C. M. Quluzadə

C. M. QULUZADƏ fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

> Elmi redaktor: S.H.MƏMMƏDOV fizika – riyaziyyat elmləri doktoru

GÜNƏŞ FİZİKASI

QULUZADƏ C.M. Günəş fizikası (Universitetlərin astrofizika üzrə ixtisaslaşan magistrantları üçün dərslik).

Azərbaycan Respublikasının Təhsil Nazirliyinin 10 iyul 2012- ci il 1311 saylı əmri ilə Universitetlər üçün dərs vəsaiti kimi təsdiq edilmişdir.

Bakı,

2012

Bakı - 2012

1

ÖN SÖZ

Dünya ədəbiyyatında Günəş fizikasına həsr olunmuş ayrıca dərslik və dərs vəsaiti yoxdur. Günəş isə astrofizikada xüsusi bir yer tutur. O, bir tərəfdən Yerdə həyat mənbəyi olduğu üçün, digər tərəfdən isə bizim Günəş sisteminin mərkəzi cismi olmaqla bizə ən yaxın ulduz olduğu üçün digər ulduzlara nisbətən daha ətraflı öyrənilmişdir.

Günəş bizə ən yaxın ulduz olduğundan disk şəklində müşahidə olunur. O, disk şəklində müşahidə olunan yeganə ulduzdur, digər ulduzların hamısı ən böyük teleskoplarda belə nöqtə kimi müşahidə olunur.

Günəş gündüzlər müşahidə olunan yeganə ulduz olduğundan ona "gündüz ulduzu" da deyilir.

Günəş bizə ən yaxın ulduz olduğundan və disk şəklində müşahidə olunduğundan o digər ulduzlardan qat – qat ətraflı öyrənilmişdir. Onun atmosferində baş verən müxtəlif prosesləri digər ulduzlarda müşahidə etmək mümkün deyil. Ona görə Günəş astrofizikada standart kimi qəbul edilir. Digər ulduzların ölçüləri və fiziki xarakteristikaları Günəş vahidlərilə ölçülür.

Təbiidir ki, Günəş haqqında əldə edilən elmi informasiyaları digər ulduzlara, xüsusi ilə spektral və işıqlıq sinifləri Günəşinkinə yaxın olan ulduzlara şamil etmək olar.

Təqdim olunan "Günəş fizikası" dərsliyi müəllifin uzun illər Bakı Dövlət Universitetində oxuduğu mühazirələr əsasında yazılmışdır. Dərslik əsasən Bakı Dövlət Universitetində astrofizika ixtisası üzrə ixtisaslaşmış magistrantlara 45 saatlıq mühazirə üçün nəzərdə tutulmuşdur. Kitabda Günəş fizikasının bütün məsələlərinə toxunulmuş, Günəş atmosferinin bütün qatları (fotosfer, xromosfer, tac), Günəşin fəal törəmələri (Günəş ləkələri, məşəllər, protuberanslar, alışmalar) ətraflı şərh C. M. Quluzadə

edilmişdir. Onların spektral təhlilinə xüsusi yer verilmişdir.

Günəşin görünən spektri ilə yanaşı onun qısadalğa spektri və infraqırmızı spektri ayrıca şərh olunur.

Günəşin radioşüalanması və Günəş – Yer əlaqələri də ayrıca fəsil şəklində verilmişdir.

Kitab astrofizika üzrə ixtisaslaşan bakalavriantlar, magistrantlar, doktorantlar və elmi işçilər üçün də faydalı ola bilər.

Kitabda, çalışılmışdır ki, elmin son nailiyyətləri öz əksini tapsın. Bu məqsədlə yeni jurnal məqalələrindən və internet məlumatlarından geniş istifadə edilmişdir.

Kitabın kompüterdə yığılmasını kafedranın əməkdaşı Sona Nəriman qızı Güləhmədova həyata keçirmişdir. Ona öz dərin minnətdarlığımı bildirirəm.

Kitabın dizaynı kafedranın doktorantı M.M. Tahirov və magistrantı F.G. Həsənova tərəfindən aparılmışdır. Onlara da təşəkkürlərimi bildirirəm.

Əlyazmasını diqqətlə oxuyan və iradlarını göstərən redaktor, fizika – riyaziyyat elmləri doktoru S.H. Məmmədova da öz dərin şükranlarımı bildirirəm.

Dərslik haqqında öz tənqidi qeydlərini göndərən həmkarlarıma və tələbələrimə əvvəlcədən öz minnətdarlığımı bildirirəm.

Tənqid və iradları aşağıdakı adresə göndərmək olar.

Az. 1148 BDU, Z. Xəlilov 23, Fizika fakültəsi, Astrofizika kafedrası e – mail: ckulizade@mail.ru

Professor C.M.QULUZADƏ

GİRİŞ

Günəş, bizim yaşadığımız Yer planeti də daxil olan Günəş sisteminin mərkəzi cismidir. Günəş Yerdə həyat mənbəyidir. Ona görə də qədim insanlar Günəşi müqəddəs saymış və ona sitayiş etmişlər.

Yerdə, eləcə də Günəş sisteminin digər planetlərində baş verən bütün proseslər Günəşlə bağlıdır. Bizim istifadə etdivimiz təbii enerji mənbələri də (neft, qaz, daş kömür və s.) Günəş fəaliyyətinin məhsullarıdır.

Günəs gündüzlər görünən yeganə ulduzdur. Ona görə bəzən Günəşi "gündüz ulduzu" adlandırırlar. Günəş həm də disk səklində görünən yeganə ulduzdur. Bütün digər ulduzlar səmada, eləcə də ən böyük teleskoplarda nöqtə şəklində görünürlər.

Günəş Yerə ən yaxın ulduzdur. Onun disk şəklində görünməsi də bizə çox yaxın olması ilə bağlıdır. Günəş Yerdən təxminən 149 600 000 km məsafədədir.

Günəşdən işıq şüaları Yerə təxminən 8 dəqiqəvə gəldiyi halda ən yaxın ulduzdan təxminən 4.5 ilə, uzaq ulduzlardan isə milyon illərə gəlib çatırlar. Günəş Yerə yaxın olduğundan o digər ulduzlara nisbətən daha dəqiq və daha ətraflı öyrənilmişdir. Günəş diskinin müxtəlif nöqtələrindən gələn işıq süaları onun atmosferinin müxtəlif qatlarından xəbər verir. Bu da Günəş səraitin dərinlikdən atmosferində fiziki asılılığını öyrənməyə imkan verir.



Səkil 0.1. Herssprung – Ressel diagramında Günəsin veri

Təbiidir ki, Günəş haqqında aldığımız elmi nəticələri digər ulduzlara, xüsusilə Günəş tipli ulduzlara da şamil etmək olar.

Günəş astrofizikada standart kimi qəbul olunur. Digər ulduzların kütlələri, ölçüləri, işıqlıqları və s. xarakteristikaları Günəş vahidləri ilə verilir.

Kainatda Günəşdən kütləcə 100 dəfə, radiusuna görə 100 dəfələrlə böyük ulduzlar vardır. Bu ulduzlar nəhəng və ifrat nəhəng ulduzlar adlanır. Bununla yanaşı Kainatda bizim Günəşdən çox – çox kiçik olan ulduzlar da mövcuddur. Belə ulduzların kütləsi Günəşin kütləsindən 12-13 dəfə kiçikdir. Cırtdan ulduzların radiusu Günəşinkindən 10-100 dəfə kiçik ola bilər.

Kütləsi $M < 0.08 M_{\odot}$ olan ulduz ola bilməz, çünki belə - belə ulduzlarda istilik nüvə reaksiyaları gedə bilməz. Kütləsi $M > 100 M_{\odot}$ ulduzlar da mövcud ola bilməz. $M > 100 M_{\odot}$ olduqca pulsasiya tarazsızlığı nəticəsində ulduz artıq kütləsini atır.

Günəş Hersşprunq – Ressel diaqramında baş ardıcıllıqda yerləşən adi cırtdan ulduzlardan biridir. Şəkil 0.1–də bu diaqramda Günəşin yeri göstərilmişdir.

I FƏSİL

GÜNƏŞİN QLOBAL XARAKTERİSTİKALARI

§1.1 Günəşin əsas xarakteristikaları

Günəş Yerdən təxminən 32'- lik bucaq altında görünür. Yer perihelidə olduqda Günəşin bucaq diametri D_{\odot} =32'35", afelidə olduqda isə D_{\odot} =31'31" olur. Beləliklə, Günəşin orta bucaq diametri

 $D_{\odot} \approx 32^{'}$. Onda Günəşin orta bucaq radiusu

$$\overline{\rho}_{\odot} = \frac{1}{2}\overline{D}_{\odot} = 16' = 960$$

olar.

Günəşin bucaq radiusuna görə onun xətti radiusunu təyin etmək olar. Şəkil 1.1– dən Günəşin xətti radiusu

$$R_{\odot} = a \sin \rho'_{\odot} = \frac{a}{206265''} \rho'_{\odot} = \frac{149600000 \, km}{206265''} \cdot 960''$$

 $= 696270 \, km$

Burada T_{\otimes} -Yer, *G*- Günəş, *a*– Yerlə Günəş arasındakı orta məsafə olub astronomik vahid adlanır.

Astronomik vahid a=149600000 km.

Yerin radiusunun R $_{\oplus} = 6378 \ km$ olduğunu bilərək taparıq ki, R $_{\odot} = 109 R_{\oplus}$. Yəni Günəşin xətti

radiusu Yerinkindən 109 dəfə böyükdür.



Şəkil 1.1. Günəşin bucaq radiusuna görə xətti radiusunun təyininə dair Günəsin xətti və bucaq diametrlərinin

Günəşin xətti və bucaq diametrlərinin müqayisəsindən alarıq ki, Günəşdə 1" (bir bucaq saniyəsi) 725 km– ə uyğun gəlir.

Günəşin kütləsi

$$M_{\odot} = 1.996 \cdot 10^{33} q = 332488 M_{\oplus},$$

həcmi isə

$$V_{\odot} = \frac{4}{3} \pi R_{\odot}^3 = 1.41 \cdot 10^{33} \text{ sm}^3$$
.

Onda Günəşin orta sıxlığı

$$\rho = \frac{M_{\odot}}{V_{\odot}} = \frac{M_{\odot}}{\frac{4}{3} \pi R_{\odot}^{3}} = 1.41 \, q \, / \, sm^{3}$$

olar.

C. M. Quluzadə

Günəşin səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili

$$g_{\odot} = G \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^2} = 2.74 \cdot 10^4 \ sm/s^2 = 274 \ m/san^2.$$

Bu da Yer səthindəkindən 28 dəfə böyükdür.

Günəşin səthinin sahəsi

$$S_{\odot} = 4 \pi R_{\odot}^2 = 6.087 \cdot 10^{22} \, sm^2$$
.

Günəşin işıqlığı – Günəşin vahid zamanda bütün istiqamətlərdə və bütün tezliklərdə şüalandırdığı işıq enerjisi

$$L_{\odot} = 4\pi a^2 \cdot s_{\circ} = 3.82610^{33} erq san.$$

Burada *s*_o– Günəş sabitidir.

Günəşin vahid səthindən şüalanan işıq enerjisi

$$\varepsilon_{\odot} = \frac{L}{S_{\odot}} = 6.35 \cdot 10^{10} \ erq \ / \ sm^2 \cdot san$$

Günəşin UBV sistemində görünən və mütləq ulduz ölçüləri uyğun olaraq aşağıdakı kimidir:

$$m_V = -26.74;$$
 $M_V = 4.83;$
 $m_B = -26.09;$ $M_B = 5.48;$
 $m_{II} = -26.96;$ $M_{II} = 5.61.$

Onda U, B, V sistemlərində Günəşin rəng göstəricisi aşağıdakı kimi olar:

$$B - V = m_B - m_V = 0.65;$$

 $U - B = m_U - m_B = 0.13;$
 $U - V = m_U - m_V = 0.78.$

Burada $B - V = m_B - m_V$ əsas rəng göstəricisidir.

9

§1.2. Günəş sabiti

Günəş kosmik fəzaya külli miqdarda enerji şüalandırır. Bu şüalanmanı xarakterizə etmək üçün 1837– ci ildə fransız astrofiziki Puye Günəş sabiti anlayışı təklif etmişdir.

Yer atmosferindən kənarda, Yerlə Günəş arasındakı orta məsafədə Günəş şüalarına perpendikulyar qoyulmuş 1sm² səthə 1 dəqiqə ərzində bütün dalğalarda düşən tam Günəş enerjisinə Günəş sabiti deyilir.

Yer səthindən Günəş sabitinin təyini iki növ cihazla aparılır:

1. Pirheliometr vasitəsilə verilmiş səthə, verilmiş müddətdə düşən tam Günəş enerjisi mütləq vahidlərlə ölçülür.

2. Yer atmosferində udulmanı təyin etmək üçün ikinci cihazdan, spektrobalometrlərdən istifadə olunur. Spektrobolometrlə spektrdə enerjinin paylanması öyrənilir. Spektrobolometr pirheliometrdən fərqli olaraq intensivliyin nisbi qiymətini təyin edir.

Yer atmosferində udulan Günəş enerjisini təyin etmək üçün müxtəlif spektral bölgələrdə Günəşin müxtəlif zenit məsafələrində intensivliyi ölçülür və hər bir bölgə üçün onun atmosferdənkənar giyməti təyin olunur. Sonda spektrdə paylanması əyriləri qurulur. enerjinin Atmosferdənkənar müsahidə olunan və enerii paylanmaları əyrilərinin absis oxu ilə əmələ gətirdiyi sahələrin nisbətini perheliometrin göstərişinə vurmaqla Günəs sabitini təyin etmək olar.

Günəş sabitini ilk dəfə ölçən Puye olmuşdur. O,

tapmışdır ki, Günəş sabiti

 $s_{\circ} = 1.79 \text{ kal/sm}^2 \cdot d \partial q.$

Abbot Smitsonian institutunda uzun illər Günəş sabitini təyin etməklə məşğul olmuşdur. Uzun illərin çoxsaylı ölçmələrinə görə o, tapmışdır ki,

 $s_{\circ} = 1.94 \text{ kal/sm}^2 \cdot d \partial q.$

Kosmik aparatlarda qoyulmiş perheliometrlərlə s_o - ın təyini xeyli dəqiqləşdirilmişdir. Son məlumatlara görə

$s_{\circ} = 1.95 \text{ kal/sm}^2 \cdot d \partial q.$

Günəş sabitinin Yer atmosferindən kənarda ilk dəfə olaraq birbaşa ölçülməsi 1967– ci ildə X–15 raketinin köməyilə 82 km hündürlükdə ABŞ– da aparılmışdır.

Yer səthindən Günəş sabitinin təyininin dəqiqliyi $\pm 1\%$ – dir.

Peyklərdə qoyulmuş radiometrlərlə müəyyən olunmuşdur ki, Günəş sabitinin iki növ variasiyası müşahidə olunur:

1. **Uzunmüddətli:** Günəş fəallığının 11 illik tsikli ilə Günəş sabiti 0.1% dəyişir. Fəallıq maksimum olanda s_{\circ} maksimal, minimum olanda isə minimal olur.

2. **Qısamüddətli:** Günəş diskində məşəllərin və ləkələrin keçməsi ilə Günəş sabiti $+0.2\% \div -0.4\%$ arasında dəyişir.

Beləliklə, Günəş dəyişən ulduz hesab oluna bilər. Günəş sabitinə görə Günəşin işıqlığını təyin etmək olar. Əgər radiusu 1a.v. olan kürənin səthinin sahəsinin Günəş sabitinə vursaq, Günəşin 1 dəqiqə ərzində bütün istiqamətlərdə və bütün tezliklərdə kosmik fəzaya şüalandırdığı enerjini – Günəşin işıqlığını alarıq:

 $L_{\odot} = 4\pi a^2 \cdot s_{\circ} = 3.826 \cdot 10^{33} \, erq \, / \, s = 3.85 \cdot 10^{26} \, Vt.$

Digər tərəfdən Günəşin vahid səthinin (1sm²) 1san-də şüalandırdığı enerji üçün alarıq:

$$\varepsilon_{\odot} = \frac{L_{\odot}}{4\pi R_{\odot}^2} = \frac{4\pi a^2}{4\pi R_{\odot}^2} \cdot s_{\circ} = \left(\frac{a}{R_{\odot}}\right)^2 s_{\circ} = 6.35 \cdot 10^{10} \ erq \,/\, sm^2 \cdot san.$$

Stefan – Bolsman qanununa görə

$$\varepsilon = \sigma T_{ef}^4$$

Buradan Günəşin effektiv temperaturu üçün yaza bilərik:

$$T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon}{\sigma}}$$

Stefan – Bolsman sabiti

 $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5} erq/sm^2 san \cdot dər^4$. olduğundan alırıq ki, Günəşin effektiv temperaturu $T_{ef} \approx 5800 K$.

§1.3. Günəş diski boyunca parlaqlığın dəyişməsi

Müşahidələr göstərir ki, Günəş diskinin parlaqlığı diskin mərkəzindən kənarına doğru xeyli azalır. Bu onunla əlaqədardır ki, diskin mərkəzində şüalanma fotosferin temperaturu yüksək olan daha dərin qatlarından gəlir. Doğrudan da, diskin müxtəlif nöqtələri üçün optik dərinliyin $\tau = 1$ qiyməti fotosferin müxtəlif dərinliklərinə uyğun gəlir. Bircins fotosfer üçün $\tau = \tau(\mathcal{G})\cos\mathcal{G}$ kimi təyin olunur. Burada τ -verilmiş nöqtənin radius vektoru boyunca təyin olunmuş optik dərinlik, $\tau(\mathcal{G})$ – həmin nöqtənin baxış şüası boyunca təyin olunmuş optik dərinliyidir. Əvvəlcə parlaqlığın disk boyunca dəyişməsinə, daha doğrusu, diskin mərkəzdən kənarına doğru azalmasına inteqral işıqda baxaq.

Günəş fotosferindən \mathcal{G} bucağı altında çıxan inteqral şüalanma intensivliyi aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$J(0,\mathcal{G}) = \int_{0}^{\infty} e^{-\tau \sec \mathcal{G}} S(\tau) \sec \mathcal{G} d\tau \quad (1.1)$$

Burada $S(\tau)$ mənbə funksiyasıdır. Köçürmə tənliyinin Çandrasekar həllinə görə mənbə funksiyası

$$S(\tau) = \frac{3}{4}F\left(\tau + \frac{1}{\sqrt{3}}\right).$$
 (1.2)

Aydındır ki,

$$H = \pi F \text{ və ya } F = \frac{H}{\pi}$$
(1.3)

ifadəsindən təyin olunur.

Burada H Günəş diski üzrə tam sel, F – isə disk üzrə orta intensivlikdir. Əgər (1.2)– ni (1.1)– də yerinə yazsaq,



$$J(0,9) = \frac{3}{4} F \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \int_{0}^{\infty} e^{-x} dx + \cos 9 \int_{0}^{\infty} e^{-x} x dx \right]. (1.5)$$

fotosferdən inteqral işıqda *9* bucağı altında çıxan şüalanmanın intensivliyi üçün yaza bilərik:

$$J(0, \theta) = \frac{3}{4} F \left[\frac{1}{\sqrt{3}} + \cos \theta \right] = \frac{F}{4} \left[\sqrt{3} + \cos \theta \right]. \quad (1.6)$$

Bu ifadədən diskin mərkəzindən çıxan işığın intensivliyi üçün ($\mathcal{G} = 0$ olduqda) alarıq ki,

$$J(0,0) = \frac{F}{4} \left[\sqrt{3} + 3 \right] \tag{1.7}$$

Onda (1.6) və (1.7)-dən fotosferdən \mathcal{G} bucağı altında çıxan intensivliyin diskin mərkəzindən çıxan intensivliyə nisbəti üçün alarıq:

$$\frac{J(0,9)}{J(0,0)} = \frac{\sqrt{3} + 3\cos9}{\sqrt{3} + 3}.$$
 (1.8)

Sonuncu ifadə inteqral işıqda parlaqlığın Günəş diski boyunca dəyişməsini, daha doğrusu azalmasını göstərir.

Cədvəl 1.1– də \mathcal{G} – nın müxtəlif qiymətləri üçün $\frac{J(0,0)}{J(0,\mathcal{G})}$ –nin (1.8) ifadəsindən hesablanmış qiymətləri

verilmişdir. Qeyd edək ki, $\sin \theta = 0.00$ diskin mərkəzini, $\sin \theta = 1.00$ isə kənarını göstərir.





$$J(0, \mathcal{G}) = \frac{3}{4} F \int_{0}^{\infty} e^{-\tau \sec \vartheta} \sec \vartheta \left(\tau + \frac{1}{\sqrt{3}}\right) d\tau =$$

= $\frac{3}{4} F \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \int_{0}^{\infty} e^{-\tau \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau + \int_{0}^{\infty} e^{-\tau \sec \vartheta} \sec \vartheta \tau d\tau\right].$ (1.4)

 $\partial g \exists r$ $\tau \sec \theta = x$ des \exists k, $dx = \sec \theta \, d\tau$, $d\tau = dx / \sec \theta$ $v \exists \tau = x \cos \theta$ olduğundan (1.4)-ü aşağıdakı kimi yaza bilərik :

Cədvəl 1.1.

İnteqral işıqda parlaqlığın Günəş diski boyunca dəyişməsi

sin 9	0.00	0.17	0.50	0.77	0.9 4	1.00
$\frac{J(0,0)}{J(0, \vartheta)}$	1.00	0.99	0.91	0.77	0.58	0.37

Aydındır ki, (1.8)– dən fotosferdən $\mathcal{G} = 0$ (diskin mərkəzi) və $\mathcal{G} = \frac{\pi}{2}$ bucağı altında çıxan inteqral intensivliklərin nisbəti üçün alarıq ki,

$$\frac{J(0,0)}{J(0,\frac{\pi}{2})} = \frac{\sqrt{3}+3}{\sqrt{3}} = 2.8$$

Şəkil 1.3– də 1.1 cədvəlinə görə inteqral şüalanma üçün parlaqlığın Günəş diski boyunca dəyişməsi göstərilmişdir.

İndi də monoxromatik işıqda parlaqlığın Günəş diskinin mərkəzindən kənarına doğru dəyişməsinə baxaq. (1.1) -ə anoloji olaraq v tezliyində fotosferdən çıxan şüalanmanın intensivliyi üçün yaza bilərik:

$$J_{\nu}(0, \theta) = \int_{0}^{\infty} e^{-\tau_{\nu} \sec \theta} S_{\nu}(\tau_{\nu}) \sec \theta \, d\tau_{\nu}.$$
 (1.9)

Termodinamik tarazlıq halında mənbə funksiyası aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$S_{\nu}(\tau_{\nu}) = B_{\nu}(\tau_{\nu}) = \frac{2\pi h \nu^{3}}{c^{2}} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$
 (1.10)

Təqribi olaraq yazmaq olar ki,

 $B_{\nu}(T) \approx B_{\nu}(T_0)(1 + \beta_{\nu}\tau_{\nu}).$

(1.11)

C. M. Quluzadə

Burada β parlaqlığın disk boyunca zəifləmə sabitidir. Əgər (1.11)– i (1.9)– da nəzərə alsaq,



Şəkil 1.3. İnteqral işıqda parlaqlığın disk üzrə dəyişməsi

$$J_{\nu}(0, 9) = B_{\nu}(T_{0}) \int_{0}^{\infty} (1 + \beta_{\nu}\tau_{\nu}) e^{-\tau_{\nu}\sec\theta} \sec\theta d\tau_{\nu} =$$

$$= B_{\nu}(T_{0}) \left[\int_{0}^{\infty} e^{-\tau_{\nu}\sec\theta} \sec\theta d\tau_{\nu} + \int_{0}^{\infty} \beta_{\nu}e^{-\tau_{\nu}\sec\theta} \sec\theta \tau_{\nu}d\tau_{\nu} \right] =$$

$$= B_{\nu}(T_{0}) \left[\int_{0}^{\infty} e^{-x}dx + \beta_{\nu}\int_{0}^{\infty} e^{-x}\cos\theta dx \right]$$
və ya

 $J_{\nu}(0, \mathcal{G}) = B_{\nu}(T_0)(1 + \beta_{\nu} \cos \mathcal{G}).$ (1.12) Buradan $\mathcal{G} = 0$ olduda alarıq ki

$$J_{\nu}(0,0) = B_{\nu}(T_0)(1+\beta_{\nu}).$$
(1.13)

Onda (1.12) və (1.13) – dən alarıq ki,

$$\frac{J_{\nu}(0,\theta)}{J_{\nu}(0,0)} = \frac{1+\beta_{\nu}\cos\theta}{1+\beta_{\nu}}.$$
(1.14)

Bu ifadə ν tezlikli monoxromatik şüalanma üçün parlaqlığın disk boyunca dəyişməsini göstərir.

Şəkil 1.4 – də müşahidə materialları əsasında $\lambda 3200 \text{\AA}$ və $\lambda 10000 \text{\AA}$ üçün Günəş diski boyunca parlaqlığın azalması göstərilmişdir.



Şəkildən göründüyü kimi parlaqlığın Günəş diskinin mərkəzindən kənarına doğru azalması dalğa uzunluğundan asılıdır. Qısa dalğalar üçün parlaqlığın kənara doğru azalması daha sürətlə baş verir.

