юлдузлар билан боғланишини ўрганиш.

Газ туманликлариниг нурланиши жуда иссиқ О ва ВО спектрал синфдаги юлдузлар таъсири остида рўй беради. Лекин чанг туманликлар асосан совуқ юлдузлар атрофида жойлашган бўлса ҳам нурланадилар. Буни қандай тушунтириш мумкин?

Тушунтириш учун 2 гипотеза илгари сурилади:

1) иссиқ юлдузлар чанги “ пуфлайди “
2) катта температурадан чанг газга айланади.

Аслида чанг туманликда газ ҳам мавжуд. Агар туманлик иссиқ юлдузга яқин бўлса газ нурланади, агар совуқ бўлса чанг юлдуздан келаетган нурни сочади.

Энди юлдуз билан туманлик орасидаги боғланиш характерини кўрамиз. У тасодифий бўлиши ҳам, генетек бўлиши ҳам мумкин.

Йирик астрофизик Амбарцумян фикрига кўра агар бу боғланиш тасодифий бўлса, туманликларнинг сони фазонинг юлдузлар (ўша тегишли Sp синфидаги) ёритган қисмига пропорционал бўлиши керак. Ҳар битта юлдуз ўзининг атрофида V ҳажмини ёритиб туради (ёритганлиги Е-дан катта бўлган қисмини оламиз).

$$E = \frac{L}{4\pi r_0^2} \qquad (1)$$

r_0 -ҳажм радиуси.

$$V = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{L}{4\pi E}\right)^{3/2} \qquad (2)$$

$$L \sim 10^{-0,4M} \quad \Rightarrow \quad V = V_0 10^{-0,6M} \qquad (3)$$

$\varphi(M)$ - ёрқинлик функцияси;

$\varphi(M)dM$ -бу юлдузнинг абсолют юлдуз катталиги $[M;\ M+dM]$ оралиғида бўлиш эҳтимоллиги. Унда ўртача ҳажм

$$\overline{V} = V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(M) \cdot 10^{-0,6M} \, dM \qquad (4)$$

n-юлдузларнинг $V = 1$-даги сони. Унда $n\overline{V}$ -фазонинг шу синфдаги юлдузлар ёритган қисми.

Интенгрални ҳисоблаш қуйдагича бажарилади. Маълумки юлдузлар статистикасининг асосий тенгламаси

$$N(m) = \Omega \int_{0}^{\infty} n(r) \cdot \varphi(M) r^2 dr \qquad (5)$$

$N(m)$ - Ω фазовий бурчакдаги $\left[m - \frac{1}{2},\ m + \frac{1}{2}\right]$ оралиғидаги юлдузлар сони. Фараз қилайликки $n(r) = \text{cons t}$ бўлсин.

Маълумки, $M = m+5-5 \lg r$ (6)

(6) + (5) $\Rightarrow$ (7)

$$N(m) = \frac{\Omega n}{5 \lg e} \int_{-\infty}^{\infty} \cdot \varphi(M) \cdot 10^{-0,6(m-M)+3} dM \qquad (7)$$

келтириб чиқариш

$$(6) \Rightarrow \quad \lg r = \frac{1}{5}(m - M + 5) \quad \Rightarrow \quad r = 10^{\frac{1}{5}(m-M+5)}$$

$$r^2 = 10^{\frac{2}{5}(m-M+5)} \quad \Rightarrow \quad dr = -10^{\frac{1}{5}(m-M+5)} \frac{dM}{5 \lg e}$$

$r = 0$ да $M = \infty$

$r = \infty$ да $M = -\infty$.

$$N(m) = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} n\,\varphi(M) \cdot 10^{\frac{2}{5}(m-M+5)} \cdot 10^{\frac{1}{5}(m-M+5)} \frac{dM}{5 \lg e} = \frac{\Omega n}{5 \lg e} \int_{-\infty}^{\infty} \cdot \varphi(M) \cdot 10^{0,6(m-M)+3} dM$$

$$(4) + (7) \quad \Rightarrow \quad n\overline{V} = \frac{N(m) V_0}{\Omega} \cdot 10^{-3-0,6m} \cdot 5 \lg e$$

Ушбу формула бўйича фазонинг ёритилган қисмининг ҳажмини ҳисоблаш ва ундаги ёритилган туманликларнинг сонини аниқлаш шуни кўрсатадики, бу икки катталик ўзаро пропорционал ўзгарар экан. Демак, юқорида айтилган боғланиш тасодифий бўлиш керак.