Günəş diskinin mərkəzi üçün şüalanma intensivliyi ilə disk üzrə orta intensivlik arasındakı əlaqəyə baxaq. Günəş diskinin mərkəzi üçün şüalanma intensivliyi C. M. Quluzadə

 $J_{\nu}(0,0)$ ilə, disk üzrə orta intensivlik F_{ν} arasında əlaqə aşağıdakı kimi verilir:

$$F_{\nu} = \frac{1}{\pi} \int J_{\nu}(\vartheta) \cos \vartheta \, d\omega. \tag{1.15}$$

Burada $d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ olduğunu nəzərə alsaq yaza bilərik:

$$\frac{J_{\nu}(0,\theta)}{F_{\nu}} = \frac{1+\beta_{\nu}}{1+\frac{2}{3}\beta_{\nu}}.$$
 (1.16)

Cədvəl 1.2- də
$$\frac{J_{\nu}(0, \theta)}{F_{\nu}}$$
 – nin λ - dan asılılığı

verilmişdir.

Axırıncı (1.10) ifadəsindən yazmaq olar ki,

$$\beta_{\nu} \approx \frac{J_{\nu}(0, \vartheta)}{F_{\nu}}.$$
(1.17)

Şəkildən göründüyü kimi müşahidəyə görə diskin mərkəzində çıxan şüalanmanın disk üzrə orta intensivliyə nisbətinin dalğa uzunluğundan asılılığında Balmer seriyasının sərhəddində sıçrayış müşahidə olunur. Adi şüa tarazlığı nəzəriyyəsi bu sıçrayışı izah edə bilmir.

Cədvəl 1.2

Fotosferdən \mathcal{G} bucağı altında çıxan intensivliyin disk üzrə orta intensivliyə nisbətinin dalğa uzunluğundan asılılığı

λ, Å	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000
$\frac{J_{\nu}(0,\mathcal{G})}{F_{\nu}}$	1.35	1.32	1.30	1.27	1.26	1.25	1.23

Şəkil 1.5– də $\frac{J_{\nu}(0, \vartheta)}{F_{\nu}}$ - nün dalğa uzunluğundan asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 1.5. Günəş diskinin mərkəzi üçün çıxan şüalanmanın intensivliyin orta intensivliyə nisbətinin dalğa uznluğundan asılılığı (qara dairələr – müşahidə, açıq dairələr – nəzəriyyə)

§1.4. Günəşin kəsilməz spektrində enerjinin paylanması

Verilmiş v tezliyində fotosferdən çıxan enerji seli üçün yaza bilərik:

$$H_{\nu} = 2\pi \int_{0}^{\pi/2} J_{\nu}(0, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta \, d\vartheta \,. \tag{1.18}$$

Burada $J_{\nu}(0, \theta) - \nu$ teziyində fotosferdən ϑ bucağı altında çıxan şüalanmanın intensivliyidir.

Əgər fotosferdə termodinamik tarazlıq halı ödənilərsə (1.18)– i aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$H_{\nu} = 2\pi \int_{0}^{\infty} \mathbf{B}_{\nu}(T) E_{2\tau_{\nu}} d\tau_{\nu}.$$
 (1.19)

Axırıncı ifadədə $B_{\nu}(T)$ – mütləq qara cisim üçün ν tezliyində şüalanmanın intensivliyi, τ_{ν} – optik dərinlik və $E_{2\tau_{\nu}}$ – ikinci tərtib inteqral göstərici funksiyadır. Udulma əmsalı tezlikdən asılı olmadıqda (1.19)–i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$H_{\nu} = \frac{4\pi h \nu^3}{c^2} \int_{0}^{\infty} \frac{E_{2\tau} d\tau}{e^{\frac{h\nu}{kT}(1/2+3/4\tau)-1/4}} .$$
 (1.20)

Hesablamalar göstərir ki, bu düsturla enerjinin kəsilməz spektrdə paylanması adi Plank paylanmasına yaxındır. Lakin müşahidədən alınmış paylanma bu düsturla təyin olunmuş paylanmadan fərqlənir. Özü də müxtəlif spektral siniflər üçün bu fərq müxtəlif olur. Məsələn, Günəş üçün spektrin görünən bölgəsində müşahidə nəzəriyyəyə çox yaxındır. A və B sinifləri üçün isə bu fərq çox böyükdür. Bu onunla bağlıdır ki, biz yuxarıdakı düsturu α_v – nün tezlikdən asılı olmayan halı üçün almışıq. Bu hal isə ulduzlarda ödənilmir.

Şəkildən göründüyü kimi Yer atmosferində udulma nəzərə alınmaqla Günəşin kəsilməz spektrində enerjinin paylanması temperaturu $T=6000 \ K$ olan mütləq qara cismin şüalanmasına çox yaxındır. Enerjinin maksimal qiyməti $\lambda 4300 \text{ Å}$ - ə uyğun gəlir. Şəkildə Yer atmosferində molekullar və su buxarı ilə udulma bölgələri göstərilmişdir.

Raket tədqiqatları Günəşin qısa dalğa bölgəsində kəsilməz spektrdə enerjinin paylanmasını da dəqiq öyrənməyə imkan vermişdir.

Aydın olmuşdur ki, $\lambda \le 2900 \text{ Å}$ olduqda kəsilməz spektrin intensivliyi kəskin düşür. Spektrin görünən bölgəsi 6000 K Plank rəng temperaturuna uyğun gəldiyi halda $\lambda 2000 \text{ Å}$ bölgəsi 4500 K– ə uyğun gəlir. Ən böyük fərq $\lambda < 1000 \text{ Å}$ – də alınır. Bu bölgədə kəsilməz spektrin intensivliyi gözlənildiyindən xeyli böyük alınır.

Aşağıdakı şəkildə Günəşin kəsilməz spektrində enerjinin paylanması verilmişdir.



Şəkil 1.6. Günəşin kəsilməz spektrində enerjinin paylanması (1- 6000 K– də mütləq qara cismin şüalanması, 2- atmosferdən kənarda, 3- dəniz səviyyəsində).

Bundan başqa müəyyən olunmuşdur ki, $\lambda < 100 \text{ Å}$ olduqda kəsilməz spektrin intensivliyi Günəş fəallığından asılıdır və fəallıq tsikli ərzində xeyli dəyişir. Aydın olmuşdur ki, rentgen bölgəsində enerji seli ilə fəallığın Volf ədədi arasında əlaqə vardır. Günəşin fəallığı yüksək olduqca rentgen seli böyük olur.

Günəşin rentgen bölgəsindən uzaq infraqırmızı bölgəyə qədər olan spektral bölgədə enerjinin kəsilməz spektridə paylanması Şəkil 1.7– də göstərilmişdir. Şəkildə nöqtəli qırıq xətt mütləq qara cismin $6000 \ K$ – də şüalanmasını, qırıq xətt isə rentgen bölgəsində intensivliyin Günəş fəallığından asılı olaraq dəyişməsini, şaquli xətt isə Yer atmosferinin şüalanmanı buraxma sərhəddini göstərir.



Şəkil 1.7. Rentgen bölgəsindən uzaq infraqırmızı bölgəyə qədər Günəş spektrində enerji paylanması (- • - 6000K də mütləq qara cismin şüalanması, • • Rentgen bölgəsində intensivliyin Günəş fəallığından asılı olaraq dəyişməsi)

C. M. Quluzadə

II FƏSİL

GÜNƏŞİN DAXİLİ QURULUŞU

§2.1. Günəşin ümumi quruluşu

Günəş, radiusu $r \approx 0.25R_{\odot}$ olan nüvədən, qalınlığı $\Delta r = 0.61R_{\odot}$ olan aralıq və ya şüaköçürmə zonasından, qalınlığı $\Delta r = 0.14R_{\odot}$ olan konvektiv zonadan, qalınlığı $\Delta r \approx 0.4 \cdot 10^{-3}R_{\odot}$ olan fotosferdən, $\Delta r \approx 0.2 \cdot 10^{-2}R_{\odot}$ qalınlıqlı xromosferdən və qalınlığı $\Delta r \approx (0.1 \div 100)R_{\odot}$ arasında dəyişən tacdan ibarətdir.

Nüvədə sıxlıq çox böyük olduğundan onda Günəşin kütləsinin təxminən yarısı yerləşir. Günəşin nüvəsində sıxlıq $\rho \approx 150q/sm^3$, temperatur isə $T \approx 1.5 \cdot 10^7 K$ –dir. Nüvədə yüksək sıxlıq və yüksək temperatur şəraitində istilik nüvə reaksiyaları gedir. Bu reaksiyalar nəticəsində atom nüvələrinin çevrilməsi və yüngül nüvələrdən ağır nüvələrin əmələ gəlməsi prosesi gedir. Bu prosesdə əsas rolu hidrogen nüvələrinin helium nüvələrinə çevrilməsi oynayır.

Günəşin mərkəzində qamma – kvantlar şüalanır. Bu kvantların Günəşin mərkəzindən fotosferə çatması yüzlərlə il tələb edir, çünki kvantlar fotosferə çatana qədər çoxqat səpilməyə məruz qalır – dəfələrlə udulur və yenidən şüalanırlar. Bu prosesdə onların tezliyi dəyişir. Əvvəlcə γ – kvantlar rentgen kvantlarına, sonra ultrabənövşəyi və nəhayət, görünən və infraqırmızı kvantlara çevrilirlər.

Aralıq zonada nüvədə ayrılan enerji şüaköçürmə yolu ilə yuxarı qatlara köçürülür. Bu zonada sıxlıq $\rho \approx 20 \div 10^{-2} q / sm^3$ arasında, temperatur isə $T = 8 \cdot 10^6 \div 5 \cdot 10^5 K$ arasında dəyisir.

Konvektiv zonada qeyri – şəffaflıq kəskin artdığı üçün şüaköçürmə rol oynamır və enerji əsasən konveksiya yolu ilə köçürülür. Bu zonada sıxlıq $\rho = 10^{-2} \div 4 \cdot 10^{-7} q / sm^3$ arasında, temperatur isə $T = 5 \cdot 10^5 \div 6.6 \cdot 10^3 K$ arasında dəyişir.

Günəşin fotosfer qatında enerjinin köçürülməsində yenidən şüaköçürmə əsas rol oynayır.

Nəhayət, qeyd edək ki, Günəşin dərin qatlarından yuxarı qatlarına enerji köçürülməsində istilikkeçirmə, demək olar ki, rol oynamır.

Günəşin fotosfer, xromosfer və tac qatları haqqında ayrılıqda geniş məlumat veriləcəkdir. Şəkil 2.1– də Günəşin ümumi quruluşu sxematik olaraq verilmişdir.



Şəkil 2.1. Günəşin ümumi quruluşu

§2.2. Hidrostatik tarazlıq tənliyi

Günəşin mərkəzindən r məsafədə en kəsiyinin sahəsi ds = 1, hündürlüyü isə dr olan dV = drds = drhəcm elementinin hidrostatik tarazlıqda olması üçün ona təsir edən təzyiq və cazibə qüvvələri bir – birini tarazlaşdırmalıdır. Aydındır ki, bu həcm elementinə təsir edən təzyiq qüvvəsi

$$F_t = \Delta P = \frac{dP}{dr} dr , \qquad (2.1)$$

cazibə qüvvəsi isə

$$F_{g} = G \frac{M(r) \cdot \Delta m}{r^{2}} = \frac{GM(r)\rho \, dV}{r^{2}} = \frac{GM(r)\rho dr}{r^{2}} (2.2)$$

olar. Burada Δm baxdığımız həcm elementinin kütləsidir (Şəkil 2.2.).



Şəkil 2.2. Hidrostatik tarazlıq tənliyinə dair

Bu qüvvələrin bərabərliyindən yaza bilərik ki,

$$dP = \frac{GM(r)\rho \, dr}{r^2}.$$
 (2.3)

Digər tərəfdən Günəşin mərkəzindən r məsafədə ağırlıq qüvvəsinin təcili aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$g = G \frac{M(r)}{r^2}.$$
 (2.4)

Onda (2.4)– ü (2.3)– də nəzərə alaraq yaza bilərik:

$$dP = \rho g dr \,. \tag{2.5}$$

Bu ifadə hidrostatik tarazlıq tənliyi olub Günəşdə təzyiqin məsafədən asılı olaraq dəyişməsini göstərir.

§2.3. Günəşdə kütlə paylanması

Günəşin mərkəzindən r məsafədə olan dr qalınlıqlı sferik qata baxaq. Bu qatın kütləsi

$$dM(r) = 4\pi r^2 \rho \, dr \tag{2.6}$$

olar. Burada ρ Günəşin mərkəzindən r məsafədəki dr qalınlıqlı sferik qatın orta sıxlığıdır. Buradan yaza bilərik ki,

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \qquad (2.7)$$

Bu ifadə kütlənin Günəşin mərkəzindən olan r məsafəsindən asılılığını təyin edir.

Şəkil 2.4– də Günəşdə kütlənin onun mərkəzindən olan məsafədən asılılığı göstərilmişdir.

Aydındır ki, r radiuslu sferin daxilində yerləşən kütlə

$$M(r) = 4\pi \int_{0}^{r} r^{2} \rho dr$$
 (2.8)

C. M. Quluzadə

olar.



Onda (2.8)– dən Günəşin tam kütləsi üçün yaza bilərik:

$$M_{\odot} = 4\pi \int_{0}^{R_{\odot}} r^{2} \rho dr . \qquad (2.9)$$

§2.4. Hündürlük şkalası

Günəşin mərkəzindən r məsafədə hündürlüyü

H = dr və en kəsiyi $ds = 1 sm^2$ olan bir həcm elementi götürək. Hidrostatik tarazlıq şərtinə görə həcm elementinin yuxarı və aşağı səthlərində təzyiqlərin fərqi r radiuslu sferin cazibə qüvvəsi ilə tarazlaşmalıdır, yəni

$$P_2 - P_1 = \frac{dP}{dr}dr = mg = \rho gH$$
. (2.10)

Bu həcm elementində orta sıxlıq

 p_1, p_1

 p_{2}, ρ_{2}

$$\overline{\rho} = \frac{1}{2} (\rho_1 + \rho_2) \tag{2.11}$$

dr = H

olar. Burada P_1 və P_2 həcm elementinin yuxarı və aşağı sərhədlərində təzyiq, ρ_1 və ρ_2 isə həmin yerlərdə sıxlıqdır.



ds=1

r

$$PV = \frac{m}{\mu}RT.$$
 (2.12)

C. M. Quluzadə

Burada P- təzyiq, V- həcm, m- kütlə, μ - molekulyar çəki, R- universal qaz sabiti və T- temperaturdur.

Buradan götürdüyümüz həcm elementinin yuxarı və aşağı sərhədləri üçün yaza bilərik:

$$P_{1} = \frac{m_{1}}{V\mu}RT = \frac{\rho_{1}}{\mu}RT$$

$$P_{2} = \frac{m_{2}}{V\mu}RT = \frac{\rho_{2}}{\mu}RT$$

$$(2.13)$$

və

$$\rho_{1} = \frac{\mu}{RT} P_{1}$$

$$\rho_{2} = \frac{\mu}{RT} P_{2}$$
(2.14)

Əgər (2.14) – ü (2.11) – də nəzərə alsaq

$$\overline{\rho} = \frac{1}{2} (\rho_1 + \rho_2) = \frac{\mu}{2RT} (P_1 + P_2).$$
(2.15)

olar.

Digər tərəfdən (2.13) – ü (2.10) – da nəzərə alsaq,

$$P_2 - P_1 = \rho g H = \frac{P_1 + P_2}{2} \frac{\mu g}{RT} H. \qquad (2.16)$$

Əgər (2.16) – da

$$H = H_0 = \frac{RT}{\mu g} \tag{2.17}$$

olsa,

$$P_2 - P_1 = \frac{P_1 + P_2}{2}$$

olar. Buradan alarıq ki,

$$=3P_1.$$
 (2.18)

Yəni $H_0 = \frac{RT}{\mu g}$ elə hündürlükdür ki, o intervalda (yəni onun aşağı və yuxarı səviyyələrdə) təzyiq 3 dəfə dəyişir. Bu hündürlüyə *hündürlük şkalası* deyilir. Günəşin yuxarı qatları üçün T = 10000K,

$$g = 2.74 \cdot 10^4 \frac{sm}{san^2}, R = 8.31 \cdot 10^7 \frac{erq}{mol \cdot K}, \mu = 1$$

 P_{γ}

olduğunu bilərək (2.17)- dən alarıq ki,

$$H_0 = \frac{RT}{\mu g} \approx 300 \, km \,. \tag{2.19}$$

Günəşin dərin qatlarında $T \approx 3.4 \cdot 10^6 K$ olduğundan

$$H_0 = \frac{RT}{\mu g} \approx 200\ 000\,km$$

olar.

§2.5. Günəşin təqribi modeli

İndi də temperatur (T), sıxlıq (ρ) və təzyiqin (p) Günəşin daxilində dəyişməsinə baxaq. Günəşin mərkəzinə doğru getdikcə T və ρ sürətlə artır. Fiziki parametrlərin Günəşin mərkəzindən olan məsafədən asılı olaraq dəyişməsi onun modelini təyin edir.

Günəşin mərkəzindən
$$r = \frac{R_{\odot}}{2}$$
 məsafədə bu
parametrləri hesablayaq. Qəbul etmək olar ki, bu
dərinlikdə sıxlıq Günəşin orta sıxlığına bərabərdir.

Aydındır ki, $r = \frac{R_{\odot}}{2}$ radiuslu kürənin kütləsi $M_{\odot}(\frac{R_{\odot}}{2}) = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{R_{\odot}}{2}\right)^{3} \overline{\rho} = \frac{4\pi}{3}\frac{R_{\odot}^{3}}{8}\overline{\rho} = \frac{1}{8}M_{\odot} \quad (2.20)$

olar.

Günəşin
$$r = \frac{R_{\odot}}{2}$$
 dərinliyində ağırlıq qüvvəsinin

təcili üçün alarıq ki,

$$g(\frac{R_{\odot}}{2}) = \overline{\rho} = \frac{GM_{\odot}(\frac{R_{\odot}}{2})}{(\frac{R_{\odot}}{2})^2} = \frac{G\frac{M_{\odot}}{8}}{(\frac{R_{\odot}}{2})^2} = \frac{4}{8}\frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2} = \frac{1}{2}g_{\odot}.(2.21)$$

Həmin dərinlikdə təzyiq, hündürlüyü $\frac{R_{\odot}}{2}$ və en kəsiyinin sahəsi 1sm² olan sütunun çəkisinə bərabər olar, yəni

$$\overline{p} = mg = \rho g H = \overline{\rho} \,\overline{g} \,\frac{R_{\odot}}{2} = 1/2 \,\overline{\rho} \,\overline{g} R_{\odot}$$
(2.22)

Günəşin həmin $r = \frac{R_{\odot}}{2}$ dərinliyində sıxlığı üçün yaza bilərik:

$$\rho\left(\frac{R_{\odot}}{2}\right) = \frac{M_{\odot}\left(\frac{R_{\odot}}{2}\right)}{V_{\odot}\left(\frac{R_{\odot}}{2}\right)} = \frac{\frac{1}{8}M_{\odot}}{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{R_{\odot}}{2}\right)^{3}} =$$

$$\frac{8M_{\odot}}{8\cdot\frac{4}{3}\pi R_{\odot}^{3}} = \frac{M_{\odot}}{\frac{4}{3}\pi R_{\odot}^{3}} = \overline{\rho}_{\odot}.$$
(2.23)

 ∂ gər (2.21) – i (2.22) – də nəzərə alsaq $\frac{R_{\odot}}{2}$ dərinliyində

təzyiq üçün yaza bilərik:

$$p(\frac{R_{\odot}}{2}) = \frac{1}{2} \overline{\rho} \,\overline{g} \,(\frac{R_{\odot}}{2}) R_{\odot} = \frac{1}{2} \overline{\rho} \,\overline{g} \,\frac{R_{\odot}}{2} =$$

$$\frac{1}{4} \overline{\rho} \,\overline{g} \,R_{\odot} = \frac{1}{4} \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^{2}} R_{\odot} \,\overline{\rho} = \frac{1}{4} \frac{GM_{\odot}}{R_{8}} \,\overline{\rho} = (2.24)$$

$$= 6.6 \cdot 10^{13} \, paskal = 6.6 \cdot 10^{4} \, dn \, / \, sm^{2}.$$

İndi də Günəşin $r = R_{\odot}/2$ dərinliyində temperaturu hesablayaq. Bu dərinlikdə qazı ideal qaz hesab etmək olar. Onda temperaturu ideal qazın hal tənliyindən hesablaya bilərik.

İdeal qazlar üçün (2.12) hal tənliyindən temperaturu aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$T = \frac{PV}{mR}\mu. \qquad (2.25)$$

Onda (2.25) – i $r = R_{\odot}/2$ dərinliyi üçün yazaraq alırıq:

C. M. Quluzadə

$$T(\frac{R_{\odot}}{2}) = \frac{P_{\odot}(\frac{R_{\odot}}{2})V_{\odot}(\frac{R_{\odot}}{2})}{M_{\odot}(\frac{R_{\odot}}{2})R}\mu = \frac{P(\frac{R_{\odot}}{2})\mu}{\rho\frac{R_{\odot}}{2}R}$$

Əgər (2.24) – ü burada nəzərə alsaq,

$$T(\frac{R_{\odot}}{2}) = \frac{\frac{1}{4} \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}} \overline{\rho}}{R\overline{\rho}} \mu = \frac{1}{4} \mu \frac{GM_{\odot}}{RR_{\odot}} = 2.8 \cdot 10^6 K$$

olar.

Cədvəl 2.1 – də Günəşin daxilində ρ , P və T – nin nəzəri hesablamalara görə dəyişməsi verilmişdir.

				Cədvəl 2.1.
r / R_{\odot}	Т, К	P, Pa	ho ,q/sm ³	Zona
0	$1.55 \cdot 10^7$	$2.3 \cdot 10^{16}$	149	
0.1	$1.31 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^{16}$	87.4	Nüvə
0.2	$9.42 \cdot 10^{6}$	$4.4 \cdot 10^{15}$	5.3	
0.3	$6.81 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^{15}$	12.1	
0.4	$5.14 \cdot 10^{6}$	$2.7 \cdot 10^{14}$	3.94	Şüaköçürmə
0.5	$3.98 \cdot 10^{6}$	$7.0 \cdot 10^{13}$	1.32	zonası
0.6	$3.13 \cdot 10^{6}$	$2.1 \cdot 10^{13}$	0.50	
0.7	$2.34 \cdot 10^{6}$	$6.4 \cdot 10^{12}$	0.20	
0.8	$1.38 \cdot 10^{6}$	$1.6 \cdot 10^{12}$	0.09	Konvektiv
0.9	$6.02 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^{11}$	0.02	2011a
0.98	$9.96 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^9$	0.001	Fotosfer
1.0	$4.56 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^4$	$0.74 \cdot 10^{-7}$	

§2.6. Günəşin enerji mənbələri

Birinci fəsildə dediyimiz kimi Günəş hər saniyədə kosmik fəzaya $L_{\odot} = 3.826 \cdot 10^{33} erq$ enerji şüalandırır, Günəşin enerjisi isə sabit qalır. Bəs bu enerji necə yaranır? Şüalanan enerji necə bərpa olunur?

Əgər Günəş yalnız ilkin istilik hesabına şüalandırsa idi onun temperaturu ildə 2% azalardı. Hesablamaq olar ki, bu hesabla Günəşin enerji ehtiyatı cəmi bir neçə min ilə çatardı. Müasir məlumatlara görə Günəşin yaşı 5 milyard ildir. Bu müddətdə Günəş ilkin istilik hesabına şüalandıra bilməzdi. Deməli, Günəşin enerji mənbəyi ilkin istilik ola bilməz.

İlk dəfə, hələ 150 il bundan əvvəl Günəşin enerji mənbəyi ilə Uilyam Tomson (Kelvin) maraqlanmışdır. Tomsona görə Günəş enerjisi cazibə təsiri ilə onun üzərinə düşən meteor cisimləri hesabına bərpa oluna bilər. Lakin təqribi hesablamalar göstərdi ki, bu proses Günəşin enerji ehtiyatını izah edə bilməz.

Helmholts hesab edirdi ki, Günəş enerjisi cazibə sıxılması hesabına bərpa oluna bilər. Sonradan Tomson da bu fikirlə razılaşdı və hesablamalarla göstərdi ki, böyük cazibə qüvvəsi nəticəsində Günəşin yavaş – yavaş sıxılması onun enerji ehtiyatını izah edə bilər. Lakin hesablamalar göstərdi ki, bu enerji hesabına da Günəş enerjisi təxminən 20 milyon ilə çatardı. Lakin yuxarıda dedimiz kimi geoloji tədqiqatlar Yerin yaşının bir neçə milyard il olduğunu göstərir. Təbiidir ki, Günəş Yerdən cavan ola bilməz və onun yaşı bir neçə milyarddan çox olmalıdır. Cins hesab edirdi ki, Günəş enerjisi hissəciklərin annihilyasiyası hesabına yarana bilər. Cinsə görə müsbət və mənfi yüklü hissəciklər annihilyasiya edərkən onların kütlələri enerjiyə çevrilir.

1925– ci ildə Eddinqton ilk dəfə olaraq Günəş və ulduzların daxilində atom nüvələrinin çevrilmələri nəticəsində enerji ayrılması fikrini söylədi.

Hələ 1905– ci ildə Eynşteyn nisbilik nəzəriyyəsinə görə kütlə ilə enerji arasındakı münasibəti göstərmişdi. Eynşteynə görə

 $E = mc^2$.

Burada m – kütlə, c – işiq sürətidir. Onda tapmaq olar ki, 1 q kütlə tamamilə enerjiyə çevrilsə $E=9\cdot10^{20}$ erq enerji ayrılar.

Nəzəri hesablamalar göstərir ki, yalnız Günəş və ulduzların mərkəzi hissələrində (nüvələrində) yüksək temperatur və yüksək sıxlıq şəraitində atom nüvələrinin çevrilməsi zamanı əmələ gələn enerji onların enerji ehtiyatını izah edə bilər.