Синов саволлари

1. *Чанг туманликлар қандай нурланади?*
2. *Чанг туманлик билан юлдуз ўртасидаги боғланишни аниқлаш қандай принципга асосланган?*
3. *Ушбу боғланиш қандай экан?*

24-мавзу. **Юлдузлараро газ**

Мақсад: Юлдузлараро газнинг тўлиқ ионлашган соҳасининг радиусини аниқлаш.

Галактикадаги газнинг асосини водород ташкил қилади ва шунинг учун ҳам кўп процесслар водорднинг нейтрал ёки ионлашган ҳолда бўлишига боғлиқ бўлади. Шунинг учун юлдузлараро водороднинг ионлашиш даражаси билан боғлиқ масалани кўриб чиқамиз.

r^* -юлдуз радиуси, T_* -унинг температураси бўлсин. Унда ионлашган атомлар улуши x бундай тенглама билан берилади.

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{W}{n} f(T_*) e^{-\tau} \qquad (1)$$

бунда $f(T_*) = \left(\frac{Te}{T_*}\right)^{1/2} \frac{g^+}{g_1} \frac{2(2\pi m k T_*)}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT_*}}$ (2)

бунда n-концентрация, W-дилюция коэффиценти.

$$W = \frac{1}{4}\left(\frac{r_*}{r}\right)^2 \qquad (3)$$

$$W = \frac{\Omega}{4\pi}, \qquad \tau = k\int_{r_*}^{r} n(1-x)\,dr \qquad (4)$$

к-ўртача ютилиш коэффиценти (1 атом учун)

Фараз; $n = \text{cons t} \quad \Rightarrow \quad \left(\ln(1)\right)'$

$$\left(\frac{2}{x} - \frac{1}{1-x}\right)\frac{dx}{dr} - (1-x)nk + \frac{2}{r} = 0 \qquad (5)$$

Бу тенгламанинг ечими шуни кўрсатадики, $r = r_0$ масофага $x \approx 1$ бўлиб қолади ва $r > r_0$ учун x бирдан камайиб кетади.

Шундай r_0 масофа мавжудки унда $\tau \approx 1$ бўлади. $r_0 =$?

$$(4) \;\Rightarrow\; kn\int_{r_*}^{r_0}(1-x)\,dr = 1 \qquad (6)$$

$$(1) \Rightarrow \text{Агар } r < r_0 \;\Rightarrow\; x^2 e \approx 1 \quad 1 - x = \frac{n}{W f(T_*)} \qquad (7)$$

$$(7) \to (6) \Rightarrow \quad r_0 = \left[\frac{3r_*^2 f(T_*)}{4kn^2}\right]^{1/3} \qquad (8)$$

Бу-**Стремгрен зонаси дейилади ва у водород тўлиқ ионлашган сферанинг радиусини ифодалайди.** Бу зонада Бальмер серияси каскадли ўтишлар натижасида ҳосил бўлади.

Синов саволлари

1. Ионлашган атомлар улуши қандай тенглама билан берилади?

2. Ионлашиш даражаси учун қандай дифференциал тенглама олинади?

3. *Стремгрен радиуси нима?*

VI БОБ. ЮЛДУЗЛАРНИНГ ИЧКИ ТУЗИЛИШИ

25-мавзу. Юлдузларнинг механик мувозанатлик тенгламаси

Мақсад: Юлдуздаги механик мувозанат тенгламалари билан танишиш.

Фараз қилайликки юлдуз симметрик ва стационар ҳолатда бўлиб, тортишиш кучи ва газнинг босим кучи остида мувозанатда бўлсин.