Cazibə və nüvə reaksiyaları zamanı enerji ayrılmasına ayrıca baxaq:

1. Cazibə sıxılması

Əgər fərz etsək ki, Günəş politrop kürədir, Günəşin cazibə enerjisi ədədi qiymətcə onun bütün laylarının sonsuzluğa qədər uzaqlaşmasına lazım olan enerjiyə bərabər olar, yəni

$$E_{g}^{\odot} = -\int_{0}^{\infty} \frac{M(r)dM(r)}{r^{2}} dr = -\frac{GM_{\odot}^{2}}{R_{\odot}}.$$
 (2.27)

Burada M(r)- r radiuslu kürənin kütləsi, dM(r) isə

C. M. Quluzadə

 Δr qalınlıqlı kürə layının kütləsidir. Daha dəqiq hesablamalara görə Günəşin cazibə enerjisi

$$E_g^{\odot} = -\frac{3}{5-n} \frac{GM_{\odot}^2}{R_{\odot}}$$
 (2.28)

Günəş üçün politrop indeksi n=3. Onda $G = 6.67 \cdot 10^{-8} dina \ sm^2 / q^2$, $R_{\odot} \approx 696000 \ km$ və $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33} \ qr$ olduğunu nəzərə alaraq taparıq ki, Günəşin cazibə enerjisi $E_g^{\odot} \approx -6 \cdot 10^{48} \ erq$. Günəş 1 saniyədə kosmik fəzaya $L_{\odot} = 3.9 \cdot 10^{33} \ erq$ enerji şüalandırır. Onda Günəşin cazibə enerjisi ehtiyatı cəmi

$$\frac{E_g^{\odot}}{L_{\odot}} = \frac{6 \cdot 10^{48}}{3.9 \cdot 10^{33}} \approx 1.5 \cdot 10^{15} = 5 \cdot 10^7$$

ilə çatardı. Bu isə Yerin yaşından çox azdır. Deməli, cazibə sıxılması enerjisi də Günəşin uzun müddət şüalanmasını təmin edə bilməz.

2. İstilik – nüvə reaksiyaları

Günəşin radiusu $r = 0.25R_{\odot}$ olan mərkəzi hissəsində, başqa sözlə nüvəsində temperatur T və sıxlıq ρ çox yüksəkdir. Belə şəraitdə atom nüvələri bir – birinə çox yaxınlaşır və toqquşma nəticəsində nüvə reaksiyaları baş verir. Bu reaksiyalar iki növ ola bilər:

1. Proton – proton tsikli;

2. Karbon tsikli.

1. Proton – proton tsikli

 $H^{1} + H^{1} \rightarrow D^{2} + e^{+} + neytrino,$ $D^{2} + H^{1} \rightarrow He^{3} + \gamma,$

$$He^{3} + He^{3} \rightarrow He^{4} + H^{1} + H^{1}$$
və ya

$$He^{3} + He^{4} \rightarrow Be^{7} + \gamma,$$

$$Be^{7} + e^{-} \rightarrow Li^{7} + neytrino,$$

$$Li^{7} + H^{1} \rightarrow He^{4} + He^{4}.$$
2. Karbon tsikli:

$$C^{12} + H^{1} \rightarrow N^{13} + \gamma,$$

$$N^{13} \rightarrow C^{13} + e^{+} + neytrino,$$

$$C^{13} + H^{1} \rightarrow N^{14} + \gamma,$$

$$N^{14} + H^{1} \rightarrow O^{15} + \gamma,$$

$$O^{15} \rightarrow N^{15} + e^{+} + neytrino,$$

$$N^{15} + H^{1} \rightarrow C^{12} + He^{4}.$$

Göründüyü kimi hər iki halda son nəticədə 4 hidrogen nüvəsi 1 helium nüvəsinə çevrilir:

$4H^1 \rightarrow 1He^4$.

Hidrogenin atom çəkisi $A_{H} = 1.008$, Heliumun atom çəkisi isə $A_{He} = 4.004$. Onda 4 hidrogen atomunun atom çəkisi $4A_{H} = 4.032$ olar. Ona görə 4 hidrogen nüvəsinin bir heliumun nüvəsinə çevrilməsində yaranan kütlə defekti

$$\Delta A = 4.032 - 4.004 = 0.028$$

olar. Onda aydındır ki, bir hidrogen nüvəsinin çevrilməsində kütlə defekti

 $\Delta A = 0.007$

olar.

Atom kütlə vahidi $M=a.k.v.=1.66\cdot 10^{-26}q$. Ona görə

bir hidrogen nüvəsinin çevrilməsində kütlə defekti $\Delta m = 0.007 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} = 1.162 \cdot 10^{-26} q$ olar. Evnstevnin məshur

 $E = \Delta m \cdot c^2$.

düsturundan bir hidrogen nüvəsinin çevrilməsində ayrılan enerji

 $E(H) = \Delta m \cdot c^2 = 1.162 \cdot 10^{-26} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 10.46 \cdot 10^{-5} \, erq$ olar.

Günəşdəki atomların böyük əksəriyyəti (70%– dən çoxu) hidrogen atomlarıdır. Sadəlik üçün fərz edək ki, Günəş tək hidrogendən ibarətdir. Onda hidrogen atomlarının tam sayı

$$N_H = \frac{M_{\odot}}{m_H} = \frac{2 \cdot 10^{33} q}{1.67 \cdot 10^{-24} q} \approx 10^{57}$$

olar. Onda Günəşin tam enerji ehtiyatı üçün alarıq:

 $E_{\odot} = E(H) \cdot N_H = 1.046 \cdot 10^{-5} \approx 10^{52} erq.$

Bu enerjini Günəşin 1 saniyədə şüalandırdığı enerjiyə bölsək Günəşin enerji ehtiyatının neçə ilə kifayət edəcəyini hesablaya bilərik:

$$\tau = \frac{E_{\odot}}{L_{\odot}} = \frac{10^{52}}{3.8 \cdot 10^{33}} \approx 2 \cdot 10^{18} \, s = 10^{11} \, il \, .$$

Deməli, Günəşin enerji ehtiyatı 100 milyard ilə kifayət edər. Başqa sözlə, Günəşin mərkəzi hissəsində gedən istilik nüvə reaksiyaları Günəşin enerji ehtiyatını izah edə bilər.

C. M. Quluzadə

§2.7. Günəş neytrinosu problemi

İstilik – nüvə reaksiyaları zamanı γ – kvantlar şəklində enerji şüalanmasından başqa neytrinolar da əmələ gəlir. Onlar maddə ilə çox zəif qarşılıqlı təsirdə olur və ona görə də işıq sürətinə yaxın sürətlə kosmik fəzada yayılırlar. Maraqlıdır ki, son vaxtlara qədər eksperimental qeydə alınan neytrinoların sayı nəzəri gözləniləndən xeyli az alınırdı. Bu elmdə Günəş neytrino problemi adlanır.

Məlumdur ki, bir He nüvəsi əmələ gələrkən 26.7 Mev enerji ayrılır. Hər belə bir akt zamanı 2 neytrino əmələ gəlir. Onda aydındır ki, bir saniyədə Günəşdə əmələ gələn neytrinoların sayı

$$N = \frac{2 \cdot 3.85 \cdot 10^{20} \text{ Mvt}}{26.7 \text{ Mev}} \approx 1.8 \cdot 10^{38} \frac{\text{neytrino}}{\text{san}}$$

olar.

Bu sayı radiusu 1 a.v. olan sferin səthinə bölərək Yer səthinə 1 saniyədə 1 sm² səthə düşən neytrinoların sayı üçün taparıq:

$$N_0 = \frac{N}{4\pi a^2} = 10^{11} \frac{neytrino}{san \cdot sm^2}$$

Dünyanın bir çox laboratoriyalarında Günəşdən gələn neytrinoların qeydiyyatı aparılır. Bu üsullar neytrinoların bəzi atom nüvələri ilə tutulmasına və neytrinoların elektronlardan səpilməsi zamanı əmələ gələn Çerenkov şüalanmasına əsaslanır.

Neytrinoların qeydi üçün Cl, Ga, Li, Br və s. nüvələri istifadə oluna bilər.

İlk dəfə Raymond Devis (ABŞ) Bruno Pontekorvanın təklifi üzrə 1967– ci ildə 1455 m dərinliyində yerləşdirilmiş 615 t maye perxloretilenlə neytrinonu qeyd etməyə başlamışdır. Hazırda Cl–Ar eksperimenti, qalliy eksperimenti və Çerenkov şüalanmasına əsaslanan su detektorları vasitəsilə Günəş neytrinolarının qeydi aparılır.

Ümumi nəticələrə görə qeyd olunan neytrinoların sayı nəzəri gözləniləndən bir neçə dəfə (4 dəfə) azdır. Güman edilir ki, buna əsas səbəb neytrino haqqında biliklərimizin kifayət qədər olmamasıdır. Qeyd edək ki, müxtəlif reaksiyalarda əmələ gələn neytrinoların enerjisi fərqli olur.

Neytrinoların sayı xüsusi «Günəş neytrino vahidi» (Solar neutrin units) ilə ölçülür.

10³⁶ ³⁷Cl nüvəsi olan detektorda bir saniyədə 1 ³⁷Ar nüvəsi ayrılmasına uyğun gələn neytrino selinə 1 Günəş neytrino vahidi (SNU) deyilir.

Devis təcrübəsində gündə 2.55 SNU qeyd olunur. Nəzəri gözlənilən isə 8.00 SNU – dir.

Aşağıdakı cədvəldə müxtəlif dedektorlarda günlük tutulan neytrinoların sayı verilmişdir.

1990– cı ildən neytrino tutmaq üçün Şimali Qafqazda «Soviet – American Gallium» eksperimenti fəaliyyət göstərir. Bu eksperimentdə 1 neytrino qeyd etmək üçün 20 ton galliy lazımdır. 1991– ci ildən isə İtaliyada GALLEX eksperimenti fəaliyyət göstərir.

Günəş neytrinosu problemini tədqiq etmək üçün Kanada, Amerika Birləşmiş Ştatları və Britaniya Universitetləri konsorsimu Sudburi neytrino Rəsədxanası (Sudbury Neutrino Observatory) (SNO) yaratmışlar. Bu rəsədxana Yerin altında 2 km dərinlikdə nikel mədənində yerləşir. Neytrinonun qeydi (detektə olunması) üçün ağır sudan (adi hidrogen onun ağır izotopu olan deyterium ilə əvəz olunmuş sudan) istifadə olunur. Neytrinonun ağır su ilə qarşılıqlı təsiri zamanı sürəti işığın sudakı sürətindən böyük olan elektronlar buraxılır. Bu elektronlar Çerenkov şüalanması adlanan işıq şüalandırır. Bu işıq alışmalarının sayına görə çıxan neytrinoların sayı təyin olunur. Köhnə detektorlardan fərqli olaraq bu detektor (SNO) təkcə elektron neytrinolarına yox, myuon və taon (tau) neytinolarına da həssasdır.

SNO detektorlarında aparılmış eksperimentlərin nəticələri göstərir ki, qeyd olunan neytrinoların ümumi sayı (elektron, myuon və tau) təxminən nəzəri gözlənilən qədərdir. Aydın olmuşdur ki, Günəşlə Yer arasında neytronların ossilyasiyası baş verir, elektron neytrinolarının bir qismi myuon və tau neytrinolarına çevrilir. Beləliklə, Günəş neytrino problemi öz həllini tapmış oldu.

Cədvəl 2.1

Müxtəlif detektorlarda günlük tutulan neytrinoların sayı

Detekto	Eksperiment	Nüfuz	Ölçülüb	Nəzəri
r				
³⁷ Cl	Devis	0.8	2.55	8.0
H_2O	Kammoka	7.5	_	132
⁷¹ Ga	SAGE	0.2	73	132
⁷¹ Ga	GALLEX	0.2	79	_

Onu da qeyd edək ki, neytrinoların ossilyasiyasının nə səbəbə baş verməsi hələ aydın deyil.

§2.8. Günəşin qlobal rəqsləri

Günəş yavaş firlandığından o formaca kürədən çox az fərqlənir. İlk yaxınlaşmada onu kürə hesab etmək olar. Normal halda Günəş hidrostatik tarazlıq halındadır, yəni Günəşdə verilmiş həcm elementinə təsir edən təzyiq və cazibə qüvvələri bir – birinə bərabərdir.

Ögər xarici təsirlərlə Günəş tarazlıq halından çıxarılsa o rəqs etməyə başlayar. Bu rəqslərin amplitudu həyacanlaşdırıcı səbəbin gücündən asılı olacaqdır. Günəş və ulduzların rəqslərini onların şüalanma selinin dəyişməsinə və spektral xətlərin periodik olaraq sürüşməsinə görə müşahidə etmək olar. Burada üstünlük ikinci üsula verilməlidir.

Günəşin şüalanma selinin nisbi dəyişməsi çox kiçik olub onun işıqlığının yüz mində birindən kiçikdir. Bu zaman Günəşin radiusunun dəyişməsi

$$\Delta R_{\odot} = 10^{-5} R_{\odot} \approx 7 km$$

olur.

Günəşin qlobal rəqsləri səth boyu və dərinlik üzrə yayılan akustik dalğalarla əlaqədardır.

1960– cı ildə Leyton göstərmişdir ki, Fraunhofer xətlərinin əmələ gəldiyi Günəşin fotosfer qatı 296±3 saniyə dövrü ilə rəqs edir. Bu hadisə indi də Günəşin 5 dəqiqəlik rəqsləri adlanır. Günəş spektrində Fraunhofer xətlərinin sürüşməsi və fotosferin parlaqlığı bu dövrlə təkrarlanır.

Biermana görə qranulyasiya zonasının aşağı qatından yuxarıya doğru yönəlmiş qaz maddəsinın hərəkətləri müxtəlif dövrlərlə baş verir. Yalnız rəqs dövrləri fotosferin sərbəst rəqs dövrlərinə bərabər olan halda rezonans müşahidə olunur.

Fotosferin sərbəst rəqs dövrləri

$$p = \frac{4\pi}{\upsilon_s} \cdot H \tag{2.29}$$

ifadəsilə təyin olunur. Burada H – bircins fotosferin qalınlığı, U_s – səsin sürətidir. Fotosfer üçün $H \approx 300, U_s \approx 8 km/san$ olduğunu nəzərə alsaq (2.29)– dan taparıq ki, $p \approx 400san$. Bu da Leytonun tapdığı dövrə yaxındır.

Severniy və onun əməkdaşları Krım Astrofizika Rəsədxanasında fotosfer xətlərinin şüa sürətinin təyinindən fotosferin daha böyük dövrlə (160 dəqiqə) rəqs etdiyini aşkar etmişlər. Bu dövrlə rəqs edən Günəşin radiusunun dəyişmə amplitudu

 $\Delta R_{\odot} = 10 km$

təşkil edir.

Sonralar fotosferin 160 dəqiqəlik rəqsləri spektrin rentgen və radio bölgələrində də müşahidə olunmuşdur. Daha sonralar 160 dəqiqəlik rəqslər Yerin geomaqnit sahəsində də müşahidə olunmuşdur.

Fotosferdə akustik dalğalar fotosferaltı konvektiv zonada yaranan turbulent hərəkətlər hesabına əmələ gəlir. Turbulent hərəkətlər geniş tezliklər diapozonunda akustik dalğalar əmələ gətirir. Bu dalğalar bütün istiqamətlərdə yayılır.

Günəşin səthinə doğru getdikcə sıxlıq kəskin azaldığından üst qatlarda bu dalğalar tam qayıtmağa məruz qalırlar. Günəşin mərkəzinə doğru temperatur kəskin artdığından dərin qatlarda dalğalar geri qayıdır. Lakin yalnız bəlli tezliklər üçün dalğanın yayılma yolu qapalı olur. Belə hallar rezonans şərait adlanır. Rezonans şərait kəsilməz akustik küydən sferik akustik rezonatorun obertonları olan tezlikləri ayırır. Belə rezonatorun məxsusi rəqsləri Günəşin p – modları adlanır.

Günəşin səthində akustik dalğalar qaz kütlələrinin qalxıb enməsinə səbəb olur. Bu da spektral xətlərin Dopler sürüşməsinə səbəb olur. Bu sürüşmələr çox kiçik olduğundan onları ölçmək çox çətindir.

Günəşin səthində üç növ rəqs müşahidə oluna bilər:

1. Akustik p- modlar,

2. Səthi qravitasiya f- modları,

3. Daxili g– modlar.

Hazırda yüksək fəza ayırmalı müşahidələrlə Günəşdə çoxlu p və f mod rəqslər müşahidə etmək olar. Günəş səthində g –modları isə ayırmaq mümkün deyil.

Ayrıla bilən rəqslərin dövrləri 1.5 dəqiqə ilə 20 dəqiqə arasında olur. Dalğaların üfüqi səth üzrə dalğa uzunluqları isə bir neçə min km– dən 700 min km– ə qədər olur.

Akustik p– modların güc spektri təxminən 3.3 Mhs tezliyinə düşür. Bu da Leytonun kəşf etdiyi 5 dəqiqəlik rəqslərə uyğun gəlir.

1955– ci ildə Günəş seysmologiyasını tədqiq etmək üçün Beynəlxalq Solar and Heliospheic (SOHO) peyki buraxmışdır. Bu peykdə müxtəlif ölkə alimlərinin hazırladığı bir çox cihaz yerləşdirilmişdi.

Müəyyən olunmuşdur ki, Günəşin müxtəlif yerlərində müşahidə olunan bəzi akustik dalğaların fazası eynidir. Alimlər belə qərara gəldilər ki, Günəş rəqsləri qlobal xarakter daşıyır və çox böyük məsafələrə yayılırlar, nəticədə Günəşin müxtəlif yerlərində eyni dalğanın təzahürü müşahidə olunur.

Müxtəlif dalğalar Günəşin müxtəlif dərinliklərinə qədər nüfuz edir. Bəzi dalğalar Günəşin mərkəzinə qədər çatır, digərləri isə yarı yolda sönürlər. Müxtəlif dərinliklərə qədər nüfuz edən dalğaların tədqiqindən səs dalğalarının sürətinin dərinlikdən asılılığını öyrənmək olar.

Nəzəriyyədən məlumdur ki, konvektiv zonanın aşağı sərhəddində səsin sürətində kəskin dəyişmə baş verir. Onu tədqiq etməklə konveksiyanın hansı dərinlikdə başlamasını öyrənmək olar.

Helioseysmologiyanın metodları müəyyən etmişdir ki, Günəşin daxili qatları yuxarı qatlarından daha böyük sürətlə firlanır. Günəşin dərinliyə görə differensial fırlanması onun ossilyasiyasına təsir edir. Odur ki, Günəşin ossilyasiyasına görə onun dərin qatlarının (nüvəsinin) fırlanma sürətini təyin etmək olar.

İndi hesab edilir ki, Günəşin maqnit sahəsi onun dərinliyə görə differensiyal fırlanması ilə bağlıdır.

III FƏSİL

GÜNƏŞİN FIRLANMASI

§3.1. Helioqrafik koordinatlar

Günəş diskində istənilən nöqtənin, məsələn, fəal törəmələrin vəziyyətini təyin etmək üçün helioqrafik koordinat sistemindən istifadə olunur. Onların disk üzərində vəziyyəti iki koordinatla – heioqrafik enlik (B_{\odot}) və helioqrafik uzunluqla (L_{\odot}) birqiymətli təyin oluna bilər.

Günəş diametrlərindən biri ətrafında fırlanır. Bu diametrə Günəşin fırlanma oxu deyilir. Fırlanma oxu iki məsafədə Günəşin səthini kəsir. Kəsişmə nöqtələrinə Günəşin qütbləri deyilir. Şəkil 3.1– də N $_{\odot}$ – Günəşin şimal qütbü, S $_{\odot}$ – Günəşin cənub qütbü və N $_{\odot}$ S $_{\odot}$ – Günəşin fırlanma oxudur.

Müstəvisi Günəşin fırlanma oxuna perpendikulyar olan böyük Günəş yarımdairəsinə Günəş ekvatoru və ya helioqrafik ekvator deyilir.

Günəşin N_{\odot} və S_{\odot} qütblərindən və Günəş səthindəki ixtiyari M nöqtəsindən keçən $N_{\odot}MK_2S_{\odot}$ böyük Günəş yarımdairəsinə bu nöqtənin helioqrafik meridianı deyilir.

Məşhur Günəş tədqiqatçısı Kerrinqtonun təklifi ilə 1854– cü il yanvarın 1– də ümumdünya vaxtı ilə saat 0^{00} – da helioqrafik ekvatorun ekliptika ilə kəsişdiyi nöqtədən keçən meridian Günəşin başlanğıc meridianı qəbul olunmuşdur. Şəkil 3.1– də E_{\odot} və W_{\odot} uyğun olaraq Günəş diskinin şərq və qərb kənarı, $E_{\odot}K_1K_2W_{\odot}E_{\odot}$ – helioqrafik ekvator, $N_{\odot}K_1S_{\odot}$ – başlanğıc helioqrafik meridian və $N_{\odot}MK_2S_{\odot}$ baxdığımız M nöqtəsinin helioqrafik meridianıdır.

Helioqrafik meridian boyunca helioqrafik ekvator müstəvisindən Günəş səthindəki M nöqtəsinə qədər olan K₂M qövsünə və ya onun qarşısındakı K₂OM bucağına M nöqtəsinin helioqrafik enliyi deyilir.

Helioqrafik enlik

 $B_M = \bigcup K_2 M$ və ya $\angle K_2 OM$.

Günəş səthində helioqrafik enlik 0° ilə ± 90° arasında qiymətlər ala bilər.



Şəkil 3.1. Helioqrafik koordinatlar

Helioqrafik ekvator boyunca başlanğıc helioqrafik meridiandan M nöqtəsinin helioqrafik meridianına qədər

C. M. Quluzadə

olan K_1K_2 qövsünə və ya onun qarşısındakı K_1OK_2 bucağına M nöqtəsinin helioqrafik uzunluğu deyilir.

M nöqtəsinin helioqrafik uzunluğu

 $L_M = \angle K_1 K_2$ və ya < $K_1 O K_2$.

Helioqrafik uzunluq 0° ilə 360° arasında qiymətlər ala bilər.

§3.2. Günəşin fırlanma dövrləri

Günəş öz oxu ətrafında Yerin Günəş ətrafında fırlanma istiqamətində, yəni qərbdən şərqə doğru fırlanır. Təbiidir ki, o qaz halında olduğundan bərk cisim kimi fırlanmır. Günəşin ekvatorunda fırlanma sürəti maksimaldır, ekvatordan uzaqlaşdıqca fırlanma sürəti azalır və qütblərdə sıfır olur.

Yer Günəş ətrafında dolandığından Günəşin ulduzlara nəzərən fırlanma dövrü (siderik fırlanma dövrü) onun Yerə nəzərən fırlanma dövründən (sinodik fırlanma dövrü) fərqlənir.

Günəşin siderik fırlanma dövrü

$$T_{\odot} = \begin{cases} 25 \text{ gün (ekvator),} \\ 27 \text{ gün (qütb).} \end{cases}$$
(3.1)

Günəşin sinodik fırlanma dövrü

$$S_{\odot} = \begin{cases} 30 \text{ gün (ekvator),} \\ 32 \text{ gün (qütb).} \end{cases}$$
(3.2)

Yerin Günəş ətrafında siderik fırlanma dövrü T_{\oplus} , Günəşin siderik fırlanma dövrü T_{\odot} və Günəşin sinodik fırlanma dövrü S_o sinodik hərəkət tənliyi ilə bir – biri ilə bağlıdır:

$$\frac{1}{S_{\odot}} = \frac{1}{T_{\odot}} - \frac{1}{T_{\oplus}}.$$
(3.3)

Günəşin sinodik fırlanma dövrü Günəş ləkələrinin müşahidəsindən təyin oluna bilər. Onda Yerin siderik dolanma dövrünü bilərək sinodik hərəkət tənliyindən Günəşin siderik fırlanma dövrünü təyin etmək olar.

§3.3. Günəşin fırlanmasının helioqrafik enlikdən asılılığı

Günəşin öz oxu ətrafında fırlanmasının bucaq sürəti aşağıdakı kimi təyin oluna bilər:

$$\omega (d \operatorname{ərəcə} / \operatorname{gün}) = \frac{360^{\circ}}{T_{\odot}}.$$
(3.4)

Günəşin fırlanmasının helioqrafik enlikdən asılılığı aşağıdakı empirik düsturla təyin olunur:

$$\omega = \omega_0 - a^2 \sin^2 B \,. \tag{3.5}$$

Burada ω_0 – Günəşin ekvatorunda fırlanmanın bucaq sürəti və *a* – sabit ədətdir.

Kostik, Qadun və Şeminovaya görə Günəşin fırlanmasının bucaq sürətinin helioqrafik enlikdən asılılığı aşağıdakı düsturla təyin olunur:

ω (dərəcə/gün) = 2°00'36" sin² B (3.6) Günəşin öz oxu ətrafında fırlanmasının xətti sürəti

$$\upsilon(km/san) = \frac{2\pi R_{\odot}}{T_{\odot}} = \begin{cases} 2.02 & (ekvator) \\ 1.87 & (q\ddot{u}tb) \end{cases}$$
(3.7)

olar.

Burada, R_o=696000km Günəşin xətti radiusudur.

Aydındır ki, (3.5)- ə analoji olaraq Günəşin

fırlanmasının xətti sürətinin helioqrafik enlikdən asılılığı üçün yaza bilərik:

$$\upsilon = \upsilon_0 - b\sin^2 B. \tag{3.8}$$

Şəkil 3.2– də Günəş atmosferinin müxtəlif qatlarının (fotosfer, xromosfer, protuberanslar) fırlanmasının helioqrafik enlikdən asılılığı göstərilmişdir. Şəkil 3.3– də isə Günəşin müxtəlif fəal törəmələrin (ləkələr, məşəllər, flokullar və protuberanslar) fırlanmasının helioqrafik enlikdən asılılığı göstərilmişdir.

Günəşin fırlanma oxuna nəzərən Yerin vəziyyəti il ərzində dəyişir. Sentyabr ayında Günəşin fırlanma oxunun şimal ucu yerə tərəf yönəlir. Bu zaman Yerdən Günəşin yalnız şimal qütb bölgələri müşahidə olunur. Mart ayında tərsinə, Günəşin fırlanma oxunun cənub ucu Yerə doğru yönəlir.



Şəkil. 3.2. Günəş atmosferinin müxtəlif qatlarının fırlanmasının helioqrafik enlikdən asılılığı (— fotosfer ,---- xromosfer ,--- protuberanslar).

Bu zaman Yerdən Günəşin yalnız cənub qütb bölgəsini müşahidə etmək olar. İyun və dekabr aylarında Günəşin firlanma oxu baxış şüasına perpendikulyar olduğundan onun hər iki yarımkürəsi (şimal və cənub) eyni dərəcədə müşahidə olunur.



Şəkil. 3.3. Müxtəlif fəal törəmələrin fırlanmasınin helioqrafik enlikdən asılılığı (– ləkələr, – – məşəllər, – – flokullar, – · – liflər)

Şəkil 3.4–də müxtəlif vaxtlarda Yerin Günəş oxuna nəzərən vəziyyəti göstərilmişdir.

Şəkil 3.5– də müxtəlif vaxtlarda Günəşin fırlanması nəticəsində Günəş ləkələrinin trayektoriyası göstərilmişdir. Göründüyü kimi sentyabr ayında ləkələrin görünən trayektoriyaları cənuba doğru əyilmiş yarımellipslər, mart ayında isə şimala doğru əyilmiş yarımellipslər, iyun və dekabr aylarında isə düz xətlərdir







Şəkil 3.5. Müxtəlif anlarda Günəş ləkələrinin görünən hərəkətinin trayektoriyaları.

§3.4. Günəş ləkələrinə görə Günəşin fırlanma sürətinin təyini

Fərz edək ki, verilmiş Günəş ləkəsinin t_1 və t_2 anlarında helioqrafik uzunluğu uyğun olaraq L_1 və L_2 -dir. Onda Günəşin bucaq sürəti aşağıdakı kimi təyin oluna bilər:

$$\omega(^{\circ}/g\ddot{u}n) = \frac{L_2 - L_1}{t_2 - t_1} - \omega'.$$
(3.9)

Burada,

$$\omega' = \frac{360^{\circ}}{365.2432gun} = 0.986 \ \text{o/gün}$$

Günəşin ekliptika üzrə görünən günlük yerdəyişməsidir.

§3.5. Günəşin fırlanma sürətinin spektroskopik üsulla təyini

Günəş diskinin şərq və qərb kənarlarının spektrlərinin müqayisəsindən Günəşin xətti fırlanma sürətini daha dəqiq təyin etmək olar. Bunun üçün Günəş diskinin mərkəzi, şərq və qərb kənarları xüsusi optik sistemin köməyi ilə eyni vaxtda spektroqrafin yarıq müstəvisinə salınır və onların spektri alınır. Günəşin fırlanması nəticəsində Dopler effektinə görə onun şərq kənarı bizə doğru hərəkət etdiyindən spektrlar xətlər spektrin bənövşəyi tərəfinə, qərb kənarı isə bizdən uzaqlaşdığından spektral xətlər spektrin qırmızı tərəfinə sürüşəcəkdir. Günəş diski mərkəzinin spektrində isə

spektral xətlər sürüşməyəcəkdir.

Şəkil 3.6 – da verilmiş spektral xəttin diskin mərkəzi, şərq və qərb kənarlarında vəziyyəti sxematik olaraq göstərilmişdir.





Dopler effektinə görə

$$\Delta \lambda_b = \Delta \lambda_q = \frac{\upsilon}{c} \lambda_\circ \cos \vartheta \qquad (3.10)$$

Burada, \mathcal{P} - sürət vektoru ilə baxış şüası arasındakı bucaq, υ - hərəkət sürəti, λ_0 - sükunətdə olan mənbə üçün verilmiş spektral xəttin dalğa uzunluğu və c- işıq sürətidir.

Əgər hərəkət baxış şüası istiqamətində baş verərsə, (3.10)- u aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\Delta \lambda = \Delta \lambda_b + \Delta \lambda_q = 2 \frac{\nu}{c} \lambda_{\circ}. \qquad (3.11)$$

Buradan Günəşin xətti fırlanma sürəti üçün alarıq:

$$\upsilon = \frac{c}{2} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0}.$$
 (3.12)

Çoxlu sayda ölçmələrə görə Günəşin ekvatorunda xətti

C. M. Quluzadə

firlanma sürəti $v_0 \approx 2.00 \, km/s$.

§3.6. Günəşin fırlanmasının dərinlikdən asılılığı

Müşahidələr göstərir ki, Günəş atmosferinin müxtəlif dərinliklərində əmələ gələn fəal törəmələr müxtəlif sürətlərlə fırlanırlar. Günəş atmosferinin yuxarı qatları aşağı qatlarından daha sürətlə fırlanırlar. Beləliklə, Günəşin fırlanma sürəti onun atmosferinin dərinliyindən də asılıdır. Spektroskopik müşahidələr də Günəşin dərinliyə görə differensial fırlanmasını təsdiq edir. Təkcə Günəşin atmosferi yox, daxili hissələri də differensial fırlanır.

Helioseysmoloji metodlar göstərmişdir ki, Günəşin daxili qatları yuxarı qatlardan daha böyük sürətlə fırlanırlar. Beləliklə, Günəşin fırlanması təkcə helioqrafik enliyə görə yox, həm də dərinliyə görə differensial xarakter daşıyır.

IV FƏSİL

GÜNƏŞ FOTOSFERİ

§4.1.Günəş atmosferinin fotosfer qatı

Günəşin fotosfer qatı konvektiv zonanın bilavasitə üzərində yerləşir və Günəş atmosferinin ən aşağı qatıdır. Fotosfer Günəş atmosferinin yuxarı qatlarına – xromosfer və taca nisbətən kifayət qədər bircinsdir. Onun şüalanma temperaturu elektron temperaturuna yaxındır. Bu o deməkdir ki, fotosferin fiziki halı termodinamik tarazlıq halına yaxındır. Fotosferdə tarazlıq halının yaranmasında atomların toqquşması böyük rol oynayır.

Şəkil 4.1– də ağ işıqda Günəş fotosferi göstərilmişdir. Günəş atmosferinin yuxarı qatlarına nisbətən fotosferdə sıxlıq böyükdür və ona görə atomların toqquşma ehtimalı böyük olur.

Günəşin kəsilməz spektrdə müşahidə olunan elektromaqnit şüalanması bilavasitə fotosferdən gəlir. Günəşin müşahidə olunan parlaqlığı fotosferin şüalanması ilə təyin olunur. Ona görə Günəş atmosferinin bu qatı – *fotosfer* işıqlanan sfer (yunanca *fotosphere*) adını almışdır.

Günəşin radiusu R_{\odot} dedikdə elə fotosferin radiusu nəzərdə tutulur. Fotosfer Günəş atmosferinin ən nazik qatıdır. Onun qalınlığı ΔR Günəşin radiusundan çox – çox kiçikdir, yəni $\Delta R << R_{\odot}$



C. M. Quluzadə

Şəkil 4.1. Günəş fotosferi (diskin mərkəzində Günəş ləkələri qrupudur)

Günəşin daxilindən fotosferə doğru yaxınlaşdıqca maddə sıxlığı azalır, kəsilməz spektrdə udulma əmsalı χ artır. Ona görə fotonların sərbəst qaçma yolu

$$\bar{\lambda}_{\nu} = \frac{1}{\rho \chi_{\nu}} \tag{4.1}$$

kəskin artır və hündürlük şkalasına çatır. Fotosferaltı qatlarda fotonların sərbəst qaçış yolu hündürlük şkalasından çox – çox kiçik ($\lambda_{\nu} \ll H$) olur. Ona görə kvantlar H volunu keçənə qədər dəfələrlə udulur və yenidən şüalanır. Bu proses kvantların çoxqat səpələnməsi və ya diffuziyası adlanır. Fotosferdə $\lambda_{\nu} \approx H$ olur. Günəşin yuxarı qatlarında isə $\lambda_{\nu} >> H$ olur. Bu halda şüalanan kvantlar heç bir maneəvə rast gəlmədən hündürlük şkalasına bərabər olan məsafəni keçib gedirlər. Fotosferin qatlarında yuxarı sixliq $\rho = 1.0 \cdot 10^{-8} q / sm^3$, aşağı qatlarında isə $5.0 \cdot 10^{-7} q / sm^3 - dir.$ Əgər fotosferin yalnız hidrogen atomlarından ibarət olduğunu qəbul etsək, hidrogen atomunun kütləsi $m_H = 1.6 \cdot 10^{-24} q$ olduğundan taparıq ki, fotosferin aşağı qatlarında $1sm^3 - d = 3 \cdot 10^{17}$ atom, yuxarı qatlarında isə $6 \cdot 10^{15}$ atom vardır. Fotosferin hündürlüyü təxminən 200-300 km - dir. Onda alarıq ki, fotosferin en kəsiyi $1sm^2$ olan sütununda təxminən

$$N = \frac{3 \cdot 10^{17} + 6 \cdot 10^{15}}{2} \cdot 250 \, km \approx 5 \cdot 10^{24}$$

C. M. Quluzadə

atom olar. Bu sütunun kütləsi

$$m = 5 \cdot 10^{24} \cdot 1.6 \cdot 10^{-24} \approx 10q$$

olar.

Fotosfer üçün $\mu = 1$, $T \approx 6000$ K olduğundan

$$P = \frac{\rho}{\mu} RT$$

hal tənliyindən taparıq ki, fotosferin yuxarı qatlarında təzyiq $P = 5 \cdot 10^2 Pa$, aşağı qatlarında isə $P = 2.5 \cdot 10^4 Pa$.

§4.2. Fotosferin qalınlığı

Fotosferdə hündürlüyü fotosferin qalınlığına (H) bərabər olan və en kəsiyinin sahəsi $1sm^2$ olan sütun götürək (şəkil 4.2). Sütunun oturacağında (fotosferin alt qatında) sıxlıq ρ_2 , təzyiq p_2 , üstündə isə sıxlıq ρ_1 , təzyiq p_1 olsun. Onda hidrostatik tarazlıq şərtindən

$$p_2 - p_1 = mg_{\odot} = \rho g_{\odot} H.(4.3)$$

ds=1sm

Η

Burada
$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}$$

 p_1, ρ_1

fotosferin orta sıxlığı, g_{\odot} – ağırlıq qüvvəsinin təcilidir. Fotosferin səthində $p_2 \rho_2$

61

 $p_1 = 0$ olduğundan

$$p = p_2 = \rho g_{\odot} H \tag{4.4}$$

olar.

Fotosferdə oturacağına (4.4) ifadəsi ilə təyin olunan təzyiq edən sabit sıxlıqlı bir qat götürək. Belə qatın hündürlüyünə bircins fotosferin hündürlüyü deyilir.

Onda (4.4)– dən bircins fotosferin hündürlüyü üçün alarıq:

$$H_0 = \frac{p}{\rho g_{\odot}}.$$
 (4.5)

Əgər fərz etsək ki, fotosferdə qazın halı ideal qazın halına yaxındır, Mendeleyev – Klaperon tənliyindən yaza bilərik ki,

$$p = \frac{\rho}{\mu} R^* T \,. \tag{4.6}$$

Onda (4.6)– nı (4.5)– də nəzərə alsaq fotosferin hündürlüyü üçün alarıq:

$$H_0 = \frac{R^*T}{\mu g_{\odot}} \,. \tag{4.7}$$

Fotosfer üçün $\mu = 1$ (Günəş fotosferi əsasən neytral hidrogendən ibarət olduğundan onun molekulyar çəkisi $\mu = 1$), $g_{\odot} = 2.74 \cdot 10^4 sm/san^2$, $T \approx 6000$ K, $R^* = 8.31 \cdot 10^7 erq/K \cdot mol$ olduğunu bilərək (4.7) – dən alarıq ki,

$$H_0 \approx 180 km$$
.

Beləliklə, alırıq ki, fotosfer Günəş atmosferinin ən nazik qatıdır.

C. M. Quluzadə

İndi də fotosfedə temperatur qradientinə baxaq.

(4.4) və (4.6)– dan fotosferdə temperatur qradienti üçün alarıq:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{g_{\odot}\mu}{4R^*} \approx 10\frac{K}{km} = 10^{-4}\frac{K}{sm}.$$
 (4.8)

Deməli, fotosferin hər km– də temperatur 10 K dəyişir.

§4.3. Fotosferin incə quruluşu

İlk baxışda elə gəlir ki, Günəş fotosferi kifayət qədər bircinsdir. Lakin fotoqrafik müşahidələr göstərir ki, fotosfer dənəvər quruluşa malikdir. Onun səthi düyü dənələrinə bənzər parlaq və düzgün formaya malik olmayan törəmələrlə doludur. Onlara *qranul*, fotosferin belə incə quruluşu isə *qranulyarlıq* adlanır. Şəkil 4.3– də fotosferin incə quruluşu (qranulyarlığı) göstərilmişdir.

Qranullar Günəş diskinin təxminən 60%- ni tutur. Onlar Günəş diskində demək olar ki, təxminən bərabər paylanıb. Lakin Günəş diskinin mərkəzindən kənarına doğru getdikcə qranulyarlıq zəifləyir. Diskin mərkəzində qranulyasiya daha aydın və kəskin görünür. Diskin lap kənarında qranullar yox olur. Bu da perspektiv ixtisarla əlaqədardır.

Şəkil 4.3– də fotosferin qranulyar qruluşu göstərilmişdir.

Qranulların xarakterik ölçüsü 1000 km– dir. Ancaq 200–250 km– lik kiçik, eləcə də 1200–1500 km– lik iri qranullar da müşahidə olunur. Hesab olunur ki, ölçüləri 700km – dən böyük olan qranullar bir neçə qranuldan ibarətdir. Belə qranullar *superqranul* adlanır.

Qranullar dinamik törəmələrdir, onlar daim yaranır, dəyişir, nəhayət yox olur və yeniləri yaranır.

Qranulların mərkəzində plazmanın hərəkət sürəti 400m/san, kənarlarında isə 200m/san – dir.

Son zamanlar *mezaqranul, superqranul* və *nəhəng qranul* anlayışları daxil edilib. Ölçüləri $\sim 10000 \, km$ olan qranullar mezaqranullar, ölçüləri $\sim 30000 \, km$ olan qranullar superqranullar və ölçüləri $\sim 100000 \, km$ olan qranullar nəhəng qranullar adlanır. Superqranullar 1960– cı ildə, mezaqranullar isə 1980– ci ildə kəşf olunub.

Qranulların orta yaşama müddəti 8–20 dəqiqədir. Qranulun ölçüsü böyük olduqca onun yaşama müddəti də böyük olur.

Günəş diskinin mərkəzində qranulların parlaqlığı qranullararası bölgələrin parlaqlığından 30 – 40% böyük olur. Diskin mərkəzindən kənarına doğru uzaqlaşdıqca qranulların parlaqlığı azalır.

Aşkar olunmuşdur ki, diskin kənarına yaxın olan qranullarda maksimal parlaqlıq qranulun mərkəzindən diskin mərkəzinə doğru sürüşüb.

Qranullarda temperatur qonşu fotosferinkindən təxminən 100K böyükdür.

Yer atmosferi Günəşin fotoşəklini yayıntılı edir və keyfiyyətini pisləşdirir. Ona görə fotosferin qranulyarlığı atmosferin yuxarı qatlarına qaldırılmış cihazlarla daha dəqiq öyrənilə bilər. Bu məqsədlə hava kürələrindən və daha effektiv olaraq kosmik aparatlardan istifadə olunur.

Yer səthindən 25-30km hündürlükdə aparılmış müşahidələrlə qranulların ölçüləri, yaşama müddətləri və temperaturu xeyli dəqiqləşdirilmişdir. Bu hündürlükdə aparılan spektroskopik müşahidələr göstərmişdir ki, qranullar radial istiqamətdə 0.3 - 0.5 km/san sürətlə hərəkət edirlər. Daha sonra aydın olmuşdur ki, nisbətən dərin qatlarda əmələ gələn zəif xətlərə görə qranulların şüa sürəti 0.3 - 0.5 km/san, yuxarı qatlarda əmələ gələn güclü xətlərin nüvələrinə görə isə şüa sürətləri 1 - 2km/san təşkil edir. Qranulların orta kvadratik şüa sürəti fotosferin dərin qatlarında 0.5 km/san, yuxarı qatlarında isə 0.9 km/san təşkil edir.

Fotosferdə konvektiv sellər konveksiya sütunları əmələ gətirir. Qaynar plazma bu sütunların mərkəzi ilə yuxarı qalxır, fotosferdə soyuyur və plazma sütunlarının kənarı ilə aşağı tökülür. Qranullar bu plazma sütunlarının fotosferə çıxan yuxarı hissələridir.

Günəşin qranulyar quruluşu konvektiv zonada yaranan konvektiv hərəkətlərlə bağlıdır. Doğrudan da, konvektiv elementlərin orta ölçüsü 700-1000km, hündürlüyü isə təxminən 300 km – dir. Qranullar fotosferin səthinə qədər qalxır, artıq enerjisini şüalandırır və soyuyaraq yox olur və onun yerinə yeniləri yaranır. Qranulun mərkəzində isti qaz maddəsi yuxarı qalxır, kənarlarında isə soyuq qaz maddəsi aşağı axır.



Şəkil 4.3. Fotosferin qranulyar quruluşu

§4.4. Fotosferdə konveksiyanın əmələ gəlmə şərti

Fərz edək ki, fotosferin A nöqtəsində konvektiv element yaranıb və radial istiqamətdə fotosferin yuxarı

səthinə – temperaturu nisbətən kiçik olan B nöqtəsinə doğru qalxır və bu zaman adiabatik olaraq genişlənir. Aydındır ki,



$$T_A > T_B.$$

Bu nöqtələrin temperatur fərqi

Şəkil 4.4. Fotosferdə konveksiyanın baş vermə şərtinə dair

$$\Delta T = T_A - T_B = \left| \frac{dT}{dr} \right| \cdot \Delta r \tag{4.9}$$

temperaturun quruluş qradienti və ya şüa qradienti adlanır. Əgər B nöqtəsində

$$\left|\frac{dT}{dr}\right|_{ad} < \left|\frac{dT}{dr}\right|_{s\ddot{u}a} \qquad (4.10)$$

şərti ödənilərsə, yəni temperaturun adiabatik qradienti quruluş qradientindən kiçik olarsa, konvektiv elementdə temperatur ətraf fotosferinkindən yüksək olar, ona görə sıxlıq ətrafdakından az olar və konvektiv element yuxarı qalxmaqda davam edər, əks halda soyuyaraq hərəkətini dayandırar, yəni konveksiya baş verməz. Beləliklə, (4.10) şərti fotosferdə konveksiyanın baş vermə şərtidir.

§4.5.Fotosferdə şüa tarazlığı tənliyi

Fotosferdə şüalanma mənbəyi yoxdur. Fotosfer özü şüalandırmır. Günəşin mərkəzi hissələrində yaranan elektromaqnit enerjisini fotosfer yuxarı qatlara köçürür.

Fotosferdə şüalanmanın köçürülməsi istilikkeçirmə, konveksiya və şüaburaxma yolu ilə baş verə bilər. Lakin fotosferin sıxlığı çox kiçik olduğundan istilikkeçirmə yolu heç bir rol oynaya bilmir. Konveksiya da yalnız fotosferin bəzi yerlərində, fəal törəmələrdə müəyyən rol oynaya bilər. Ona görə fotosferdə (kəsilməz spektrdə) enerjinin köçürülməsi əsasən şüaburaxma yolu ilə baş verir.

Fotosfer qazı kəsilməz spektrdə aşağı dərin qatlardan gələn elektromaqnit enerjisini udur, sonra isə yenidən şüalandırır. Şüalanmanın udulub yenidən şüalanması prosesi şüalanmanın səpilməsi və ya diffuziyası adlanır.

Fərz edək ki, fotosferdə hər bir elementar həcm elementi vahid zamanda nə qədər enerji udursa həmin qədər də enerji şüalandırır. Fotosferin belə halı şüa tarazlığı adlanır.

Fərz edək ki, fotosferdə dV = drdxdz həcm elementinin $d\sigma = dxdr$ səthinə perpendikulyar istiqamətdə $d\omega$ cism bucağı altında, v tezliyində, intensivliyi I_v olan şüalanma düşür.

Bu elementdə *dt* müddətində *dv* tezlik intervalında udulan şüalanma enerjisi

$$dE_v = \alpha_v I_v dv dt dz d \omega d\sigma$$

olar. Burada α_v – vahid həcm üçün udulma əmsalıdır. Bu enerjini bütün



Şəkil 4.5. Şüa tarazlığı tənliyinə dair

tezliklərə və bütün cisim bucaqlarına görə inteqrallasaq *dV* həcmində *dt* müddətində udulan tam şüalanma enerjisini alarıq:

$$E_{ud} = \mathbf{d}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{d}\mathbf{r} \cdot \mathbf{d}\mathbf{t} \int_{0}^{\infty} \alpha_{v} dv \int_{0}^{4\pi} \mathbf{I}_{v} d\omega. \qquad (4.12)$$

Udulan enerji dV həcm elementi tərəfindən bütün istiqamətlərdə eyni ehtimalla şüalanacaqdır. Bu şüalandırılan enerji

$$E_{sual} = 4\pi d\sigma dr dt \int_{0}^{\infty} \varepsilon_{v} dv \qquad (4.13)$$

olar. Burada ε_v vahid həcm üçün şüalanma əmsalıdır.

Şüa tarazlığı halında verilmiş həcmdə udulan enerji şüalanan enerjiyə bərabər olmalıdır. Ona görə (4.12) və (4.13) – ün bərabərliyindən alarıq:

$$4\pi\int_{0}^{\infty}\varepsilon_{v}dv = \int_{0}^{\infty}\alpha_{v}dv\int_{0}^{4\pi}I_{v}d\omega. \qquad (4.14)$$

Sonuncu (4.14) ifadəsi fotosferdə şüa tarazlığı halını ifadə edir və şüa tarazlığı tənliyi adlanır.

§4.6. Fotosferin spektri

Günəşin spektri dedikdə, adətən, fotosferin spektri nəzərdə tutulur. Spektrin görünən, yaxın ultrabənövşəyi və yaxın infraqırmızı bölgəsində fotosferin spektri kəsilməz spektrdən və onun fonunda yerləşən çoxlu sayda udulma xətlərindən ibarətdir. Bu xətlər ilk dəfə 1814– cü ildə Fraunhofer tərəfindən kəşf olunmuş və onun şərəfinə Fraunhofer xətləri adlanır. Günəşin Fraunhofer spektrində

dz

26000– dən çox Fraunhofer xətti qeydə alınmışdır. Spektrin qırmızı bölgəsindən bənövşəyi bölgəsinə doğru Fraunhofer xətlərinin sıxlığı artır. Spektrin ultrabənövşəyi bölgəsində onların sıxlığı o qədər böyükdür ki, kəsilməz spektrdə xətlərdən azad pəncərə tapmaq mümkün deyil. Ona görə kəsilməz spektr fonunu təyin etmək çox çətin olur.

Fotosferin spektrində müşahidə olunan Fraunhofer xətlərinin 70% – dən çoxu Yerdə məlum olan kimyəvi elementlərin spektral xətləri ilə eyniləşdirilmişdir. Bəzi spektral xətlər bu günə qədər tanımlanmamış, bəzilərinin isə tanımlanması şübhəlidir.

Fotosferin spektrində müşahidə olunan spektral xətlərin əksəriyyəti neytral metal atomlarının xətləridir. Bəzi kimyəvi elementlər fotosfer spektrində yalnız qövs xətləri ilə, bəziləri isə qığılcım xətləri ilə təmsil olunmuşdur. Bəzi kimyəvi elementlər isə həm qövs, həm də qığılcım xətləri ilə təmsil olunmuşdur.

Şəkil 4.5– də Rouland atlasından MgI tripletinin yerləşdiyi bir bölgə verilmişdir.

Cədvəl 4.1– də Günəş spektrində bəzi güclü Fraunhofer xətlərinin dalğa uzunluqları, Fraunhofer işarəsi, Ronland intensivliyi və eyniləşdirmə verilmişdir.

Şəkil 4.6- da bu atlasdan kiçik bir bölgə verilmişdir.

Hələ 1888– ci ildə Rouland Günəşin Fraunhofer spektrinin yüksək keyfiyyətli atlasını çap etdirmişdir.

Fotosferdə ən çox *FeI*,*TiI*,*NiI*,*VI*,*MnI* və s. neytral atom xətləri və *TiII*,*FeII*,*V*II və s birqat ionlaşmış atom xətləri müşahidə olunur.

Fotosferdə metal xətləri ilə yanaşı *HI, NI, OI* və s. qeyri – metal xətləri də müşahidə olunur.