Белгилаш: P-босим, $P = P(r)$

ρ -зичлик, $\rho = \rho(r)$

r радиусли сфера ичидаги масса:

$$M_r = 4\pi\int_0^r \rho r^2 dr \qquad (1) \qquad \Rightarrow dM_r = 4\pi r^2 \rho dr$$

$$dP = G\frac{M_r}{r^2}\rho dr = g\rho dr$$

Демак, $dP = g\rho dr$ (2) - гидростатик мувозанат тенгламаси.

$$\frac{dP}{dr} = -G\frac{M_r}{r^2}\rho \qquad (3) \text{ ёки (1) билан}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{r^2}{\rho}\frac{dP}{d^r}\right) = -4\pi G\rho \qquad (4)$$

тенгламани олиш мумкин. Бу - механик мувозанат тенгламаси.

Бу-юлдузлар ички тузилиши назариясининг асосий тенгламаларидан бири. Лекин бу тенгламада икки номаълум: P ва ρ қатнашмоқда. Шунинг учун улар орасида қандайдир боғланиш мавжуд бўлиши керак. Масалан,

$$P = G\rho^k \qquad (5)$$

C=const, k=const. Бу **политропик боғланиш дейилади**.

Энди, $\frac{dP}{dr} = Ck\rho^{k-1}\frac{d\rho}{dr}$, $\rho^{k-1}\frac{d\rho}{dr} = \frac{\rho}{k-1}\frac{d\rho^{k-1}}{dr}$

$$\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} = \frac{Ck}{k-1}\frac{d\rho^{k-1}}{dr} \qquad (6)$$

Белгилаш; $\rho^{k-1} = u$ (7)

$\frac{1}{k-1} = u.$ (6) ифодани (4)-га қўйиб, қуйидагини олиш мумкин:

$$C(1+n)\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{du}{dr}\right) = -4\pi G u^n \qquad (8)$$

бунда n-политроп индекси.

Энди янги функция киритиб бу тенгламани соддалаштиримиз.

$$u = u_0 y, \quad x = \lambda r \qquad (9)$$

Бунда, $r = 0$ бўлганда $u = u_0$ бўлади.

λ доимий эса шундай танлаб олинадики, (9)-ни (8)-га қўйганда доимийлар бўлмаслиги керак. Ушбу амал бажарилса:

$$C(1+n)\lambda^2 = 4\pi G u_0^{n-1} \qquad (10)$$

Ушбу тенлик бажарилса

$$\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left(x^2\frac{dy}{dx}\right) = -y^n \qquad (11)$$

тенгламаси олинади. Бу-Эдмен тенгламасидир.

Бу дифференциал тенглама қуйидаги шартларда ечилиши лозим:

агар $x = 0$ бўлса (марказда) y=1 ва y'=0 .

$n = 0{,}1{,}5$ бўлганда (11) - нинг ечими

$$y = 1 - \frac{x^2}{6} \qquad n = 0 \qquad (12)$$

$$y = \frac{\sin x}{x} \qquad n = 1 \qquad (13)$$

$$y = \frac{1}{\left(1+\frac{x^2}{3}\right)^{1/2}}, \qquad n=5. \qquad (14)$$

Қолган n учун аниқ аналитик ечими йўқ.

Синов саволлари

1. *Гидростатик мувозанат тенгламаси қандай ёзилади?*
2. *Политроп моделлар қандай моделлар?*
3. *Механик мувозанат тенгламаси қандай ёзилади?*
4. *Эмден тенгламаси нимани ифодалайди?*

26-мавзу. Юлдуздаги зичлик, босим ва температурани топиш

Мақсад: Юлдуз ичидаги зичлик, босим ва температурани аниқлаш усули билан танишиш.

Агар юлдузни политроп шар деб қарасак, ундаги ρ, P, T-ни топиш мумкин. Олдинги параграфдаги (7) ва (9) ифодалардан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\rho(r) = u_0^n y^n(\lambda r) \qquad (1)$$

Бундаги u_0 ва λ катталикларни қандай топиш мумкин? Бунинг учун чегаравий шартлардан фойдаланамиз.

Юлдуз сиртида, яъни r=R бўлганда x=x_1 бўлсин. У холда $\Rightarrow$ $\rho = 0$ $\Rightarrow$ $y(x_1) = 0$, Демак

$$x_1 = \lambda R \qquad (2)$$

Шунда олдинги параграфдаги (2) тенгламадан$\Rightarrow$

$$\left(\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr}\right)_{r=R} = -G\frac{M}{R^2} \qquad (3)$$

Ўша жойдаги (6), (7), (9) формулалардан фойдаланиб (3)-ни бундай ёзиш мумкин;

$$C(1+n)\,u_0\lambda y'(x_1) = -G\frac{M}{R^2} \qquad (4)$$

(10)-дан С-ни, (2)-дан λ -ни топиб, (4)-га қўямиз. Шунда:

$$u_0^n = -\frac{x_1 M}{4\pi R^3 y'(x_1)} \qquad (5)$$

Шундай қилиб λ катталик (2) -дан, u_0 эса (5)-дан топилса, (1)- дан ρ -ни топиш мумкин.

Маълумки юлдуз марказида, яъни $r = 0$ -да, $y = 1$. $\Rightarrow$

$$\rho_c = u_0^n .$$

Зичликнинг ўртача қиймати:

$$\bar{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \qquad (6) \quad \Rightarrow$$

Марказий зичлик эса: $\rho_c = -\dfrac{x_1}{3y'(x_1)}\bar{\rho}$.

Босим Р-ни топиш учун олдинги параграфдаги (5)-га С-ни қўйиш керак. Ўша жойдаги (10)-дан ва бу ердаги (2) ва (5)-дан

$$C = \frac{4\pi G}{1+n}\frac{R^2}{x_1^2}\left[-\frac{x_1 M}{4\pi R^3 y'(x_1)}\right]^{\frac{n-1}{n}} \qquad (7)$$

Шунда марказдаги босим учун

$$P_c = \frac{G}{4\pi(1+n)}\left[\frac{M}{R^2 y'(x)}\right]^2 \qquad (8)$$

Температура эса қуйидагича топилади. Фараз қилайликки, юлдуздаги модда - идеал газ.

Унда бу газнинг ҳолати ушбу тенглама билан берилади:

$$P = \frac{R^*}{\mu}\rho T \qquad (9)$$

Бунда, R^* -газ доимийси, μ -молекуляр масса.

Олдинги параграфдаги (5) ва (7) -дан $\Rightarrow$

$$T = \frac{\mu}{R*}Cu \qquad (10)$$

Марказда эса $\qquad T_c = -\dfrac{\mu G}{(1+n)R*x_1 y'(x_1)}\dfrac{M}{R} \qquad (11)$

Бунда М-юлдуз массаси, R-унинг радиуси.

Синов саволлари

1. *Зичлик Эмден тенгламаси орқали қандай ифодаланади?*
2. *Ўлчамсиз масофа қандай киритилади?*
3. *Ихтиёрий масофадаги температура қандай аниқланади?*

27-мавзу. **Юлдузларнинг тузилиши ва эволюцияси**

Мақсад: Юлдузлар тузилишини ифодаловчи тенгламалар билан танишиш

1. Асосий тенгламалар. Юлдузлар тузилишини асосан қуйидаги тенгламалар ифодалайди:

1) механик мувозанат тенгламаси;
2) энергетик мувозанат тенгламаси.

$$\frac{dP}{dr} = \frac{GM_r}{r^2}\rho \qquad (1)$$

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \qquad (2)$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4ac}\frac{\xi\rho}{T^3}\frac{L_r}{4\pi r^2} \qquad (3)$$

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon\rho \qquad (4)$$

Агар (2) тенглама (1)-га қўйилса механик мувозанат тенгламаси ҳосил бўлади. Агар (4) тенглама (3)-га қўйилса энергетик мувозанат тенгламаси келиб чиқади.