C. M. Quluzadə

Spektrin görünən bölgəsində hidrogenin Balmer seriyasının birinci 4 xətti– H_{α} ($\lambda 6562.808$ Å); H_{β} (λ 4861·342Å), H_{γ} (λ 4340.475Å), H_{δ} (λ 4101.748Å); kalsiumun birgat ionlasmış rezonans xətləri $H(\lambda 3968.492\text{\AA})$ və $K(\lambda 3933.682\text{\AA})$; neytral natrium atomunun rezonans dublet xətləri D_1 (λ 5895.940Å) və $D_2(\lambda 5889.973\text{\AA})$; neytral magneziumun kvazi rezonans triplet xətləri $b_1(\lambda 5183.619\text{Å}), b_2(\lambda 5172.698\text{\AA})$ və $b_4(\lambda 5167.327\text{\AA})$ və s. daha güclüdür. Fraunhofer xətlərinin təbiəti yalnız 1859- cu ildə Kirxhof tərəfindən açıqlanmışdır. Kirxhof, kəşf etmişdir ki, cisimlərin qabiliyyətinin (ε_1) udma qabiliyyətinə süalanma (α_1) nisbəti cisimlərin təbiətindən asılı olmayıb temperatur və dalğa uzunluğunun universal funksiyasıdır:



Şəkil 4.5. Günəşin normal spektrində spektrin yaşıl oblastından bir hissə (mərkəzdəki güclü qara xətlər *MgI* – in yaşıl tripletidir).
Günəş fizikasi

Cədvəl 4.1.

Günəş spektrində bəzi güclü Fraunhofer xətləri

λ, A^0	Fraunhofer	Ronland	Eyniləşdirmə
	işarəsi	intensivliyi	
3933.682	K	1000	CaII
3968.492	Н	100	CaI
4101.748	4	40	HI
4340.475	F	20	HI
4861.342	F	30	HI
5167.327	b_4	15	MgI
5172.698	b ₂	20	MgI
5183.619	b_1	30	Mg1
5889.973	D_2	30	NaI
5895.940	D_1	20	NaI
6562.808	C	40	HI

$$\frac{\varepsilon_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} = B(\lambda, T). \tag{4.15}$$

Mütləq qara cisimlər üçün $\alpha_{\lambda} = 1$ olduğundan (4.15)- dən alarıq ki, $B(\lambda, T)$ funksiyası mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətidir, yəni

$$\varepsilon_{\lambda} = B(\lambda, T). \tag{4.16}$$

Bu qanun əsasında Kirxhof göstərmişdir ki, Fraunhoferin kəşf etdiyi qara xətlər kəsilməz spektrdə Günəşin dərin qatlarından gələn elektromaqnit şüalanmasının fotosfer atomları tərəfindən udulması nəticəsində əmələ gələn udulma xətləridir.

§4.7. Tellurik xətlər

Hələ Fraunhofer xətlərinin təbiəti açıqlanmazdan əvvəl ingilis alimi Bruster göstərmişdir ki, bəzi Fraunhofer xətlərinin intensivliyi Günəsin zenit məsafəsindən asılı olaraq kəskin dəyisir. Günəs zenitdə olduqda onların intensivliyi minimal olur, Günəşin zenit məsafəsi artdıqca onların intensivliyi artır. Daha sonra Jansen və Sekkinin tədqiqatları nəticəsində aydın olmuşdur ki, bu xətlərin Günəş fotosferi ilə heç bir əlaqəsi yoxdur, onlar Günəş süalanmasının Yer atmosferində udulması nəticəsində gəlirlər. Jansen onları *"tellurik"* xətlər əmələ adlandırmışdır.

Tellurik xətlərin Günəş xətlərindən ayırmağın ən güclü meyarı Dopler effektidir. Günəş öz oxu ətrafında fırlandığından Günəş diskinin şərq kənarı spektrində spektral xətlər spektrin bənövşəyi tərəfinə, qərb kənarında isə spektrin qırmızı tərəfinə sürüşürlər. Tellurik xətlər isə heç bir sürüşmə göstərmir. Ona görə tellurik xətlər reper kimi istifadə olunurlar.

Fotosfer spektrində müşahidə olunan tellurik xətlər əsasən oksigen molekuluna (O_2) , azot molekuluna (N_2) və su buxarına (H_2O) aiddir.

Nəhayət, qeyd edək ki, Günəş xətlərinin əksinə olaraq spektrdə tellurik xətlərin sıxlığı spektrin bənövşəyi bölgəsindən qırmızı bölgəsinə doğru artır. Spektrin qırmızı və infraqırmızı bölgəsində tellurik xətlərin sayı Günəş xətlərinin sayından çoxdur.

§4.8. Günəşin qısa dalğa uzunluqlu spektri

Günəşin dalğa uzunluğu $\lambda < 2950$ Å olan elektromaqnit şüalanması Yer atmosferində güclü udulur və Yer səthinə gəlib çatmır. Spektrin $\lambda\lambda 2000 \div 3000$ Å bölgəsində elektromaqnit şüalanması Yer atmosferində əsasən azon tərəfindən, $\lambda < 2000$ Å bölgəsində oksigen molekulu tərəfindən, $\lambda < 1000$ Å bölgəsində isə azot molekulları tərəfindən udulur.

Günəş spektrinin qısadalğa bölgəsi Günəş fizikası üçün olduqca maraqlıdır. Ona görə ki, əksər kimyəvi elementlərin güclü rezonans xətləri bu bölgəyə uyğun gəlir.

Günəş spektrinin qısa dalğa bölgəsinin Yerin süni peyklərinin və kosmik raketlərin köməyi ilə öyrənilməsinə ikinci dünya müharibəsindən dərhal sonra başlanmışdır. İlk dəfə 1946– cı ildə ABS– nın Dəniz Tədqiqatları Laboratoriyasında xüsusi spektroqrafin köməyi ilə Yer səthindən 110*km* yüksəklikdə Günəşin spektri alınmışdır. Bu zaman Günəş spektri $\lambda = 2100$ Å – ə qədər çəkilmişdir. Daha sonralar Günəş spektri 150–200*km* yüksəkliyində $\lambda = 1900$ Å – ə qədər alınmışdır. Sonralar Günəşin qısadalğa spektri ABŞ– da, Rusiyada və başqa ölkələrdə öyrənilmişdir.

Yer səthindən 500km hündürlüyünə qaldırılmış spektral cihazlarla Günəşin qısadalğa spektrinin tədqiqi $\lambda = 9$ Å kimi uzadılmışdır.

Kosmiktədqiqatlarınnəticələrinəgörə $2100 < \lambda < 3000$ ÅbölgəsindəspektrGünəşinultrabənövşəyispektrindən kəskin fərqlənmir. Bu bölgədə

C. M. Quluzadə

spektr kəsilməz spektr və onun fonunda çoxlu sayda udulma xətlərindən ibarətdir. Bu bölgədə ən güclü xətlər birgat ionlaşmış maqneziumun rezonans dubletidir λ2802.698Å λ2795.523Å və). Dalğa uzunluğu $\lambda = 2100$ Å – dən başlayaraq kəsilməz spektrin intensivliyi azalmağa başlayır və Fraunhofer xətləri zəifləyir. $\lambda \leq 1550$ olduqda kəsilməz spektrin intensivliyi kəskin azalır və Fraunhofer xətləri yox olur. $\lambda = 2000$ Å – dən başlayaraq spektrdə emissiya xətləri meydana gəlir. $\lambda < 1550$ Å bölgəsində spektr əsasən emissiya xətlərindən ibarət olur. Zəif kəsilməz spektr $\lambda 1000$ Å – ə gədər hiss olunur.

Xətti emissiya spektri $\lambda = 6 - 8\text{\AA} - 3$ qədər müşahidə olunur. $\lambda < 6 - 8\text{\AA}$ bölgəsində spektr yenidən kəsilməz spektrə çevrilir.

Fotosferin qısadalğalı emissiya spektrində ən güclü spektral xətlər hidrogenin Layman seriyasının baş xətti $L_{\alpha}(1215,7\text{\AA})$, $L_{\beta}(\lambda 1025.7\text{\AA})$, $L_{\delta}(949.7A^{0})$ və birqat ionlaşmış heliumun $\lambda 303.8\text{\AA}$ xətləridir. Maraqlıdır ki, Günəşin qısadalğalı emissiya spektrində Layman seriyasının üçüncü xətti $L_{\gamma}(\lambda 972.5\text{\AA})$ müşahidə olunmur. Bu da Yer atmosferində N_{2} molekullarının güclü udması ilə bağlıdır.

§4.9. Fraunhofer xətlərinin dalğa uzunluğu sistemi

1845 – 1897– ci illərdə Rouland ilk dəfə Günəş spektrinin Fraunhofer xətlərinin dalğa uzunluğu kataloqunu (Preliminary table of solar spectrum wave length) tərtib etmişdir. O, Fraunhofer xətlərinin gözəyarı intensivliklərini də təyin etmişdir. Kataloqda ən zəif xəttin Rouland intensivliyi– 3, ən güclü xəttinki isə +1000– dir.

Rouland cədvəlində Fraunhofer xətlərinin dalğa uzunluğu NaI – in D_1 xəttinə bağlanmışdır. Qeyd edək ki, o zaman bu xəttin dalğa uzunluğu hələ dəqiq təyin olunmamışdır (λ 5895.156Å). Onun müasir qiyməti λ 5895.940Å – dir.

Rouland kataloqu spektrin $\lambda\lambda 2967 - 6953$ Å bölgəsini əhatə edirdi. Ona 20000 xətt daxil idi.

Sonralar aydın olmuşdur ki, $NaI - in D_1$ xətti kifayət qədər kəskin deyil. Ona görə 1905– ci ildə baş dalğa uzunluğu standartı kimi kadiumun $\lambda 6438.4696$ Å xətti qəbul olunmuşdur. Bununla yanaşı ikinci standart olaraq FeI - in 306, Ne - nun 20, Kr - un 20 xətti seçilmişdir.

Bu standart xətlər çoxluğu Beynəlxalq dalğa uzunluqları sistemi kimi qəbul olunmuş və Fraunhofer xətlərinin dalğa uzunluqları bu sistemə gətirilmişdir. Bunların nəticəsi olaraq 1928– ci ildə Roulandın dalğa uzunluqları cədvəlinin müfəttişi başa çatmış və "Revision of Rowlands Preliminary table of solar spectrum Wave – Lenths" (RPRT) adı ilə çap olunmuşdur.

Bu yeni fundamental kataloq spektrin $\lambda\lambda 2975 - 10218.6$ Å bölgəsini əhatə edir. Kataloqa 22000 Fraunhofer xətti daxildir.

Sonralar kataloqa spektrin ultrabənövşəyi və infraqırmızı bölgələri də daxil edildi və xeyli genişləndirildi. Nəhayət 1966– cı ildə Mur, Minnaert və Houtqast yeni fundamental kataloq "The Solar Spektrum 2935Å to λ 8770Å " tərtib etdilər. Bu Rouland kataloqunun ikinci müfəttişi idi ("Second Revision of Rowlands Preliminary Table of solar spectrum Wave – Lenths") (SRRPT).

Bu kataloqda 24000 Fraunhofer xətlərinin beynəlxalq sistemdə dalğa uzunluqları, ekvivalent enləri (Günəş diskinin mərkəzi üçün), kimliyi, (hansı kimyəvi elementə aid olması) və xəttə uyğun gələn aşağı və yuxarı enerji səviyyələrinin həyəcanlaşma potensialı verilmişdir.

1960– cı ildə dalğa uzunluqları sistemində əsas standart olaraq ${}^{86}Kr$ – nun $\lambda 6057.8021$ Å xətti qəbul edilmişdir. Bu xətt izotopik və ifrat incə quruluşa malik olmadığından kifayət qədər kəskindir və standart üçün çox əlverişlidir.

Cədvəl 4.1– də Günəş spektrində bəzi güclü Fraunhofer xətlərinin dalğa uzunluqları, Fraunhofer işarəsi, Rouland intensivliyi və eyniləşdirmə verilmişdir.

§4.10. Fraunhofer xətlərinin qırmızı sürüşməsi

İlk dəfə 1896– cı ildə Djovel göstərmişdir ki, Yerin öz oxu ətrafında fırlanması və Günəş ətrafında dolanması nəzərə alındıqdan sonra da Günəş spektrində Fraunhofer xətlərinin Yerdə alınan spektral xətlərə nəzərən sistematik olaraq spektrin qırmızı tərəfinə doğru sürüşməsi müşahidə olunur. Daha dəqiq ölçmələr göstərdi ki, bu sürüşmə dalğa uzunluğu ilə düz mütənasib olaraq artır.

Bu qırmızı sürüşmə Yerin və Günəşin səthində qravitasiya potensiallarının fərqli olması ilə əlaqədardır. Ona görə bu sürüşmə relyativistik qırmızı qravitasiya sürüşməsi adlanır. Doğrudan da, Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinə görə periodik proseslər cazibə sahəsində cazibə olmadığı haldakından yavaş gedir.

Enerjisi *E* olan işıq kvantının cazibə sahəsi olmayan halda tezliyi

$$\nu_0 = \frac{E}{h} \tag{4.17}$$

olar. Burada h – plank sabitidir. Nisbilik nəzəriyyəsinə görə kütlə ilə enerji arasında əlaqə

$$E = mc^2. \tag{4.18}$$

düsturu ilə verilir. Burada m – cismin kütləsi, c işıq sürətidir.

Aydındır ki, (4.17) və (4.18)– dən işıq kvantının kütləsi üçün yaza bilərik

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{hv_0}{c^2}.$$
 (4.19)

Onda Günəşdən çıxan *m* kütləli foton Günəşin cazibə sahəsini tərk etmək üçün

$$A = \Phi_{\odot} \frac{h\nu_0}{c^2}.$$
 (4.20)

qədər enerji sərf etməlidir və ona görə onun enerjisi

$$\Delta E_{\odot} = \Phi_{\odot} \, \frac{h \nu_0}{c^2}. \tag{4.21}$$

qədər azalmalıdır. Burada Φ_{\odot} – Günəşin qravitasiya potensialıdır.

Analoji yolla taparıq ki, Yerin qravitasiya sahəsində fotonun enerjisi

$$\Delta E_{\oplus} = \Phi_{\oplus} \, \frac{h \, \nu_0}{c^2}. \tag{4.22}$$

qədər azalır. Burada Φ_{\oplus} – Yerin qravitasiya potensialıdır.

Beləliklə, Günəşin və Yerin qravitasiya sahəsində *v* tezlikli kvantın enerjisi üçün yaza bilərik:

$$hv_{\odot} = hv_0 - \Phi_{\odot} \frac{hv_0}{c^2},$$
 (4.23)

$$hv_{\oplus} = hv_0 - \Phi_{\oplus} \frac{hv}{c^2}, \qquad (4.24)$$

Onda Günəşin və Yerin qravitasiya sahəsində kvantın tezliyinin dəyişməsi

$$\Delta v_g = v_{\odot} - v_{\oplus} = (\Phi_{\oplus} - \Phi_{\odot}) \frac{v_0}{c^2} \qquad (4.25')$$

və ya

$$\Delta v_g = -\Delta \Phi \frac{v_0}{c^2} \tag{4.25}$$

olar.

Aydındır ki, Günəşin qravitasiya potensialı Yerinkindən çox – çox böyükdür, yəni $\Phi_{\odot} >> \Phi_{\oplus}$. Ona görə (4.25)– də Yerin qravitasiya potensiyalını nəzərə almasaq yaza bilərik ki,

$$\Delta v_g = -\Phi_{\odot} \frac{v_0}{c^2}.$$
(4.26)

Sonuncu (4.26) – dan göründüyü kimi

$$\Delta v_g = v_{\odot} - v_{\oplus} = v_{\odot} - v_o < 0 \tag{4.27}$$

və ya tezlikdən dalğa uzunluğuna keçsək,

$$\Delta\lambda_g = \lambda_{\odot} - \lambda_{\oplus} = \lambda_{\odot} - \lambda_o > 0. \tag{4.28}$$

Yəni doğrudan da qravitasiya sürüşməsi qırmızı sürüşmədir.

Günəşin səthində qravitasiya potensialı

Günəş fizikasi

$$\Phi_{\odot} = G \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}}.$$
 (4.29)

Burada G- qravitasiya sabiti, M_{\odot} – Günəşin kütləsi və R_{\odot} – Günəşin radiusudur. Əgər (4.29)– ü (4.27) və (4.28)– də nəzərə alsaq yaza bilərik:

$$\Delta v_g = G \frac{M_{\odot}}{R_{\odot} c^2} v_0, \qquad (4.30)$$

$$\Delta\lambda_g = G \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}c^2} \lambda_0. \tag{4.31}$$

Doğrudan da, (4.31)– dən göründüyü kimi qravitasiya sürüşməsi dalğa uzunluğu ilə düz mütənasibdir. Əgər və $R_{\odot} = 6.9599 \cdot 10^{10} sm$ olduğunu nəzərə alsaq (4.30) və (4.31)– dən alarıq ki,

$$\frac{\Delta v_g}{v_0} = \frac{\Delta \lambda_g}{\lambda_0} = 2.1936 \cdot 10^{-6}.$$
 (4.32)

Axırıncı (4.32)– dən $\lambda = 5000$ Å bölgəsi üçün taparıq ki, qırmızı qravitasiya sürüşməsi $\Delta \lambda_g \approx 0.0110$ Å. Yəni bu sürüşmə çox kiçikdir və onu ölçmək üçün yüksək ayırdetməli spektral cihazlar lazımdır.

§4.11. Limb effekti

Dəqiq ölçmələr göstərir ki, Günəş diskinin mərkəzindən kənarına doğru getdikcə Fraunhofer xətlərinin qırmızı qravitasiya sürüşməsi nəzərə alınacaq dərəcədə artır və diskin kənarında maksimal qiymət alır. Başqa sözlə, diskin kənarında əlavə sürüşmə müşahidə olunur. Bu hadisə limb (kənar) effekti adlanır. Limb sürüşməsinin səbəbi hələ öz izahını tapmamışdır.

Günəşin fırlanma sürətinin baxış şüasına proyeksiyası

$$\upsilon_{\gamma} = k\upsilon_0. \tag{4.33}$$

kimi təyin oluna bilər. Burada v_0 – Günəşin ekvatorial fırlanma sürəti, və

 $K = \left[(1 - 0.229 \sin^2 B) \sin(p - \varphi) \cos B_0 \sin \theta \right] . (4.34)$

Sonuncu ifadədə B – Günəş diskində müşahidə nöqtəsinin helioqrafik enliyi, $p v \Rightarrow \varphi$ – Günəşin firlanma oxunun və müşahidə nöqtəsinin pozisiya bucaqları, B_0 – Günəş diski mərkəzinin helioqrafik enliyi, ϑ – müşahidə nöqtəsinin diskin mərkəzindən olan məsafəsini təyin edən

bucaq ($\mathcal{G} = \arcsin \frac{r}{R_{\odot}}$, r- müşahidə nöqtəsinin diskin

mərkəzindən məsafəsi, R_{\odot} – diskin radiusu).

Məşhur astrofizik Adam göstərmişdir ki, Günəş diski kənarının istənilən nöqtəsinin şüa sürəti Günəşin fırlanması və limb effekti ilə təyin oluna bilər:

$$\upsilon = \upsilon_{\gamma} + \Lambda = K\upsilon_0 + \Lambda \,. \tag{4.35}$$

Günəş diskinin ekvator üzrə şərq və qərb kənarları üçün fırlanma sürəti aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\begin{array}{l}
\upsilon_E = \lambda_E - \lambda_c = \upsilon_0 K_E + \Lambda \\
\upsilon_w = \lambda_w - \lambda_c = \upsilon_0 K_w + \Lambda
\end{array}$$
(4.36)

Sonuncu tənlikləri tərəf – tərəfə toplayaraq alarıq:

Günəş fizikasi

$$\Lambda = \frac{\lambda_E + \lambda_W}{2} + \lambda_c - \frac{K_E + K_W}{2} \upsilon_0.$$
(4.37)

Bu ifadələrdə λ_c – dalğa uzunluğunun Günəş diskinin mərkəzindəki qiymətidir.

Günəş diskinin şərq və qərb kənarları eyni vaxtda müşahidə olunarkən $K_E = -K_W$ olur. Onda (4.37) limb (kənar) effekti üçün alarıq:

$$\Lambda = \frac{\lambda_E + \lambda_W}{2} - \lambda_C. \tag{4.38}$$

Beləliklə, spektral xətlərinin Günəş diskinin şərq və qərb kənarlarında və eləcə də diskin mərkəzi spektrlərindəki dalğa uzunluqlarını təyin etməklə limb effektini təyin etmək olar.

Limb effekti üçün müxtəlif tədqiqatçılar fərqli qiymətlər alıblar. Sent – Djona görə

 $\Lambda \approx 1.5 - 2.0 m \text{\AA}.$

§4.12. Günəşin infraqırmızı spektri

Günəş spektrinin infraqırmızı bölgəsi ($\lambda > 0.8 \ mk$) əsasən H_2O , O_2 və CO_2 – nin molekulyar xətt və zolaqları ilə zəngindir. Spektrin bu bölgəsində oksigenin infraqırmızı tripleti (λ 7771.954 \mathring{A} , λ 7774.177 \mathring{A} və λ 7775.395 \mathring{A}), *Call* – nin güclü tripleti (λ 8498.062 \mathring{A} , λ 8542.144 \mathring{A} və λ 8662.170 \mathring{A}), *FeI* – nin λ 7998.953 \mathring{A} və λ 8688.642 \mathring{A} xətləri, *MgI* – in λ 8736.040 \mathring{A} xətti, və s. yaxşı təmsil olunmuşlar. Bu bölgədə su buxarının bir çox atmosfer xətləri (λ 8231.239 \mathring{A} , λ 8226.962 \mathring{A} , λ 8256.515 \mathring{A} , λ8243.488Å, λ8282.024Å, λ8274.354Å, λ8287.940Å, λ8305.092Å), *O*₂- nin çoxlu sayda atmosfer xətləri (λ 7601.697Å, λ7602.363Å, λ7603.556Å, λ7604.453ÅÅ, λ7605.635Å, λ7606.767Å, λ7607.933Å, λ7609.302Å, λ7628.225Å, λ7632.168Å və s.) və s. kifayət qədər intensivdirlər.

Spektrin uzaq infraqırmızı bölgəsində yalnız bir neçə pəncərə vardır ki, Yer səthindən Günəşin infraqırmızı spektrini müşahidə etmək mümkün olsun. Bu pəncərələr $\lambda \approx 1mk$, $\lambda \approx 1.2mk$, $\lambda \approx 1.6mk$ və $\lambda \approx 2.2mk$ – a uyğun gəlir. Spektrin $\lambda \approx 24mk$ bölgəsində Yer atmosferi Günəş şüalanması üçün tamamilə qeyri – şəffafdır. Bu bölgədə qeyri– şəffaflığı yaradan əsasən su buxarıdır.

Günəşin infraqırmızı spektrinin tədqiqi Yer atmosferində H_2O , CO_2 , CH_4 , N_2O , O_3 və CO – nun nisbi miqdarının təyini üçün çox güclü vasitədir.

Spektrin infraqırmızı bölgəsində həm adi optik teleskoplar, həm də infraqırmızı teleskoplar istifadə olunur. İnfraqırmızı cihazların özəlliyi odur ki, onlarda istilik şüalanmasını minimum etmək üçün xüsusi konstruksiyalar əlavə olunur. İstifadə olunan cihazın istilik şüalanması Günəşin (və ya digər göy cisimlərinin) infraqırmızı şüalanmasına əlavə olunmasın deyə bu cihazlar soyudulur.

İnfraqırmızı bölgədə şüalanma qəbulediciləri olaraq yarımkeçirici işıq müqavimətləri, ventil fotoelementləri və balometrlər istifadə olunur.

Yer atmosferində infraqırmızı şüaları udan əsasən su buxarıdır. Onun isə konsentrasiyası hündürlük artdıqca kəskin azalır. Yer səthindən 12-15km hündürlükdə Günəşin infraqırmızı spektrinin bütün bölgələrini müşahidə etmək olar.

Günəşin infraqırmızı şüalanması mükəmməl olaraq yalnız kosmosa çıxarılmış infraqırmızı teleskoplarla öyrənilə bilər. Bu zaman təkcə qəbuledicini yox, həm də bütün teleskopu ən aşağı temperatura qədər soyutmaq olar. Bu, ən zəif infraqırmızı şüalanmanı belə ölçməyə imkan verir.

§4.13. Fotosfer modelləri

Fotosferdə fiziki parametrlərin – temperaturun, hidrogen atomlarının konsentrasiyasının, elektronların konsentrasiyasının və sıxlığın dərinlikdən (hündürlükdən) asılı olaraq dəyişməsi onun modelini təyin edir. Fotosferin modeli nəzəri və müşahidələrə görə qurula bilər. Təbiidir ki, üstünlük müşahidə materialları əsasında hesablanmış modellərə verilməlidir.

Hazırda bir çox Günəş fotosferi modeli mövcuddur. Onlardan Simitsion rəsədxanasında hesablanmış Harvard – Simitsion modelini, Halveqer – Müller modelini və.s. göstərmək olar.

Fotosferdə optik dərinlik dərin qatlara doğru artır. Optik dərinliyin $\tau = 1.0$ qiymətinə uyğun gələn qatın həndəsi hündürlüyü sıfır qəbul olunur. Bu qatdan xromosferə doğru hündürlük müsbət, əks tərəfə (dərin qatlara) doğru isə hündürlük mənfidir.

Cədvəl 4.2.– də Günəş fotosferinin modeli verilmişdir.

	Cədv	vəl 4.2.
Günəş	fotosferinin	modeli

$ au_{5000}$	Т, К	$\frac{lg(N_{\rm H}+N_{\rm e})}{\rm , \ sm^{-3}}$	lg N _e , sm ⁻³	$lg \rho$, q/sm ³	h, km
20	9200	17.2	15.5	- 6.4	- 88
10	8650	17.2	15.5	- 6.4	- 72
5	8100	17.2	14.9	- 6.3	- 56
2	7120	17.2	14.3	- 6.4	-27
1.0	6430	17.2	13.8	- 6.5	0
0.5	5920	17.1	13.4	- 6.5	36
0.2	5410	17.0	12.9	- 6.7	91
0.1	5140	16.8	12.7	- 6.8	136
10-	4640	16.3	12.1	- 7.4	278
2	4370	15.8	11.6	- 7.9	420
10^{-}_{3}					

Cədvəldə τ_{5000} – dalğa uzunluğu $\lambda = 5000$ Å üçün optik dərinlik, T – temperatur, ($N_H + N_e$)– hidrogen atomları ilə sərbəst elektronların cəminin konsentrasiyası, ρ – sıxlıq və h– hündürlükdür.



Şəkil 4.7. Fotosfer modeli

C. M. Quluzadə

V FƏSİL

FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN PROFİLLƏRİ VƏ ONLARIN ƏSAS SPEKTROFOTOMETRİK XARAKTERİSTİKALARI

§5.1. Fraunhofer xətlərinin profilləri və ekvivalent enləri

Yuxarıda dediyimiz kimi spektrin görünən bölgəsində Günəş spektri kəsilməz spektr və onun fonunda müşahidə olunan çoxlu sayda fraunhofer xətlərindən (udulma xətlərindən) ibarətdir. Bu xətlərin daxilində enerjinin paylanmasına onların profili deyilir. Fraunhofer xəttinin profilinin əsas xarakteristikaları onların mərkəzi dərinlikləri R_o, yarımenləri $\Delta\lambda_{1/2}$, dörddəbir enləri $\Delta\lambda_{1/4}$ və ekvivalent enləri W– dir. Şəkil 5.1– də ixtiyari Fraunhofer xəttinin profili və onun əsas spektrofotometrik xarakteristikaları göstərilmişdir.

Fraunhofer xəttinin normallaşmış profili qalıq intensivliyinin $r(\Delta \lambda) = \frac{I(\Delta \lambda)}{I(0)}$ dalğa uzunluğundan, daha doğrusu, xəttin mərkəzindən olan $\Delta \lambda$ məsafəsindən asılılığı kimi verilir. Burada $I(\Delta \lambda)$ xəttin mərkəzindən $\Delta \lambda$ məsafədə müşahidə olunan intensivlik, I(0) ona uyğun gələn lokal kəsilməz spektrin intensivliyidir. Xəttin profili qalıq intensivliyi əvəzinə profilin dərinliyi ilə də göstərilə bilər. Şəkil 5.1– də $R(\Delta\lambda_i)$ və $r(\Delta\lambda_i)$ uyğun olaraq profilin mərkəzindən $\Delta\lambda$ məsafədə dərinlik və qalıq intensivliyi, R_0 və r_0 – onların mərkəzi qiymətləri, $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ və $\Delta\lambda_{\frac{1}{4}}$ – profilin yarımeni və dörddəbir enidir.



Şəkil 5.1. Fraunhofer xəttinin profili və onun əsas xarakteristikaları

Fraunhofer xəttinin normallaşmış profilində dərinlik (eləcə də qalıq intensivliyi) $0.00 \div 1.00$ intervalında dəyişir. Aydındır ki, profilin ixtiyari nöqtəsində $R(\Delta\lambda_i) + r(\Delta\lambda_i) = 1.00$ olur.

Çox güclü Fraunhofer xətləri üçün $R_0 \rightarrow 1.00$, $r_0 \rightarrow 0.00$.

Fraunhofer xəttinin profilinin mərkəzi dərinliyinin 89 yarısına bərabər olan yerdəki eninə onun yarımeni $\Delta\lambda_{1}, \frac{1}{2}$ mərkəzi dərinliyin dörddə birinə bərabər olan yerdəki eninə isə onun dörddəbir eni $\Delta\lambda_{1/4}$ deyilir.Qeyd edək ki, $\Delta\lambda_{1/4}$ anlayışı ilk dəfə Bakı Dövlət Universitetinin Astrofizika kafedrasında Quluzadə tərəfindən təklif olunmuşdur. O, göstərmişdir ki, spektral xətlərin genişlənmə mexanizmlərinin dəyişməsi $\Delta\lambda_{1/2}$ səviyyəsində yox, əsasən $\Delta\lambda_{1/4}$ səviyyəsində baş verir.

Fərz edək ki, profilin sahəsi S – dir. Hündürlüyü vahid $R(\Delta\lambda_i) + r(\Delta\lambda_i) = 1$ olan düzbucaqlının eni W elə seçilir ki, onun sahəsi ədədi qiymətcə profilin sahəsinə $S' = W \cdot 1$ bərabər olsun. Bu düzbucaqlının eni W ədədi qiymətcə profilin sahəsinə bərabər olacaq. Doğrudan da Svə S' sahələrinin bərabərliyindən alarıq ki,

 $S = S' = W \cdot 1$,

Aydındır ki, profilin ekvivalent eni qrafik olaraq aşağıdakı kimi təyin oluna bilər:

$$W = S(mm^2) \frac{\Delta \lambda}{\Delta l} \frac{(\text{\AA})}{L_0(mm)}$$

Burada $\frac{\Delta \lambda}{\Delta l}$ xətti dispersiya, (1m– ə uyğun gələn

anqstremlərin sayı) və

 $L_0 = R_0 + r_0 = R_i(\Delta \lambda_i) + r(\Delta \lambda_i)$

profilin ordinat oxu üzrə miqyasıdır. Profilin ekviyalent eni daha doo

Profilin ekvivalent eni daha dəqiq

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} R(\Delta \lambda) d(\Delta \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} [1 - r(\Delta \lambda)] d(\Delta \lambda) =$$

$$2\sum \frac{\Delta \lambda_i}{3} [(R_0 + R_{2n}) + 2(R_1 + R_3 + \dots + R_{2n-1}) +$$

$$+ 4(R_2 + R_4 + \dots + R_{2n})]$$

düsturu ilə təyin oluna bilər. Burada $\Delta \lambda_i$ – dərinliyin verilmə addımı, R_0 və R_{2n} – dərinliyin başlanğıc və son qiyməti, $R_1, R_3, \dots, R_{2n-1}$ – dərinliyin tək qiymətləri, R_2, R_4, \dots, R_{2n} – dərinliyin cüt qiymətləridir.

§5.2. Günəş spektrində kəsilməz spektrin təyini üsulları

Günəş spektrində Fraunhofer xətlərinin profillərinin təyinində lokal kəsilməz spektr səviyyəsinin təyini mühüm rol oynayır. Kəsilməz spektrin təyinində kiçik xəta Fraunhofer xəttinin ekvivalent enində böyük xətaya səbəb ola bilər. Ona görə spektral xətlərin profilləri tədqiq olunarkən lokal kəsilməz spektrin təyininə xüsusi önəm verilməlidir.

1. Güclü Fraunhofer xətlərinə görə lokal kəsilməz spektrin təyini

Güclü metal xətlərinin qanadlarında profilin dərinliyi aşağıdakı empirik düstürla təyin oluna bilər:

$$\frac{1}{R(\Delta\lambda)} \approx \frac{1}{R_o} + c\Delta\lambda^n \,. \tag{5.1}$$

Burada *c* profilin qanadlarının gücü, $\Delta \lambda$ – xəttin mərkəzindən olan məsafə, R_o profilin mərkəzi dərinliyi və n – profilin qanadlarında dərinliyin $\Delta \lambda$ – dan asılılığını təyin edən göstəricidir.

Məlum olduğu kimi Günəş spektrində güclü udulma xətlərinin genişlənməsində əsas rolu şüalanmanın sönməsi və təzyiq effektləri oynayır. Belə xətlər üçün $n \approx 2$.

(5.1)– dən yaza bilərik ki,

$$\lg\left[\frac{1}{R(\Delta\lambda)} - \frac{1}{R_o}\right] = \lg c + n \lg\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}}\right)$$

və ya

C. M. Quluzadə

$$\lg \Delta \left[\frac{1}{R(\Delta \lambda_i)}\right] = c' + n \lg(\frac{\Delta \lambda_i}{\Delta \lambda_{1/2}}). \quad 5.2)$$

Göründüyü kimi (5.2) düz xətt tənliyidir və "n" düz xəttin meylini təyin edir. Ona görə (5.2)– nin analitik və ya qrafik həllindən n– ni təyin etmək olar. Bu zaman lokal kəsilməz spektr elə keçirilir ki, $n \approx 2$ olsun.

Analoji üsulla hidrogen xətlərinə görə də lokal kəsilməz spektri təyin etmək olar. Bu halda udulma xəttinin profili

$$R(\Delta\lambda) \sim \frac{1}{\Delta\lambda^{5/2}}$$

qanunu ilə dəyişir. Ona görə lokal kəsilməz səviyyə elə keçirilməlidir ki, $n \approx \frac{5}{2}$ olsun.

2. Zəif udulma xətlərinin Foyqt təhlilinə görə lokal kəsilməz spektrin təyini

Məlumdur ki, Günəş spektrində güclü xətlər azsaylıdır və yalnız bəlli spektral bölgələrdədirlər. Ona görə Quluzadə spektrin bütün bölgələrində müşahidə olunan zəif xətlərə görə lokal kəsilməz spektr səviyyəsini təyin etmək üçün yeni üsul təklif etmişdir.

Günəş spektrində zəif və orta udulma xətləri Dopler effektinin və səviyyələrin təbii yayğınlığının birgə təsiri ilə əmələ gəlir. Bu halda profil Foyqt profili adlanır. Foyqt profili

$$F(\Delta\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\Delta\lambda) L(l - \Delta\lambda) d\Delta\lambda, \qquad (5.3)$$

burada

$$G(\Delta\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi\beta_2}} \exp{\frac{\Delta\lambda^2}{\beta_2^2}}$$
(5.4)

Qaus funksiyası və

$$L(\Delta\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{\beta_1}{\beta_1^2 + \Delta\lambda^2}$$
(5.5)

Lorens funksiyasıdır.

Normallaşmış Foyqt profili

$$V(U_1b_1) = \frac{F(U)}{F(0)}.$$
 (5.6)

kimi verilir. Burada

$$U = \frac{2\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}}, \ b_1 = \frac{\beta_1}{\Delta\lambda_{1/2}}, \ b_2 = \frac{\beta_2}{\Delta\lambda_{1/2}}.$$
 (5.7)

Qeyd edək ki, (5.4) və (5.5) – də β_1 və β_2 Foyqt parametrləri adlanır və uyğun olaraq şüanalmanın sönməsinin və Dopler effektinin rolunu xarakterizə edir.

Aydındır ki, $\beta_1 = 0$ ($b_1 = 0$) olduqda xəttin profili təmiz Qaus profili, $\beta_2 = 0$ ($b_2 = 0$) olduqda isə təmiz Lorens profili olacaqdır.

Foyqt profili üçün b_1 parametri aşağıdakı şərti

ödəməlidir:

C. M. Quluzadə

$$0 \le b_1 \le \frac{1}{2}$$
 (5.8)

Ona görə lokal kəsilməz spektr elə keçirilməlidir ki, profilin müxtəlif nöqtələri üçün b_1 kəskin fərqlənməsin və (5.8) şərti ödənilsin.

Qeyd edək ki, Foyqt profilləri Elste tərəfindən cədvəlləşdirilmişdir və onlardan istifadə etmək olar.

§5.3. Günəş spektrində güclü Fraunhofer xətlərinin profilləri

1. Hidrogen xətləri

Günəşin normal spektrində hidrogenin Balmer seriyasının birinci 4 xətti kifayət qədər intensiv və blendlərdən azad xətlərdir. Onların qanadları hər iki tərəfə doğru 50 - 60 Å- a qədər uzanır.

Günəş diskinin mərkəzindən kənarına doğru getdikcə hidrogen xətləri böyük dəyişikliklərə məruz qalır: yarımenləri azalır, qanadları xeyli qısalır, ekvivalent enləri 4–5 dəfə azalır.

Şəkil 5.2– də örnək olaraq Günəş spektrində H_{β} xəttinin profili verilmişdir.

Maraqlıdır ki, Günəş spektrində Balmer xətlərinin ekvivalent enləri H_{α} - dan H_{δ} - ya doğru artır. Çox ehtimal ki, bu təzyiq effektlərinin yuxarı enerji səviyyələrinə təsirinin daha böyük olması ilə əlaqədardır.

Cədvəl 5.1– də Günəş diski mərkəzi spektrində Balmer xətlərinin əsas spektrofotometrik xarakteristikaları verilmişdir.





Şəkil 5.2. H_{β} – xəttinin profili (·· – Günəş diskinin mərkəzi (Delbula görə), oo – tam sel (Beekersə görə), ++ – tam sel (Kuruça görə), ** – Prosion).

Cədvəl 5.1.

Günəş spektrində (diskin mərkəzi üçün) Balmer xətlərinin əsas spektrofotometrik xarakteristikaları

Spaltral	Xarakteristikalar				
xətlər	W, Å	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	$\Delta\lambda_{\frac{1}{4}}, \mathrm{\AA}$	R ₀	
H _α	4.76	1.50	5.60	0.842	
H _β	5.94	1.49	5.40	0.861	
Η _γ	4.87	1.31	4.46	0.849	
Η _δ	5.78	1.56	4.66	0.804	

O da maraqlıdır ki, ən böyük mərkəzi dərinliyə H_{α}

xətti yox, H_{β} xətti malikdir. Bu onunla əlaqədardır ki, H_{α} – nın mərkəzi (eləcə də digər güclü xətlərin mərkəzi) xromosferdə əmələ gəlir. Bu tezlikdə xromosferin optik qalınlığı kiçik olduğundan xəttin qanadlarında şüalanan kvantların bir hissəsi diffuziya nəticəsində xəttin qanadlardan mərkəzinə köçürülür və nəticədə xəttin mərkəzində intensivlik bir qədər artır.

2. Rezonans xətlər

Günəşin görünən bölgə spektrində ən güclü xətlər birqat ionlaşmış kalsiumun rezonans dubleti $H(\lambda 3968.492\text{\AA})$ və $K(\lambda 3933.682\text{\AA})$ xətləridir. Onların ekvivalent enləri və yarımenləri H_{α} – nın uyğun xarakteristikalarından təxminən 4 dəfə böyükdür.

Günəş diskinin kənarının spektrində bu xətlərin ekvivalent enləri, yarımenləri və mərkəzi dərinlikləri kəskin azalır.

Aydın olduğu kimi H və K Call xətlərinin mərkəzi xromosferdə əmələ gəlir. Ona görə onların mərkəzində emissiya komponentləri müşahidə olunur. Bu emissiya komponentləri arasındakı məsafə diskin mərkəzi spektrində 330mÅ, Günəşin tam seli spektrində isə 370mÅ təşkil edir. Günəş diskinin kənarında bu emissiya komponentləri müşahidə olunmur.

Şəkil 5.3– də *H* və *K Call* xəttinin profilinin mərkəzində müşahidə olunan emissiya komponentləri göstərilmişdir.

C. M. Quluzadə

Cədvəl 5.2

Günəş diskinin mərkəzi üçün bəzi güclü Fraunhofer xətlərinin spektrofotometrik xarakteristikaları

	Xarakteristikalar				
Spektral xətlər	W,Å	$\Delta\lambda_{1/2}$,Å	$\Delta\lambda_{1/4}, { m \AA}$	R_0	
H CaII	17.81	11.00	20.30	0.955	
K CaII	17.93	14.00	23.00	0.963	
D ₁ NaI	0.73	0.40	0.72	0.952	
D ₂ NaI	0.95	0.53	1.02	0.953	
b ₁ MgI	1.55	1.20	2.16	0.943	
b ₂ MgI	1.42	0.96	1.74	0.933	
b ₄ MgI	0.88	0.58	1.08	0.913	

§5.4. Günəşin ultrabənövşəyi emissiya xətlərinin profili

Günəşin ultrabənövşəyi emissiya xətləri xromosferdə və xromosferlə tac arasındakı keçid bölgəsində əmələ gəlirlər. Bəzi emissiya xətləri isə tacda əmələ gəlirlər.

Qeyd etmək lazımdır ki, spektrin görünən bölgəsində emissiya xətlərini müşahidə etmək olmur. İntensiv kəsilməz spektr fonunda onlar görünmür. Günəşin ultrabənövşəyi spektrində emissiya xətlərinin müşahidə olunması da bu spektr bölgəsində kəsilməz spektrin son dərəcə zəif olmasıdır.

Günəşin ultrabənövşəyi spektrində hidrogenin Layman seriyasının baş xətti $L_{\alpha}(\lambda 1215.67\text{\AA})$ xüsusi maraq kəsb edir. Bu xəttin profili 150-200 kmhündürlükdə raketlərdə yerləşdirilmiş xüsusi spektral



Şəkil 5.3. *H* və *K Call* xəttinin profilinin mərkəzində müşahidə olunan emissiya komponentləri, ... – Günəş diskinin mərkəzi, oo – tam sel, ** – Prosion.

Günəş spektrində *NaI*– in $D_1(\lambda 5895.940\text{ Å})$ və $D_2(\lambda 5889.973\text{ Å})$ xətləri, *MgI*– in triplet xətləri $b_1(\lambda 5183.619\text{ Å}), b_2(\lambda 5172.698\text{ Å})$ və $b_4(\lambda 5167.328\text{ Å})$ xətləri də kifayət qədər güclüdür.

Cədvəl 5.2– də Günəş diskinin mərkəzi üçün bəzi güclü Fraunhofer xətlərinin əsas spektrofotometrik xarakteristikaları verilmişdir. cihazlar vasitəsilə alınmış spektral materiallar əsasında təyin olunmuşdur. Bu xətt xromosferlə tac arasındakı keçid zonasında əmələ gəlir. Şəkil 5.4– də L_{α} xəttinin profili göstərilmişdir.



Şəkildən göründüyü kimi güclü emissiya xəttinin mərkəzində enli depressiya (udulma) müşahidə olunur. Bu udulma xromosferdə özü – özünü udma nəticəsində yaranır. Bu onu göstərir ki, L_{α} tezliyində xromosferin optik qalınlığı kifayət qədər böyükdür.

 L_{α} profilinin mərkəzində müşahidə olunan ensiz udulma xətti isə Yer atmosferində olan aşağı temperaturlu hidrogen atomları tərəfindən udulma nəticəsində əmələ gəlmişdir. L_{α} – xəttinin mavi və qırmızı pikləri arasındakı məsafə 0.4Å – dir. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, göstərdiyimiz kimi *K CaII* xəttinin mərkəzində müşahidə olunan emissiya pikləri arasındakı məsafə də buna yaxın, yəni 0.35Å – dir. Profilin yarımeni $\Delta \lambda_{1/2} = 0.8 - 0.9$ Å

təşkil edir. Profilin qanadları hər iki tərəfə 1Å qədər uzanır.

Ölçmələr göstərir ki, L_{α} – xəttində şüalanan enerji seli 6*erq*/*sm*² · *san* – dir. Sel kifayət qədər sabitdir və alışmalar zamanı güclənmir. Çox ehtimal ki, bu sel Günəş fəallığı tsiklində variyasiya edə bilər, çünki Günəşin L_{α} xəttində çəkilmiş xəyalları göstərir ki, L_{α} – şüalanması fəal bölgələrdə yaranır.

Ultrabənövşəyi L_{α} xəttinin profilinin bu mürəkkəb quruluşunu aşağıdakı kimi izah etmək olar. L_{α} xəttinin yarandığı xromosferin yuxarı qatlarında hidrogen atomları elektron zərbələri ilə yuxarı səviyyəyə, o cümlədən də, 2– ci səviyyəyə həyəcanlaşır. Sonra sponton keçidlər zamanı L_{α} kvantları şüalanır. Lakin xromosferin optik qalınlığı L_{α} tezliyində böyük olduğundan şüalanan L_{α} – kvantları xromosferdən birbaşa çıxa bilmir və dəfələrlə udulub yenidən şüalanır, başqa sözlə, diffuziyaya uğrayır. Bu proses zamanı kvantların xətt daxilində tezliyə görə yenidən paylanması baş verir. Bu zaman xəttin qanadları tezliklərində optik qalınlıq kiçik olduğundan kvantların böyük bir hissəsi bu tezliklərdə xromosferdən kənara çıxır və nəticədə xəttin mərkəzi tezliklərində şüalanan kvantların sayı azalır və profilin mərkəzində yəhər əmələ gəlir.

Eyni mənzərə L_{β} xətti və *MgII*– nin ultrabənövşəyi dubleti üçün də müşahidə olunur.

Günəş diskinin mərkəzi və limbə yaxın yerdə L_{α} – nın profili bir qədər fərqlənir. Limbdə mərkəzi yəhər daha dərin və daha geniş olur.

Diskin sakit bölgəsində L_{α} – nın mərkəzindəki udulma profili fəal bölgədəkinə nisbətən daha dərin və daha genişdir.

Maraqlıdır ki, bütün hallarda emissiya maksimumları arasındakı məsafə Günəşin görünən spektr bölgəsindəki *K Call* xəttində olduğu kimi təxminən 0.4Å – dir.

Bundan başqa *H* və *K CaII* xətlərində olduğu kimi bənövşəyi komponent qırmızı komponentdən güclüdür.

§5.5. CaII– nin infraqırmızı triplet xətlərinin profilləri

Spektrin infraqırmızı bölgəsində müşahidə olunan $\lambda 8498.018$ CaII, $\lambda 8542.089$ CaII və $\lambda 8662.140$ xətləri CaII– nin H və K xətlərindən sonra ən intensiv xətlərdir. Bu xətlər *CaII* – nin $3d^2D - 4p^2P^0$ cüt– tək keçidi zamanı meydana gəlirlər. Bu multipletin aşağı $3d^2D$ səviyyəsinin həyəcanlaşma potensialı 1.7eV olub güclü metastabildir.

Call– nin infraqırmızı triplet xətləri protuberansların spektrində emissiyada müşahidə olunur. Onlar Günəş ləkələri ətrafında da müşahidə olunur. Bu xətlərin dəqiq profilləri və profillərin spektrofotometrik xarakteristikaları son vaxta kimi ətraflı tədqiq olunmamışdır. Onların yüksək dispersiyalı ikiqat monoxromatorlarda alınmış spektral materiallar əsasında geniş və hərtərəfli tədqiqi ilk dəfə Bakı Dövlət Universitetinin astrofizika kafedrasında aparılmışdır. Onların əsas spektrofotometrik xarakteristikaları böyük dəqiqliklə təyin olunmuşdur. Alınmış nəticələr cədvəl 5.3– də verilmişdir.

C. M. Quluzadə

§5.6. Günəş spektrində güclü Fraunhofer xətlərinin genişlənmə mexanizmləri haqqında

Məlum olduğu kimi güclü Fraunhofer xətlərinin müxtəlif hissələri fotosferin müxtəlif qatlarında (mərkəzləri üst qatlarda, qanadları isə dərin qatlarda) əmələ gəlir. Ona görə güclü Fraunhofer xətlərinin genişlənmə mexanizmləri çox mürəkkəbdir. Xətlərin

Cədvəl 5.3.

2 %	Kəmiyyətlər					
70, A	ε,eV	W, Å	$\overset{\Delta\lambda_{1/2}}{\overset{2}{\text{A}}},$	$\begin{array}{c} \Delta\lambda_{1/4}, \\ \text{\AA} \end{array}$	R _°	
8498.062	1.69 – 3.14	1.26	0.99	2.07	0.726	
8542.144	1.69 – 3.14	2.96	2.10	5.37	0.818	
8662.170	1.69 - 3.14	2.52	1.72	4.24	0.812	

Günəş spektrində CaII –nin infraqırmızı triplet xətlərinin profillərinin əsas spektrofotometrik xarakteristikaları mərkəzi hissələrinin genişlənməsində əsas rolu Dopler effekti, qanadlarında isə səviyyələrin təbii eni və təzyiq effektləri oynayır.

Bu kitabın müəllifi Günəş spektrində güclü Fraunhofer xətlərinin genişlənmə mexanizmlərini analiz etmək üçün sadə bir üsul təklif etmişdir.

Məlum olduğu kimi güclü Fraunhofer xətlərinin ganadlarında galıq intensivliyi empirik

$$r(\Delta \lambda) \approx \frac{1}{1 + \frac{c}{(\Delta \lambda)^n}}$$
(5.11)

düsturu ilə təyin olunur. Burada c – qanadın gücü, $\Delta\lambda$ – xəttin mərkəzindən olan məsafə və n – qalıq intensivliyinin xəttin mərkəzindən olan məsafədən asılılıq qanununu təyin edən göstəricidir. Aydındır ki, (5.11) - i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{c}{\left(\Delta\lambda\right)^{n}}r(\Delta\lambda) = R(\Delta\lambda), \qquad (5.12)$$

harada ki,

 $R(\Delta \lambda) = 1 - r(\Delta \lambda)$ (5.13)

profilin $\Delta \lambda$ məsafədəki dərinliyidir. Sonuncu ifadəni loqarifmik şəkildə yazsaq,

$$\lg\left[\frac{R(\Delta\lambda)}{1-R(\Delta\lambda)}\right] = \lg c - n\lg(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}})$$
(5.14)

olar. Burada $\Delta \lambda_{1/2}$ – profilin yarım enidir.

Sonuncu ifadə düz xətt tənliyidir. Onun qrafik həllindən $\lg c$ və n-ni təyin etmək olar.

> Aydındır ki, xətt daxilində genişlənmə mexanizmi 103

dəyişirsə *n* profilin müxtəlif hissələrində müxtəlif qiymətlər alacaq. Bu da profilin müxtəlif hissələrinin genişlənməsində müxtəlif mexanizmlərin əsas rol oynadığından xəbər verər. -

Şəkil 5.5– də
$$D_2 NaI$$
 xətti üçün $\lg \left[\frac{R(\Delta \lambda)}{1 - R(\Delta \lambda)} \right]$
nın $\lg(\frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_{1/2}})$ – dən asılılığı verilmişdir.