Бунда $P \sim T, \rho, \mu$. Ўз навбатида μ X-га (юлдуз моддасидаги водороднинг нисбий улуши) ва Y-га (гелийнинг нисбий улуши) боғлиқ. Демак μ юлдуз моддасининг кимёвий таркибига боғлиқ. Бундан ташқари ε (нурланиш коэффициенти) ва ξ (бирлик массага тўғри келган ютилиш коэффициенти) катталиклар ҳам ρ, T, X ва Y-ларга боғлиқ. Шундай қилиб, агар X ва Y берилса (1)-(4) тенгламалардан M_r, L_r, ρ ва T-ни топиш мумкин. Яна чегаравий шартлар ҳам маълум бўлиши керак;

$M_r = 0$, $L_r = 0$ агар $r = 0$

$\rho = 0$, $T = 0$ агар $r = R$.

Юқоридаги 4-та тенглама ушбу чегаравий шартлар билан юлдуз тузилишини аниқлайди. Бу система ечилса $r = R$ бўлганда M ва L аниқланади. Булар эса кузатувдан ҳам аниқланиши мумкин. Унда бу системадан, агар M ва L маълум бўлса X ва Y-ни топиш мумкин (тўғри танлаб олиш мумкин). Лекин юлдузнинг марказида ва юзасида кимёвий таркиби ҳар хил бўлиши мумкин. Чунки марказдаги водороднинг кўп қисми ёниб бўлган бўлиши мумкин. Демак, бу масаланинг ечими юлдуз ва эволюцияси билан боғлиқ. Эволюция масаласини кўришдан олдин асосий кетма-кетликдаги юлдузлар тузилиши билан танишамиз.

2. Асосий кетма-кетликдаги юлдузлар тузулиши.

Юқорида келтирилган система одатда тақрибий ечилади. Мисол тариқасида асосий кетма кетликдаги юлдузлардан бири - Қуёш учун қилинган ҳисоблшлар натижасини келтирамиз.

$\frac{r}{R}$	$\frac{M_r}{M}$	$\frac{L_r}{L}$	X	lg P	Ig T	Ig ρ
0	0	0	0,494	17,351	7,165	+2,128
0,1	0,073	0,396	0,611	17,135	7,102	+1,932
0,5	0,919	1,000	0,744	14,788	6,535	+0,113
0,9	0,999	1,000	0,744	11,898	5,782	-2,204
1,0	1,0	1,0	0,744	-	-	-

Кўриниб турибдики; $r = 0{,}5R$ -да $M_r = 0{,}919M$ ва $L_r = L$. Бундан ташқари r масофа камайиши билан X (водород нисбий улуши) камаяди. Аслида X вақт бўйича ўзгаради, яъни

$$\frac{dX}{dt} = f(\rho, T, X),$$

X камайиши билан μ, ξ, ε катталиклар ҳам ўзгаради. Бу юлдуз структурасининг ўзгараишига олиб келади. Ҳар хил t вақт моментлари учун ушбу катталикларни ҳисоблаб эволюцион йўлни олиш мумкин.

Бу ўзгаришни ҳисобга олиш учун (4) даги ε ўрнига $\varepsilon - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{R_*}{\mu}T\right) - P\frac{\partial V}{\partial t}$ -ни ёзиш керак, Бу ерда 2-чи ҳад-юлдуз моддасини қиздиришга сарф бўлаётган энергия, 3-чиси гравитацион сиқилишдан энергиянинг ошиши.

Бирлик масса учун, яъни $m = 1$-да $V = \frac{1}{\rho} \Rightarrow -P\frac{dV}{dt} = \frac{P}{\rho^2}\frac{d\rho}{dt}$

$$(4) \Rightarrow \quad \frac{1}{4\pi r^2 \rho}\frac{\partial L_r}{\partial r} = \varepsilon - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{R_*}{\mu}T\right) + \frac{P}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial t} \qquad (5)$$

Шундай қилиб (1)-(4) - мувозанат тенгламалари,
(1)-(3), (5) - юлдузнинг ривожланиш тенгламалари.

Қайси холда қайси биридан фойдаланиш керак? Айтайлик, марказдаги ҳосил бўлаётган энергия юзага чиққунча $t_э$ вақт керак бўлса, энергия манбаининг сезилирли даражада ўзгариши учун $t_{ўзг}$ вақт керак бўлсин. Унда, агар $t_э << t_{ўзг}$ бўлса, унда (1-4) тенглама, аксинча бўлса (1)-(3),(5) тенгламалар ишлатилади. Қуёш учун $\bar{t}_э \approx 2 \cdot 10^7$ йил. Демак (1)-(4) тенгламаларни ишлатиш мумкин.

Синов саволлари

1. *Юлдузлар тузилишини қандай тенгламалар ифодалайди?*
2. *Бу тенгламалар системаси қандай чегаравий шартларда ечилади?*
3. *Қайси ҳолда юлдузнинг ривожланиш тенгламалари ишлатилади?*

28-мавзу. Асосий кетма-кетликдаги юлдузлар эволюцияси

Мақсад: Юлдузлар эволюцияси билан танишиш.

Асосий кетма-кетликдаги $m = 5m_0$ бўлган юлдузнинг эволюцияси билан танишамиз. Вақт давомида юлдузлар ўзининг физик характеристикаларини ўзгартиради ва Г-Р диаграммасидаги ҳолати ҳам ўзгаради. У диаграммадаги юлдузлар йўли эвоюцион трек дейилади. Маълумки, асосий кетма-кетликдаги юлдузлар асосан қуйидаги қисмлардан иборат:

1. Ядро реакциялар зонаси,
2. Нурланиш йўли билан энергия узатиш зонаси,
3. Конвекция зонаси (ундан юқорида фотосфера).

Юлдузлар эволюциясини ҳам тахминан 3 та даврга бўлиш мумкин;

1. Асосий кетма-кетликка етгунча (бунда юлдузлар юлдузлараро муҳитдан пайдо бўлади),
2. Асосий кетма -кетликдаги даври,
3. Асосий кетма-кетликдан узоқлашиши.

Ушбу трекни 14 қисмга бўлиб ўрганамиз.

1-2 оралиқда асосий кетма-кетликдаги эволюция бошланади ва давом этади. Бунда водород реакциялари рўй беради ва натижада унинг концентрацияси камаяди. Вақт ўтиши билан юлдуз марказидаги температура кўтарилади ва демак, ёрқинлик ортади. Бу вақтда юлдузнинг ташқи қатламлари озгина кенгаяди. Натижада ташқи температура тушади. 2-нуқтага етганда водород концентрацияси $\approx 1\ \%$ бўлади.

2-3 оралиқда водород концентрацияси камайганлиги учун (демак энергия ажралиши пасайганлиги учун) юлдуз ўз мувозанатини сақлаш учун сиқилади. Демак, гравитацион энергия иссиқлик ва нурланиш энергиясига айланади. Бу эса ёрқинликнинг ошишига ва ташқи температуранинг ошишига олиб келади. Бу эса юлдузнинг марказидан узоқдаги қатламларида ҳам температуранинг ошишига олиб келади.

3-4 оралиқда водород кичик қатламларда ёнади. Бу пайтда ташқи қатламлар яна кенгайишни бошлайди.

4-5 -да водород қалин қатламларда ёнади. Ташқи қатламнинг кенгайиши яна давом этади. Шунинг учун T_e температура пасаяди. Марказда эса температура озгина кўтарилади. Бу ёрқинликнинг ошишига олиб келади.

5-6 оралиқ. Водород концентрацияси камайиши билан ёрқинлик пасаяди. Конвектив зона тез кенгаяди. Натижада температура тез тушиб кетади. Бу давр тез ўтиб кетади.

6-7 оралиқ қизил гигант фазаси дейилади. Бунда юлдузларнинг марказий қисми сиқилиши давом этади. Ташқи қатламлар эса озгина кенгаяди. T_e пасаяди. Бу даврда юлдузнинг марказий қисми кескин сиқилади. Бу эса марказда температуранинг ва ёрқинликнинг ошишига олиб келади. Натижада марказдаги зичлик, босим ва температура катта қийматга эришади.

7-8. Бу даврда марказда гелий портлаши рўй беради. Бунинг натижасида ҳажм кескин ортади. Босим ва температура озгина тушади. Ёрқинлик ҳам камаяди. T_e ортади.

8-9 оралиқда гелий ёнади (марказда). Бу реакция 3-каррали-α жараён дейилади. Сабаби 3 та α заррачадан 1 та углерод ядроси ҳосил бўлади. Бу узоқ вақт давом этади. Натижада температура ва ёрқинлик ошади.