Göründüyü kimi bu asılılıq xəttin müxtəlif hissələrində müxtəlif meyilli düz xətt verir. Bu xəttin qanadında n 1.6. ilə 2.1 arasında dəyişir. Bu D_2NaI xəttinin qanadlarının genişlənməsində əsas rolu səviyyələrin təbii eninin (şüalanmanın sönməsi) oynadığını göstərir. Məlum olduğu kimi şüalanmanın sönməsi üçün $n \approx 2$.

Belə ölçmələr göstərir ki, H_{γ} və H_{δ} xətləri üçün $n \leq 2$ olur. Bu o deməkdir ki, onların genişlənməsində əsas rolu Ştark effekti oynamır.

 H_{α} xətti üçün isə 2.0 < n < 2.70 olur. Deməli, H_{α} – nın genişlənməsində əsas rolu Ştark effekti oynayır (Ştark effekti üçün $n \approx 2.5$).

VI FƏSİL

C. M. Quluzadə

GÜNƏŞ XROMOSFERİ

§6.1.Günəş atmosferinin xromosfer qatı

Xromosfer Günəş atmosferinin fotosfer qatı üzərində yerləşən növbəti qatıdır. Xromosfer yunanca chromos (rəngli) və sphere (sfer) sözlərindən əmələ gəlib və rəngli sfer deməkdir. Xromosferə bu ad ona görə verilmişdir ki, tam Günəş tutulmaları zamanı Ay diski Günəş diskinin qarşısını tam kəsdikdə onun ətrafında çəhrayı rəngli sfer müşahidə olunur. Günəş fotosferindən sonrakı bu atmosfer qatında fiziki şərait fotosferdəkindən əsaslı surətdə fərqlənir.

Günəşin yuxarı atmosferi olan xromosferin və tacın şüalanması fotosferinkindən 10 min dəfə zəifdir. Fotosferin Yer atmosferində və teleskopda səpələnən işığı xromosferin və tacın parlaqlığından dəfələrlə yüksək fon yaradır. Xromosferin parlaqlığı fotosferinkindən 100 dəfələrlə kiçikdir. Ona görə adi halda, yəni tam Günəş tutulması olmadıqda, xromosfer fotosferin parlaq fonunda görünmür və onun şüalanmasını qeyd etmək mümkün deyil. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, güclü udulma xətlərinin mərkəzi hissəsi xromosferdə əmələ gəlirlər, çünki bu tezliklərdə xromosfer şəffaf deyildir.

Tam Günəş tutulması zamanı xromosfer Günəş diski ətrafında rəngli halqa şəklində görünür. Bu halqanın

qalınlığı xromosferin qalınlığını təyin etməyə imkan verir. Bucaq vahidləriylə halqanın eni təxminən $10-12^{"}$ təşkil edir. Bu da xətti ölçülərlə 7500 - 10000 km- ə uyğun gəlir.

Xromosfer iki qata ayrılır. Diskin kənarından 1500 km hündürlüyə qədər olan hissə aşağı xromosfer, ondan yuxarıda yerləşən 5000km qalınlıqlı hissə isə yuxarı xromosfer adlanır.

Asağı xromosfer kvazibircins haldadır. Yuxarı xromosferdə isə şüalanma kiçik iti çıxıntılarda spikullarda cəmlənir. Günəş diskinin kənarında, optik bölgədə, kəsilməz spektrin intensivliyi e dəfə azalır və udulma xətləri emissiya xətlərinə çevrilir. Digər tərəfdən hündürlük şkalası limbin yaxınlığında olduğundan böyük $(\sim 100 km - d \Rightarrow n b$ öyük)olur.

Xromosferdə hündürlük şkalasının böyük olduğunu izah etmək üçün iki istiqamətdə tədqiqatlar aparılmışdır. Mak - Krinin turbulent modelinə görə xromosfer xaotik sürətlər sahəsi olan bircins mühit hesab olunur. İkinci bir modelə görə xromosfer bircins olmayıb qaz sellərindən ibarətdir.

Şəkil 6.1– də 1999– cu il avqustun 11– də tam Günəş tutulması zamanı xromosfer göstərilmişdir.

Xromosferi və tacın şüalanmasını tutulma olmadıqda iki üsulla ölçmək olar:

1. Süni Günəş tutulması yaratmaqla.

2 Bu zaman xromosfer və tac diskin kənarında xəyal müstəvisində müsahidə olunur, bu da xromosfer və tacda baş verən uzun müddətli hadisələrin inkişafını izləməyə imkan vermir.

3 Güclü tezliklərində. xətlərin mərkəzi 107

Xromosferin optik galınlığı bu tezliklərdə $\tau >> 1$ olduğundan fotosfer süalanması müşahidəçiyə çatmır.

Günəş diski üzərində Xromosfer güclü udulma xətlərinin (H_{α} , H_{β} , H və K CaII) mərkəzi tezliklərində şəffaf olmadığından fotosfer şüalanması Yerə çatmır və faktik olaraq xromosfer süalanması müsahidə olunur.

Xüsusi interferensiya- polyarizasiya süzgəclərinin köməyilə bu xətlərin mərkəzi tezliklərində Günəs diskinin xəyalını almaq mümkündür. Bunu sürətlərin spektr qeydi cihazında süzgəcsiz də etmək mümkündür. Sonralar atmosferdənkənar müsahidələrlə hidrogenin $L_{\alpha}(\lambda 1216\text{\AA})$ xətti, helium $L_{\alpha}(584\text{\AA},304\text{\AA})$ xətləri və qısadalğalı tac xətləri tezliyində Günəşin xəyalları alınmışdır. Günəş diskindən kənarda xromosfer, qalınlığı təxminən ~10000 km olan və emissiya xətləri şüalandıran qatdan ibarətdir.

Günəş diskinin kənarı boyunca xromosferin parlaqlığı dəyişir. Fəal bölgələrdə xromosferin şüalanması 3-5 dəfə güclənir. Bu da xromosfer qazının sıxlığının 2 dəfə artmasına uyğun gəlir. Məlumdur ki, şüalanmanın intensivliyi şüalandıran hissəciklərin konsentrasiyasının kvadratı ilə mütənasibdir. Xromosferdə ionlasmıs elementlərin xətləri fotosferdəkinə nisbətən daha güclüdür. Fotosferin spektrində He xətləri ümumiyyətlə müşahidə olunmur. Xromosferin spektrində ən güclü xətlər H və K Call xətləri, hidrogen və helium xətləridir. Bu xətlərdə xromosfer şəffaf deyil, kəsilməz spektrin görünən hissəsində isə tam şəffafdır. Bu xətlərin mərkəzi tezliklərində fotosfer yox, xromosfer müşahidə olunur. Ona görə xüsusi interferensiya – polyarizasiya filtirlərinin və ya spektral cihazlarının köməyilə *K CaII* və ya H_{α} nın mərkəzi tezliklərində Günəşin fotoqrafiyası çəkilir. Bu xətlərin mərkəzi fotosferin kəsilməz spektrində şəffaf olduğundan alınan xəyallar yalnız xromosferdən xəbər verir.

Şəkil 6.2– də Günəşin L_{α} , H_{α} xətlərində, və rentgen dalğalarında fotoşəkilləri göstərilmişdir.



Şəkil 6.1. Xromosfer 1999 – cu il 11 avqust tam Günəş tutulması zamanı

Günəş fizikasi

C. M. Quluzadə



Şəkil 6.2(a). Günəş xromosferi L_{α} xəttində



Şəkil 6.2(b). Günəş xromosferi H_{α} xəttində (Ümumdünya vaxtilə (2004– cü il iyun ayının 23– də saat 13:19– da çəkilmişdir).



Şəkil 6.2(c). Günəş xromosferi rentgen dalğalarında (2011 – ci il iyunun 30– da ümumdünya vaxtilə saat 04:42– də çəkilmişdir). Xromosfer xətlərinin intensivliyinə görə atomların xromosferdə hündürlüyə görə paylanmasını öyrənmək olar. Xromosfer üçün orta bir temperatur götürərək Bolsman düsturuna görə yaza bilərik:

$$N_1(h) = N_k(0) \frac{g_1}{g_k} e^{-\beta h} \cdot e^{\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_K}{kT}}.$$
 (6.1)

Burada $N_1(h)$, h hündürlüyündə əsas səviyyədəki atomların konsentrasiyası, $N_k(0) - h = 0$ hündürlüyündə ksəviyyəsindəki atomların konsentrasiyası, g_1 və g_k – əsas və k səviyyələrinin statistik çəkisi, ε_1 və ε_2 əsas və ksəviyyələrinin həyəcanlaşma potensialı, k– Bolsman sabiti, T– temperatur və β – müşahidədən təyin olunan parametrdir.

Bu düstur istənilən atom üçün konsentrasiyanın xromosferdə hündürlükdən asılı olaraq dəyişməsini öyrənməyə imkan verir. Lakin xromosferdə atomların konsentrasiyasının hündürlükdən asılı olaraq azalması barometrik düsturdan gözlənilənə nisbətən daha yavaş baş verir. Ona görə də xromosferin qalınlığı nəzəri gözləniləndən böyük olur.

Barometrik düstura

C. M. Quluzadə

$$N_1(h) = N_1(0) \exp(-\frac{mgh}{kT})$$
 (6.2)

görə konsentrasiyanın hündürlüyə görə dəyişməsi atomların kütləsindən asılıdır. Müşahidə materiallarına görə isə bu dəyişmə atomların kütləsindən asılı olmur. Əvvəlcə belə güman edilirdi ki, xromosferdə atomların daha böyük hündürlüklərə qalxması işiğin təsiri ilə baş verir. Lakin hesablamalar göstərdi ki, işiğin təzyiqi yalnız *Ca* atomlarının hündürlüyünə görə paylanmasına təsir edə bilər, digər atomların paylanmasında onun təsiri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir.

Xromosferin barometrik düsturda gözləniləndən daha böyük hündürlüklərə qədər qalxmasını turbulent hərəkətlərlə izah etmək olar. Doğrudan da turbulent hərəkətləri nəzərə alaraq (6.2)– də

$$\frac{m}{kT} = \frac{2}{\upsilon_K^2 + \upsilon_t^2}$$

yazaraq barometrik düstur üçün

$$N_1(h) = N_1(0) \exp(-\frac{2gh}{v_k^2 + v_t^2})$$
(6.3)

ifadəsini alarıq. Burada g – ağırlıq qüvvəsinin təcili, v_k – kinetik sürət, v_t – turbulent hərəkət sürətidir.

Sonuncu ifadə xromosferdə atomların hündürlüyə görə paylanmasını daha yaxşı təsvir edir.

Qeyd edək ki, h = 0 fotosferdə $\tau_{5000} = 1$ olan səviyyədə götürülmüşdür.

Şəkil 6.3– də hidrogen atomlarının və elektronların toplam konsentrasiyasının, ektron konsentrasiyasının hündürlükdən asılı olaraq dəyişməsi göstərilmişdir.





Şəkil 6.3. Hidrogen atomlarının və elektronların xroosferdə hündürlüyə görə paylanması ($-\cdot -$, $-\circ - \lg Ne$)

§6.3. Xromosferin incə quruluşu

1.Spikullar

Xromosferin fotoqrafik müşahidələri göstərir ki, o bircins olmayıb incə quruluşa malikdir. Başqa sözlə, xromosfer əsasən radial istiqamətdə yönəlmiş qaz axınlarından – dişlərdən ibarətdir. Onları Roberts *spikul* adlandırmışdır. Spikullar diskin kənarında daha aydın görünürlər. Onların uzunluğu 7500km, qalınlığı isə 750–1200km ətrafında olur.

Spikullar saniyədə bir neçə on km sürətlə $(v \approx 20 km/san)$ xromosferdən taca doğru qalxır və orada dağılaraq yox olurlar. Əgər spikulların sürətini təxminən

300 km/san, xromosferin qalınlığını isə 750 km qəbul etsək tapmaq olar ki, spikulların yaşama müddəti cəmi 2 – 3 dəqiqə olar. Spikulların az bir hissəsi böyük yüksəkliklərə çata bilir. Hündürlük 300 km olduqda onlar Günəş səthinin cəmi 2% sahəsini tutur. Hündürlük 1500 km– dən artıq olduqda xromosferin temperaturu $T \approx 6000-15000K$, sıxlığı $n \approx 10^{10}-10^{11} sm^{-3}$ olan ayrı – ayrı qaz axınlarından ibarət olur. Hündürlük 4000-5000 km olduqda xromosfer yalnız spikullardan ibarət olur.

Güclü udulma xətlərinin mərkəzi tezliklərində (Balmer seriyasının baş xətti H_{α} , ionlaşmış kalsiumun rezonans xətləri H və K *CaII*) Günəş xromosferi kiçik düyünlər şəklində görünür. Onların ölçüləri fotosferdə müşahidə olunan qranulların ölçüsündən bir az böyük olur. Bu düyünlər birləşərək ölçüləri ~ $3 \cdot 10^4 km$ – olan böyük özəklər əmələ gətirir və Günəş diskini tamam örtür. Onlar *xromosfer torları* adlanır.

2. Xromosfer toru

Xromosfer torları Günəşin H_{α} və K Call – xətlərinin mərkəzi tezliklərində çəkilmiş fotoqrafik xəyallarında – filtroqramlarda daha aydın görünür.

Şəkil 6.4– də xromosfer spikulları göstərilmişdir.

Bu torların sərhədləri daha kiçik elementlər yığını ilə oluşur. Maraqlıdır ki, *K CaII* filtroqramlarında bu sərhəd parlaq, H_{α} filtroqramlarında isə tutqun olur.

Spektrin ultrabənövşəyi bölgəsində yerləşən HeII-nin $\lambda 304$ Å rezonans xəttində çəkilmiş filtroqramlarda xromosfer torlarında kontrastlıq daha böyük olur və xromosfer torları daha aydın və kəskin görünür.

Xromosferin tor elementlərinin içərisində qaz yuxarı

qalxır və sərhədlərə doğru axır. Elementlərin sərhədlərində isə qaz aşağı tökülür. Bu hərəkətlər böyük ölçülü konvektiv hərəkətlərlə bağlı olduğundan *superqranulyasiya* adlanır. Bu qranulyarlıq konvektiv zonanın dərin qatlarına qədər çatır.

Xromosfer torları böyük miqyaslı konvektiv hərəkətlər – superqranulyasiya hesabına meydana gəlirlər.

Özəklərin mərkəzindən kənarlara doğru üfüqi istiqamətlənmiş ionlaşmış maddə axını özü ilə zəif maqnit sahəsini daşıyıb aparır. Maqnit sahəsi gücləndiyindən torun sərhəddində xromosferin şüalandırması güclənir. Günəş diskinə proyeksiyada (H_{α} xəttində) xromosferin fəal bölgələri zəif *lifciklər – fibrillərlə* kəsilmiş parlaq flokullardan ibarət olur. Bu fibrillərin enliyi 1000 – 2000km, uzunluğu isə 10000km olur. Bu fibrillər əks qütblü maqnit sahələrini birləşdirir.

Qaranlıq liflər maqnit qüvvə xətləri boyunca yönəlmiş qaz sıxılmalarından ibarətdir. Köhnə ləkələr üzərində liflərin radial yerləşməsi pozulur, onlar siklonlara bənzər burulğanlar şəklində olur.

Günəş fizikasi



Şəkil 6.4. Xromosfer spikulları.

C. M. Quluzadə

Tutqun liflər aşağıda yerləşdiyindən bir qədər yuxarıda əmələ gələn *K* CaII, L_{α} və HeII xətlərində flokullar diffuz parlaq törəmə kimi görünürlər.

Xromosfer torları superqranulların sərhəddində, xromosferin spektral xətlərində və xromosfer – tac keçid zonasında müşahidə olunur. Tac spektrində onların çox zəif izləri görünür. Adi kiçik ölçülü qranullara nisbətən superqranullar və onların kənarlarında yerləşən tor Günəş fotosferinin daha dərin qatlarında baş verən konvektiv hərəkətlər nəticəsində əmələ gəlirlər. Onların ölçüsü ~ $3 \cdot 10^4 km$ olur. Torun mərkəzində maddə dərin qatlardan çıxır və 100m/san sürətlə yuxarı istiqamətdə hərəkət edir, sonra torun kənarlarına doğru üfüqi istiqamətdə 0.5km/san sürətlə hərəkət edir. Torun sərhəddində maddə aşağı axır. Xromosferdə axının sürəti 0.8 km/san, xromosfer – tac keçid zonasında isə 4km/san olur.

Xromosfer torlarının yaşama müddəti təxminən 1 gündür. Onlar H, K Call xətlərinin mərkəzində emissiyada, H_{α} xəttinin qanadlarında udulmada, mərkəzində isə emissiyada, digər Balmer xətlərində udulmada görünürlər.

Minimum temperatur qatlarında torlar Günəş səthinin 10% – ni, xromosfer və xromosfer – tac keçid bölgəsində 35 - 40% – ni tuturlar.

Torlar tutqun *motlar*, parlaq motlar və fibrillərdən ibarət olub incə quruluşa malikdirlər. Onu da qeyd edək ki, spikullar əsasən torlarda əmələ gəlirlər.

Üfüqi istiqamətdə maddə axını maqnit sahəsini superqranulların sərhəddinə toplayır. Orada maqnit sahəsinin gərginliyi 10-100 Qs olur.

Günəş fizikasi

Günəş səthində torların ümumi orta sayı $\sim 5 \cdot 10^3$ tərtibində olur.

§6.4. Xromosferin spektri

Aşağı xromosferin (Günəş diskinin kənarından 1500km hündürlüyə qədər) spektri fonunda çoxlu sayda emissiya xətləri olan zəif kəsilməz spektrdən ibarətdir. Emissiya xətlərinin çoxu zəif xətlərdir. Bu xətlər hidrogenin Balmer seriyasının xətlərindən, helium xətlərindən, neytral dəmir, titan və s. metal xətlərindən ibarətdir. Hündürlük artdıqca sıxlıq eksponensial qanunla azaldığından zəif emissiya xətlərinin intensivliyi kəskin azalır. Hündürlük 1500km dən yüksək olduqda yalnız hidrogenin Balmer seriyasının $H_{\alpha}(\lambda 6562.808\text{\AA})$, $H_{\chi}(\lambda 4340.476\text{\AA})$ $H_{\beta}(\lambda 4861.342\text{\AA}),$ və $H_{\delta}(\kappa 4101.743\text{\AA})$ xətləri, heliumun $D_{3}(\lambda 5875.64\text{\AA})$ və λ 10830.Å), ionlasmış kalsiumun $H(\lambda$ 3968.492Å) və K(3933.682Å) xətləri müşahidə olunur.

Fauler və Lokyer tərəfindən 1898– ci il Günəş tutulması zamanı prizmalı kamera ilə aparılmış müşahidələrindən aydın olmuşdur ki, xromosferin spektri sadəcə çevrilmiş fraunhofer spektri olmayıb aşağıdakı özəlliklərə malikdir:

1. Xromosferdə müşahidə olunan hidrogenin emissiya xətlərinin sayı fotosferdə müşahidə olunan Fraunhofer xətlərinin sayından xeyli çoxdur.

2. İonlaşmış atomların spektral xətləri neytral atom xətlərindən daha güclüdür.

3. Fotosfer spektrində müşahidə olunmayan *HeI* və hətta *HeII* xətləri xromosfer spektrində kifayət qədər intensivdir.

Xromosferdə Balmer seriyasının H_{α} – dan H_{18} – ə kimi bütün xətlərini müşahidə etmək və intensivliklərini ölçmək olar.

Xromosferin spektri spektrin demək olar ki, bütün bölgələrində kifayət qədər ətraflı öyrənilmişdir. Spektrin ultrabənövşəyi oblastında hidrogenin Layman seriyasının baş xətti $L_{\alpha}(\lambda 1215\text{ Å})$, ionlaşmış heliumun $\lambda 304\text{ Å}$ xətti kifayət qədər güclü xətlərdir. L_{α} şüalanmanın intensivliyi $3erq/sm^2 \cdot san, \lambda 304\text{ Å}$ HeII şüalanmanın intensivliyi isə $1.2erq/sm^2 \cdot san$ kimi qiymətləndirilir.

Spektrin infraqırmızı oblastında oksigenin λ 7771.954Å, λ 7774.177Å, λ 7775.395Å triplet xətləri və *Call* – nin infraqırmızı triplet xətləri kifayət qədər intensivdir.

Menzel 1900, 1905 və 1908– ci illərin Günəş tutulmaları əsasında spektrin $\lambda\lambda 3229 - 5328 \text{\AA}$ bölgəsində 4000 xromosfer xətti üçün kataloq tərtib etmişdir. Kataloqda xətlərin dalğa uzunluqları, eyniləşdirilməsi, intensivlikləri və s. verilmişdir.

1913– cü ildə Mitçel bir neçə Günəş tutulması zamanı alınmış spektrlər əsasında xromosfer xətlərinin (alışma spektrinin) ilk kataloqunu tərtib etmişdir. Sonrakı tutulmalar zamanı (1905, 1925, 1930 və 1937– ci illər) alınmış materiallar əsasında kataloq xeyli genişləndirilmiş, 1930 və 1947– ci illərdə yenidən nəşr olunmuşdur. 1947– ci ildə nəşr olunmuş kataloqa spektrin $\lambda\lambda$ 3066–8863 Å bölgəsini əhatə edən 3500 xətt daxildir. Kataloqda spektral xətlərin dalğa uzunluğu, Rouland şkalası ilə intensivlikləri və xətlərin xromosferdə müşahidə olunma hündürlükləri verilmişdir.

Xromosfer spektrində ən intensiv xətlər *CaII* nin rezonans xətləri, hidrogenin Balmer seriyasının xətləri, heliumun $D_3(\lambda 5875.6\text{\AA})$ xəttidir. Kalsium xətləri 14000km, hidrogen xətləri 12000km, helium xətləri isə 7500km hündürlüyə qədər müşahidə olunur.

Günəşin fotosfer və xromosfer spektrlərində spektral xətlərin nisbi intensivlikləri uyğun gəlmir. Bundan başqa xromosferdə həyəcanlaşma potensialı 3.5eV olan xətlərlə yanaşı həyəcanlaşma potensialı $\sim 13.5eV$ olan hidrogen xətləri, hətta həyəcanlaşma potensialı $\sim 50.80eV$ olan ionlaşmış helium xətti $\lambda 4686$ Å müşahidə olunur.

Xromosfer xətlərinin spektrofotometrik tədqiqi göstərir ki, aşağı yüksəkliklərdə hidrogen xətləri, *CaII* və *MgII* xətləri iki pikli profilə malikdir. Hündürlük artdıqca iki pikli profillər tək pikli profilə çevrilir. Bu onunla əlaqədardır ki, xromosferin optik qalınlığı böyük olduqda şüalanan kvantlar xromosferdən birbaşa çıxa bilmir, kvantların diffuziyası baş verir. Bu zaman xətt daxilində kvantların tezliyə görə yenidən paylanması baş verir. Spektral xəttin mərkəzində optik dərinlik böyük olduğundan spektral xəttin mərkəzi tezliklərində şüalanan kvantların bir qismi yenidən şüalanarkən xəttin mərkəzində yox, optik dərinliyi nisbətən az olan qanadlarında şüalanır. Nəticədə iki pikli profil müşahidə olunur. Xromosferin yuxarı qatlarında sıxlıq az olduğundan optik qalınlıq az olur və ona görə iki pikli profil müşahidə olunmur.



Şəkil 6.5. Xromosfer spektrində optik qalınlığın dəyişməsilə spektral xətlərin nəzəri hesablanmış profilinin dəyişməsi *\$6.5. Xromosferdə həyəcanlasma və ionlasma*

Məlum olduğu kimi fotosfer spektrində helium xətləri müşahidə olunmur. Xromosferdə isə güclü helium xətləri və hətta ionlaşmış helium xətti $(\lambda 4686\text{\AA})$ müşahidə olunur.

Lakin xromosferdə atomların həyəcanlaşması və ionlaşması xromosferin temperaturuna uyğun gəlmir. Müşahidədən həyəcanlaşmış helium atomlarının konsentrasiyası Bolsman qanununa görə hesablanmış qiymətindən qat – qat çox alınır.

Xromosferdə atomların anomal həyəcanlaşması onun üzərində yerləşən və temperaturu çox yüksək $(\sim 10^{6} K)$ olan tacın yüksək tezlikli şüalanması hesabına baş verir. Başqa sözlə, xromosfer aşağıdan yox, yuxarıdan qızır.

Xromosferdə atomların ionlaşma dərəcəsi də Saxa düsturuna görə hesablanmış qiymətindən xeyli böyükdür. Bu da bir yandan tacın xromosferi yuxarıdan qızdırması ilə, bir yandan da *CaII* ionlarının işıq təzyiqinə çox həsas olması ilə izah olunur. *CaII* ionları işığın təzyiqi ilə xromosferin yuxarı qatlarında toplanırlar. Rekombinasiya nəticəsində ionlaşmış atom (*CaII*) normal atoma (*CaI*) keçir. Normal atoma işığın təzyiqi kəskin az olduğundan onlar sürətlə xromosferin aşağı qatlarına yönəlirlər və yolda rast gələn atomları toqquşma ilə ionlaşdırırlar. Bu da xromosferdə atomların anomal ionlaşmasına səbəb olur.

Beləliklə, xromosfer soyuq və isti oblastlardan ibarət olan mürəkkəb modelə maikdir. Xromosferin 1000km hündürlüyə qədər olan hissəsi onun temperaturu 5000K olan soyuq qatını, 1500–2000km hündürlükdə olan hissəsi isə temperaturu 10000–12000K olan isti qatını təşkil edir. Xromosferin bundan yuxarı qatları bircins olmayıb temperaturu 15000–20000K olan ayrı – ayrı liflərdən ibarət olur. Hündürlüyü 4000–5000km olan daha yuxarı qat soyuq spikullardan ibarət olur. 10000km hündürlükdə spikullar yox olur.