10-11. Лекин вақт давомида гелий концентрацияси камаяди. Бу эса ёрқинлик ва температуранинг озгина камайишига олиб келади. Конвектив қобиқнинг кенгайиши содир бўлади.

11-14. Бу даврда юлдуз марказида сиқилиш бошланади. Бу эса марказдан узоқроқда (қатламда) гелий ёнишига олиб келади. Демак, температура кўтарилади, ёрқинлик ошади. Вақт ўтиши билан гелийнинг қатламдаги концентрацияси камаяди. Бу эса юлдузнинг ташқи қатламининг кенгайишига олиб келади. Ундан кейинги даврда эса CNO реакциялари бошланади ва юлдуз асосий кетма-кетликдан бутунлай чиқиб кетади.

Синов саволлари

1. Юлдузлар эволюцияси қандай қисмларга бўлинади?

2. Юлдузлар ичидаги кимёвий элементларнинг ёниш кетма-кетлиги қандай?

3. 3 - каррали α - жараён деганимиз нима?

29-мавзу. **Митти юлдузлар. Оқ карликлар.**

Мақсад: ОҚ карликлар тузилишидаги хусусиятларни ўрганиш.

Юлдузлар эволюциясининг охирги босқичида массасига қараб қўйидаги юлдузлардан биронтасига айланади;

$m \le 1{,}44\ m_0$ бўлса - оқ карлик, m_0 - Қуёш массаси.

$m < 2{,}5\ m_0$ бўлса - нейтрон юлдуз,

$m > 2{,}5\ m_0$ бўлса - қора ўрага аўланиши мумкин.

Оқ карлик массаси $m < 1{,}44\ m_0$, ўлчами эса тахминан Ер ўлчамидек бўлади. Бундай юлдузлар асосан айниган электрон газидан иборат. Фақат энг ташқи қатламларидагина юпқа идеал газ бор.

$\overline{\rho} \approx 10^6\ г/см^3,\quad \overline{n}_э \approx 10^{30}\, см^{-3} \quad T \approx 10^7 K$.

Оқ карликнинг ички тузилишини $v << c$ ҳолда

$$P = C\rho^{5/3}$$

тенглик билан ифодалаш мумкин. Демак, $k = \frac{5}{3} \Rightarrow n = \frac{3}{2}$. Маълумки,

$$C = \frac{4\pi G}{1+n}\frac{R^2}{x_1^2}\left[-\frac{x_1 M}{4\pi R^3 y'(x_1)}\right]^{\frac{n-1}{n}}$$

Демак, $n = \frac{3}{2}$ бўлганда $\Rightarrow M R^3 = const$ эканлиги келиб чиқади.

Агар $v \approx c$ ҳолни қарасак, оқ карликнинг ички тузилишини

$$P = C\rho^{4/3}$$

тенглама билан ифодалаш мумкин.

Синов саволлари

1. *Оқ карлик массаси қандай интервалда бўлиши мумкин?*
2. $v << c$ *ва* $v \approx c$ *бўлган ҳолларда оқ карлик тузилишида қандай фарқ бор?*

30-мавзу. Нейтрон юлдузлар.

Мақсад: Нейтрон юлдузлар, пульсарлар ва рентген қўшалоқ системалар билан танишиш.

Бундай юлдузлар айниган нейтрон газлардан иборатдир ва асосий характеристикалари тахминан қуйидагича: $\rho_{c\,max} \approx 10^{16}\ г/см^3$ -марказ-даги максимал зичлик, $R \approx 10$ км - радиус, $m < 2{,}5 m_0$ - масса.

Назарий жиҳатдан: $0{,}1 m_0 \le m \le (1{,}4 - 2{,}5) m_0$

$$2 \cdot 10^{14}\ г/см^3 \le \rho_c \le 2 \cdot 10^{15} - 10^{16}\ г/см$$

Нима учун $m > 0{,}1\ m_0$? Сабаби, агар униг массаси $m < 0{,}1 m_0$ бўлса, бу ҳолда нейтрон нотрғин вазиятда бўлади ва нейтрон электрон ва позитронга ажралиб кетиши керак. Агар $m > 2{,}5\ m_0$ бўлса, гравитация юлдузни яна сиқади ва у қора ўрага айланиши керак. Нейтрон юлдузларни кузатишнинг 2 та усули бор;

1. Пульсарлар шаклида.
2. Рентген қўшалоқ система кўринишида.

<u>Пульсарлар</u> 1967 йил кашф қилинган. Унинг даври Р=1,3377295 сек эди. Пульсарлар кучли мангнит майдонига эга: $H = 10^{11}$ э.

Юлдуздан чиқаётган нурланиш фақат қутблардан тарқалиши мумкин. Ҳозирги пайтда маълум; $P_{min} = 0{,}3$ сек. Нима учун айланиш тезлиги катта? Маълумки ҳаракат миқдорининг моменти mv R-га тенг, ва $mvR = m\omega R^2 = const$. Бу ифодадан куриниб турибдики, R камайса, ω кескин ортиши керак.

Рентген қўшалоқ системалар. Агар нейтрон юлдуз қўшалоқ системанинг компонентаси бўлса, унда асосий юлдуздан нейтрон юлдузга модда оқиб ўтиши бўлади. Нейтрон юлдуз атрофида кучли гравитацион майдон бўлганлиги учун тушаётган модда тезлиги жуда юқоридир. Бу моддалар нейтрон юлдузининг қутбларига келиб тушади. Натижада қутблардаги температура жуда катта қийматга эришади ва у ерда рентген нурланиши пайдо бўлади. Ана шу рентген нурларини кузатиш мумкин ва улар ҳам фақат қутблардан тарқалади.

Синов саволлари

1. *Нейтрон юлдузлар қандай моддадан иборат ва унинг асосий характеристикалари қандай?*
2. *Пульсарлар нима?*
3. *Рентген қўшалоқ системалар нима?*

31-мавзу. Қора ўралар

Мақсад: Қора ўралар хусусиятларини ўрганиш.

Агар юлдуз массаси $m > 2{,}5\ m_0$ бўлса, у қора ўрага айланиши мумкин. Унинг ўлчамини аниқлашдан олдин, гравитацион радиус тушунчаси киритилади.

Маълумки, релятивистик ҳолда

$$F = G\frac{Mm}{R^2\sqrt{1-\frac{2GM}{Rc^2}}}$$

Агар M ортса ва R радиус камайса $\frac{2GM}{Rc^2} \to 1$ ва $R = R_G$ -да $\frac{2GM}{R_G c^2} = 1$ бўлади, $\Rightarrow$

$R_G = \frac{2GM}{c^2}$. Ушбу радиус **гравитатцион радиус** дейилади,

Масалан $m = 1\ m_0$ учун $R_G = 3$ км.

Қора ўраларни ҳам кузатишда рентген қўшалоқ системаларни кузатишдан фойдаланилади.

Масалан, 1) Геркулес Х-1 манбаси. Асосий юлдуз массаси $m \approx 1{,}5 - 2{,}5m_0$, митти юлдузники $m = 0{,}5 - 1{,}8m_0$. Бу қора ўра эмас.

2) Оққуш Х-1 манбаси. Асосий юлдузнинг массаси $m = 25 - 30m_0$, митти юлдузники эса $m = 7{,}5 - 10m_0$. Демак, бу қора ўра.

Синов саволлари

1. *Қайси ҳолда қора ўра пайдо бўлиши мумкин?*
2. *Гравитацион радиус деганимиз нима?*
3. *Қора ўраларни қандай кузатиш мумкин?*

Адабиётлар:

1. Асосий адабиётлар:
- Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 1985.
- Зельдович Я.Б. ва б. Физические основў строения и эволюции звезд. М.: Наука, 1980.
- Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Межзвездная среда. М.: Ил, 1975.
2. Қўшимча адабиётлар:
- Лонгейр М. Астрофизика вўсоких энергии. М.: Ил, 1984.
- Горбацкий В.Г. Космическая газодинамика. М.:Наука,1985.