§6.6. Xromosferin kimyəvi tərkibi

Xromosferin kimyəvi tərkibi ilk dəfə Menzel, daha sonra isə Mitçel və Vilyams tərəfindən təyin olunmuşdur. Menzel Günəş tutulması materiallarından istifadə etmiş, Mitçel və Vilyams isə Mitçel kataloquna əsaslanmışdır. Aşağıdakı cədvəldə xromosferdə bəzi elementlərin miqdarı ($\lg N$) verilmişdir. Müqayisə üçün bu məlumatlar fotosfer üçün də göstərilmişdir.

Məlum olmuşdur ki, fotosfer və xromosferdə əksər kimyəvi elementlərin nisbi miqdarı demək olar ki, eynidir. Lakin hidrogen və nadir torpaq elementləri xromosferdə fotosferdəkindən 10 dəfə çoxdur. Xromosferdə *Sc*,*Ti*,*Cr* fotosferdəkindən çoxdur, Fe, Co, Ca isə bir qədər azdır. Nəhayət, qeyd etmək lazımdır ki, fotosfer spektrində He xətləri olmadığı halda xromosferdə He xətləri kifayət qədər güclüdür.

Bu da onunla bağlıdır ki, fotosferdə temperatur He atomlarını həyəcanlandırmaq üçün kifayət deyil. Xromosferdə temperatur yüksək olduğundan bu xətlərin həyəcanlaşması üçün şərait mövcuddur.

Cədvəl 6.1

37	c ·	1 .	•	1 .1 .
X romo	sterin	k1mV	$\Delta V1$	tarkihi
M OIIIO	SICILI	IX IIII Y		UTAINIUI.

Kimyəv	lg N			
i	Fotosfe	Xromosfer		
element		Menzel	Mitçell,	
			Vilyams	
1	2	3	4	
Н	12.0	13.6	—	
Не	11.3	_	—	
С	8.1	_	_	
N	8.7	_	—	
0	8.9	_	—	
Na	6.5	7.2	6.3	
Mg	7.8	7.4	7.6	
Al	6.4	6.2	_	

Si	7.4	5.7	7.7
S	6.8	_	_
Κ	5.5	_	_
Ca	6.5	6.6	6.0
Se	3.4	3.8	4.1
Ti	5.0	5.7	5.4
V	4.4	5.6	4.7
Cr	5.5	6.1	6.0
Mn	5.5	6.4	5.6
Fe	7.3	7.0	6.5
Со	5.8	5.0	4.6
Ni	5.8	6.0	4.9
Cu	4.6	_	3.5
Zn	5.0	4.3	4.9
Sr	3.2	3.1	3.9
Y	3.0	3.5	3.7
Zr	2.4	3.1	3.8

Onu da qeyd etmək lazımdır ki, xromosferdə neytral heliumun miqdarı termodinamik mülahizələrə görə gözləniləndən 10^6 dəfə, bir qat ionlaşmış heliumun miqdarı isə 10^{25} dəfə çoxdur.

Günəş atmosferində hidrogen atomları böyük üstünlük təşkil edir. Atomların sayına görə hidrogen atomları bütün digər element atomlarının 83.2%– ni, hidrogen və helium atomlarının birgə sayı isə 99.87%– ni təşkil edir.

VII FƏSİL

GÜNƏŞ TACI

§7.1. Günəş atmosferinin son qatı

Günəş tacı Günəş atmosferinin ən yuxarı və son qatıdır. Onun parlaqlığı fotosferin parlaqlığından milyon dəfə, Günəş şüalanmasının Yer atmosferində səpilməsi nəticəsində yaranan göy parlaqlığından isə yüz dəfələrlə kiçikdir. Ona görə tacın müşahidəsi və tədqiqi çox çətindir.

Günəş tacı iki hissəyə – daxili və xarici taca ayrılır. Tacın diskin kənarından $r = (0.2 - 0.3)R_{\odot}$ – a qədər olan hissəsi daxili tac, $r = (0.2 - 0.3)R_{\odot}$ – dan yuxarı olan çox geniş hissəsi isə xarici tac adlanır.

Tacın ölçüləri çox böyükdür. O diskin kənarından bir neçə Günəş radiusu qədər məsafəyə kimi uzanır.

Günəş tacının yuxarı sərhəddini təyin etmək çox çətindir. Kosmosdan aparılan müşahidələr göstərir ki, tac Günəşdən on dərəcələrlə məsafəyə qədər uzanır. Günəş sistemi, o cümlədən bizim yaşadığımız Yer, bəzən tacın daxilində olur.

Günəş tacı kəskin kənarlara və düzgün formaya malik olmayan quruluşa malikdir. Onun xarici görünüşü Günəş fəallığından asılı olaraq kəskin dəyişir. Günəş fəallığının minimum dövründə tac diskin ətrafında təxminən bərabər paylanır, lakin ekvator bölgəsində tacın qalınlığı xeyli böyük olur. Günəş fəallığının maksimum dövründə isə tac ayrı – ayrı istiqamətlərdə daha qalın olur, bəzi yerlərdə isə qalınlığı sıfra yaxınlaşır.

Günəş tacının parlaqlığı fotosferin və gündüz göyünün parlaqlığından çox – çox zəif olduğundan onu adi halda müşahidə etmək mümkün deyil. Ona görə əvvəllər tac yalnız tam Günəş tutulmaları zamanı müşahidə olunurdu. Tutulmaların tam fazası cəmi bir neçə dəqiqə davam etdiyindən tacın yüksək keyfiyyətli spektrini almaq çox çətin olurdu.

Şəkil 7.1.– də tacın Günəş fəallığının minimum (a) və maksimum (b) dövründə şəkili göstərilmişdir.



a b Şəkil 7.1. Tac Günəş fəallığını minimum (a) və maksimum (b) dövründə

Məşhur fransız astrofiziki Lio Günəşin süni tutulmasına əsaslanan yeni cihaz – koronoqraf kəşf etmişdir. Bu cihaz Günəş tacının mütəmadi müşahidəsinə imkan yaradır.

C. M. Quluzadə

Koronoqrafla aparılmış çoxsaylı müşahidələrlə müəyyən olunmuşdur ki, tac bütövlükdə Günəşlə birlikdə fırlanır.

Günəş tacı şüa quruluşuna malikdir. Şüalar radial (Günəş radiusu boyunca) istiqamətdə yönəlir. Günəş fəallığının minimal dövründə tac şüaları həm ekvatorial, həm də qütb zonalarında müşahidə olunur. Günəş fəallığının maksimal dövründə isə tac şüaları (koronal şüalar) yalnız ekvatorial və orta zonalarda müşahidə olunur və tac dartılmış olur.

Günəşin qütblərində *qütb firçaları* adlanan qısa şüalar müşahidə olunur.

§7.2. Tacda elektron konsentrasiyası

Müşahidələr göstərir ki, Günəş diskinin kənarından uzaqlaşdıqca tacın parlaqlığı kəskin azalır. Onda aydındır ki, hündürlük artdıqca elektron konsentrasiyası da kəskin azalmalıdır.

Fotosfer şüalanmasının izotrop olduğunu qəbul etməklə nəzəriyyədən elektron konsentrasiyasının Günəşin mərkəzindən olan *r* məsafəsindən asılılığı aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$N_{e}(r) = \frac{2\varepsilon(r)}{\sigma_{0} I_{0} \left[1 - \sqrt{1 - (\frac{r}{R_{\odot}})^{2}} \right]}.$$
 (7.1)

Burada I_0 – fotosfer şüalanmasının intensivliyi, ε – həcmi şüalanma əmsalı, σ_0 – səpilmə əmsalı və R_{\odot} – Günəşin radiusudur. Bauynbax elektron səpilməsini izotrop hesab edərək tacda elektron konsentrasiyasının r- dən asılılığı üçün aşağıdakı təqribi düsturu almışdır:

$$N_e(r) = 10^8 \left[0.036(\frac{r}{R_{\odot}})^{-1.5} + 1.55(\frac{r}{R_{\odot}})^{-6} + 2.99(\frac{r}{R_{\odot}})^{-16} \right] (7.2)$$

Aşağıdakı cədvəl 7.1– də elektron konsentrasiyasının Günəşin mərkəzindən olan məsafədən asılı olaraq dəyişməsi verilmişdir.

> **Cədvəl 7.1**. Tacda elektron konsentrasiyası

<u>r</u>	$lg (N_e \cdot 10^{-6})$				
R_{\odot}	Günəş fəallığının	Günəş fəallığının			
	maksimum dövrü	minimum dövrü			
1.00	2.61	2.50			
1.03	2.50	2.18			
1.06	2.40	2.03			
1.10	2.20	1.85			
1.20	1.90	1.44			
1.30	1.60	1.13			
1.50	1.20	0.68			
1.70	0.80	0.40			
2.0	0.50	0.05			
2.6	- 0.18	-0.70			
3.0	- 0.50	- 1.01			
4.0	- 1.04	- 1.60			

Şəkil 7.2– də Günəş fəallığının maksimum (nöqtələr) və minimum (dairələr) dövrlərində tacda elektron konsentrasiyasının Günəş diskinin mərkəzindən olan məsafədən $(r = r/R_{\odot})$ asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi hər iki halda elektron konsentrasiyası rartdıqca kəskin azalır.

Onu da demək lazımdır ki, Günəş fəallığının minimum dövründə N_e – nin r – dən asılı olaraq azalması bir qədər sürətlə baş verir.



§7.3. Tacın spektri

Günəş tacı spektrinə görə 3 komponentə ayrılır. Kkomponent daxili taca aid olub kəsilməz spektrə malikdir. Onun fonunda diskin kənarından $\sim 10^7$ hündürlüyə qədər emissiya xətləri müşahidə olunur. K– tacın şüalanması polyarlaşmışdır. Polyarlaşma dərəcəsi Günəş diskinin mərkəzindən uzaqlaşdıqca artır, $r = 1.5R_{\odot}$ olduqda 40%– ə çatır, sonra isə azalır.

Tacın ikinci komponenti olan F– komponentin spektri xarici tacı xarakterizə edir. Bu komponentin spektri kəsilməz spektrdən və onun fonunda udulma Fraunhofer xətlərindən ibarətdir. Bu komponentin spektri fotosfer spektrindən demək olar ki, fərqlənmir. Ona görə F– taca bəzən Fraunhofer tacı da deyilir. F– tacın şüalanması demək olar ki, polyarlaşmamışdır.

Tac şüalanmasının üçüncü L– komponentinin spektri yalnız xətti emissiya xətlərindən ibarətdir.

Günəş tacının F– komponentinin kəsilməz spektri Günəş fotosferi şüalanmasının tacdakı sərbəst elektronlardan Tomson səpilməsi nəticəsində əmələ gəlir. Doğrudan da, K– tacın spektrində enerjinin paylanması fotosfer spektrində enerjinin paylanması kimidir. K– tacın və fotosferin rəngi də fərqlənmir. Bu isə şüalanmanın sərbəst elektronlardan səpilməsi halında mümkündür, çünki bu səpilmə dalğa uzunluğundan asılı deyil.

Digər tərəfdən K– tacın şüalanmasının polyarlaşmış olması da şüalanmanın sərbəst elektronlardan səpilməsinə uyğun gəlir.

Tacın spektrində az sayda müşahidə olunan Fraunhofer xətlərinin Dopler effekti nəticəsində çox yayıntılı olması da K– tacda Günəş şüalanmasının sürətli sərbəst elektronlardan səpilməsindən xəbər verir.

Doğrudan da, kəsilməz spektr fonunda müşahidə

olunan *H* və *K CaII* xətlərinin profilinin yayğınlığı 100Å – ə çatır. Bu şüalandıran hissəciklərin istilik hərəkəti sürətinin ~ 7500 km/san olmasına uyğun gəlir. Elektronlar belə sürətə $1.5 \cdot 10^6 K$ temperatur şəraitində malik ola bilər.

F– tacın Fraunhofer spektrinin Günəş atmosferi ilə heç bir əlaqəsi yoxdur. Bu spektr Günəş şüalanmasının planetlərarası tozda səpilməsi nəticəsində əmələ gəlir. Günəşin bilavasitə yaxınlığında toz mövcud ola bilmədiyindən F– tac Günəşdən bir qədər məsafədə özünü biruzə verir.

§7.4. Koronal xətlərin təbiəti

Günəş tacı spektrinin görünən bölgəsində λ 5302.86 Å yaşıl xətti, qırmızı bölgəsində λ 6374.5Å və λ 6701.83Å xətləri, infraqırmızı bölgəsində λ 7891.94Å, λ 10746.80Å, λ 10797.95Å xətləri və ultrabənövşəyi bölgəsində λ 3388Å xətti daha intensivdir. Bu xətləri uzun müddət Yerdə məlum olan kimyəvi elementlərin xətləri ilə eyniləşdirmək mümkün olmamışdır. Ona görə belə bir hipotez irəli sürülmüşdür ki, Günəş tacında Yerdə məlum olmayan bir kimyəvi element vardır. Bu hipotetik kimyəvi elementə *koronium* adı verildiyindən tacda müşahidə olunan emissiya xətlərinə *koronal* xətlər adı verilmişdir.

1939– cu ildə alman fiziki Qrotrian göstərdi ki, bəzi koronal xəttin dalğa uzunluğu FeX və FeXI ionlarının əsas hallarının alt səviyyələri arasındakı keçidlərə uyğun gələn dalğa uzunluqları ilə üst – üstə düşür. Daha sonra Edlen

koronal xətlərin əksəriyyətini eyniləşdirdi. Məlum oldu ki, koronal xətlər güclü ionlaşmış atomların əsas səviyyələrinin alt səviyyələri arasında qadağan olunmuş keçidlər zamanı meydana gəlirlər.

Beləliklə, aydın olmuşdur ki, Günəş tacında heç bir hipotetik koronium elementi yoxdur, koronal xətlər

Yerdə məlum olan kimyəvi elementlərin yüksək dərəcədə ionlaşmış atomlarına aiddir. Özü də bu xətlər qadağan olunmuş xətlərdir.

Belə çoxqat ionlaşmış atom xətlərinin əmələ gəlməsi üçün yüksək temperatur olmalıdır. Hesablamaq olar ki, bu ionların əmələ gəlməsi və şüalandırması üçün tacın temperaturu 2.5 milyon dərəcə ətrafında olmalıdır.

On dörd dəfə ionlaşmış Ca- un λ 5694.42Å xətti xüsusi maraq kəsb edir. Onun meydana gəlməsi üçün 6.3 milyon dərəcə temperatur lazımdır. Tacda isə temperatur 1–2 milyon dərəcədir.

Cədvəl 7.2.- də Günəş tacı spektrində müşahidə olunan koronal xətlər verilmişdir.

G	Günəş tacı spektrində müşahidə olunan koronal xətlər					
			A_{ki} ,	Həyəcanl	İonlaşma	
λ,Å	İon	Multiplet	sm^{-1}	aşma.	potens.,	
				potens.,	eV	
				eV		
3010	Fe XII	$3s^2p^3 {}^2P_{1/2} - {}^2D_{3/2}$	_	33.22	291	
2220	Ca	$2s^{2} P_{1/} - P_{3/}$	488	3.72	589	
3328	XII	/2 /2				

Cədvəl 7.2.

C. M. Quluzadə

3388	Fe XIII	$3s^2p^3 {}^1D_2 - {}^3P_2$	87	5.96	325
3601	Ni XVI	$3s^2 p^2 P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	193	3.44	455
3642.9	Ni XIII	$3s^2p^{4} D_2 - P_1$	18	5.82	350
3986.9	Fe XI	$3s^2 3p^{4} D_2 - {}^3P_1$	9.5	4.68	261
4086.3	Ca XIII	$2s^2p^{4} P_1 - {}^3P_2$	319	3.03	655
4231.4	Ni XII	$3s^2 3p^5 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$	237	2.93	318
4412	Ar XIV	$2s^2 2p {}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	112	2.84	682
5116.0 3	Ni XIII	$3s^2 3p^{42} P_1 - {}^3P_2$	157	2.42	350
5302.8 6	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	60	2.34	355
5445	Ca XV	$2s^2 2p^2 {}^3P_2 - {}^3P_1$	83.1	4.45	814
5536	Ar X	$2s^2 2p^{52} P_{1/2} - {}^2 P_{3/2}$	106	2.24	421
5694.4 2	Ca XV	$2s^2 2p^2 {}^3P_1 - {}^3P_0$	95	2.18	814
6374.5 1	Fe X	$3s^2 3p^5 {}^2P_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{3}{2}}$	69	1.94	233
6701.8 3	Ni XV	$3s^2 3p^2 {}^3P_1 - {}^3P_0$	57	1.85	422
7059.6 2	Fe XV	$3s3p \ ^{3}P_{2} - ^{3}P_{1}$	37.9	31.77	390
7891.9 4	Fe XI	$3s^2 3p^4 {}^3P_1 - {}^3P_1$	44	1.57	261
8024.2 1	Ni XV	$3s^2 3p^2 {}^3P_2 - {}^3P_1$	22	3.39	422

Günəş fizikasi

10746.	Fe	$3s^2 3p^2 {}^3P_1 - {}^3P_0$	14	1.15	325
80	XIII				
10797.	Fe	$3s^2 3p^2 {}^3P_2 - {}^3P_1$	9.7	2.30	325
95	XIII				

Bəs $\lambda 5694.42$ Å *CaXV* xətti necə meydana gəlir? Şübhəsiz ki, bu xətt tacın müəyyən lokal fəal bölgələrində əmələ gəlir. Doğrudan da, bu xəttin intensivliyi zamandan asılı olaraq güclü dəyişkənliyə məruz qalır.

Dediyimiz kimi koronal xətlərin hamısı qadağan olunmuş xətlərdir. Qadağan olunmuş xətlərin meydana gəlməsi üçün isə mühitin maddə sıxlığı və şüalanma sıxlığı çox kiçik olmalıdır. Günəş tacında qadağan olunmuş xətlərin müşahidə olunması orada belə şəraitin olmasından xəbər verir.

§7.5. Tacda temperaturun $\sim 10^6 K$ olduğunu təsdiq edən dəlillər

Yuxarıda qeyd etdik ki, Günəş tacında kinetik temperatur 1–2 milyon dərəcə ətrafındadır. Bunu təsdiq edən bir neçə dəlil göstərmək olar:

1. Atomların yüksək dərəcədə ionlaşması

Göstərdiyimiz kimi koronal xətlər çoxqat ionlaşmış (10–15 qat) atomların xətləridir. Belə yüksək ionlaşma isə yalnız temperaturun bir neçə milyon dərəcə olduğu halda baş verə bilər.

2. Udulma xətlərinin yayğınlığı

Tacın spektrində bir neçə çox yayıntılı xətt müstəsna olmaqla udulma xətləri görünmür. Bu onunla əlaqədardır ki, zəif Fraunhofer xətləri Dopler effekti nəticəsində o qədər genişlənir ki, onlar kəsilməz spektrdən ayrılmır Dopler effektinə görə belə yüksək dərəcədə genişlənmə isə hissəciklərin çox böyük sürətə malik olduğu halda baş verə bilər. Bu isə tacda elektron qazının temperaturunun 1 milyon dərəcəyə yaxın olmasına uyğun gəlir.

3.Emissiya xətlərinin eni

Emissiya xətlərinin enlərinə görə atomların orta kinetik hərəkət sürətlərini təyin etmək olar. Məsələn, $\lambda 5303$ Å xəttinin eni 1Å – ə yaxın olur. Onda profilin enindən Dopler effektinə görə tapmaq olar ki, tacda dəmir atomlarının (*FeXIV* ionlarının) kinetik sürəti 25km/san olar. Belə sürətlər isə temperaturun 1 milyon dərəcəyə yaxın olmasına uyğun gəlir.

4. Balmer xətlərinin müşahidə olunmaması

Məlum olduğu kimi tacın spektrində hidrogenin Balmer xətləri müşahidə olunmur. Doğrudan da, tacdakı yüksək temperatur şəraitində hidrogen xətləri müşahidə oluna bilməz. Hesablamalar göstərir ki, $T_e=10^6 K$ olduğu haldakından Balmer xətlərinin intensivliyi $T_e=10^4 K$ olduğundan 10^3 dəfə az olmalıdır. Balmer xətlərinin intensivliyinin kəsilməz spektr intensivliyinə nisbətindən tapmaq olar ki, elektron temperaturu $T_e > 10^5 K$ olduqda H_{α} xətti tac spektrində nəzərə alınmayacaq dərəcədə zəif olar.

5. Tacda sıxlıq qradienti

Tacda sıxlığın hündürlükdən (Günəşin mərkəzindən olan məsafədən) asılı olaraq dəyişməsi barometrik düsturdan gözlənildiyindən xeyli yavaş baş verir. Əvvəllər hesab edirdilər ki, bu tacda hidrostatik tarazlığın olmaması ilə əlaqədardır. Lakin sonralar aydın oldu ki, bu tacda hidrostatik tarazlıq olduğu halda yüksək temperatur şəraitində də baş verə bilər.

6. Günəşin radioşüalanması

Dəqiq müəyyən olunmuşdur ki, Günəşin radioşüalanması tacdan gəlir. Onda radioşüalanmanın intensivliyinə görə tacın temperaturunu təyin etmək olar. Belə hesablamalar da göstərir ki, tacın kinetik temperaturu 1 milyon dərəcəyə yaxın olmalıdır.

Bəs tacın belə yüksək temperatura qədər qızması necə baş verir?

Günəş xromosferinin və tacının qızması Günəşin dərin qatlarından gələn isti konvektiv elementlərlə bağlıdır. Bu elementlər xromosfer və tac qazında tarazlığı pozur, bu da müxtəlif istiqamətlərdə yayılan akustik dalğaların yaranmasına səbəb olur. Bu zaman dalğa yayılan qazda maddənin sıxlığınının, temperaturunun və sürətinin xaotik dəyişməsi akustik dalğaların sürət və tezliyinin dəyişməsinə səbəb olur. Bu dəyişmə o qədər böyük ola bilər ki, qazın hərəkət sürəti səs sürətindən böyük olsun. Bu zaman yaranan zərbə dalğalarının dissipasiyası qazın qızmasına səbəb olur. Son zamanlar bəzi alimlər hesab edir ki, tacın qızmasında spikullar da mühüm rol oynayır.

Şübhəsiz ki, tacın qızmasında bir çox başqa hadisələr də rol oynayır. Bu məsələ həmlə tam öyrənilməmişdir.

139

C. M. Quluzadə

§7.6. Günəş tacında həyəcanlaşma və ionlaşma

Aydındır ki, Günəş tacında termodinamik tarazlıq olmadığından atomların həyəcanlaşması Bolsman düsturu ilə, ionlaşması isə Saxa düsturu ilə təyin oluna bilməz. Bəs tacda həyəcanlaşma və ionlaşma necə hesablana bilər?

Tacda bizi əsasən ionların əsas səviyyələrinin həyəcanlaşması maraqlandırır, çünki tacın spektrində müşahidə olunan qadağan olunmuş xətlər (koronal xətlər) bu səviyyələrin alt səviyyələri arasındakı keçidlər zamanı meydana gəlir. Bu səviyyələrin həyəcanlaşması iki yolla baş verə bilər:

1. Tacdakı sərbəst elektronlarla toqquşma nəticəsində,

2. Fotosferdən taca düşən şüalanmanın udulması nəticəsində.

Təbiidir ki, tacda ionların həyəcanlaşmasında birinci mexanizmin rolu daha böyükdür. İkinci mexanizm isə tacın yalnız xarici qatlarında rol oynayır.

Tacda həyəcanlaşmanın əks mexanizmi ionların əsas səviyyələrə qayıtması, spontan keçidlər və ikinci növ zərbələr ola bilər.

Fərz edək ki, verilmiş ion üçün bütün enerji səviyyələrindəki ionların sayı sabit qalır. Onda verilmiş ixtiyari *i* səviyyəsindəki ionların N_i sayının əsas səviyyəsindəki ionların sayına N_I nisbətini təyin etmək olar. Bundan sonra emissiya xətlərinin intensivliyinə görə verilmiş həyəcanlaşmış səviyyədəki ionların sayını təyin etmək olar. Daha sonra bütün mümkün olan ionlaşma hallarının əsas haldakı ionlarının sayını cəmləyərək ionların konsentrasiyasını təyin etmək olar.

İndi də tacda ionlaşma dərəcəsinə baxaq. Tacda

termodinamik tarazlıq olmadığından ionlaşma dərəcəsi yalnız atomların ionlaşmasının və ona əks olan elementar proseslərin təhlilindən təyin oluna bilər. Atomların ionlaşması həm toqquşma, həm də şüalanmanın təsiri ilə baş verə bilər. Toqquşmada əsas rolu sərbəst elektronlar oynayır. İonlaşmanın əks prosesi olan rekombinasiya toqquşma ilə rekombinasiya və şüalanma ilə bağlı olan rekombinasiya olmaqla iki növ ola bilər.

Aydındır ki, stasionar halda vahid həcmdə, vahid zamanda ionlaşmaların sayı rekombinasiyaların sayına bərabər olmalıdır.

Əgər tacda sərbəst elektronların konsentrasiyasını N_e , ikiqat ionlaşmış atomların sayını N_i ilə işarə etsək sərbəst elektronlarla toqquşma nəticəsində vahid həcmdə vahid zamanda ionlaşmaların sayı

$$N_{ion}^{toqq.} = N_i N_e Z_i(T_e), \qquad (7.3)$$

şüalanmanın təsiri ilə baş verən ionlaşmaların sayı isə

$$N_{ion}^{sual.} = \mathcal{N}_i \rho_{sual.}, \qquad (7.4)$$

olar.

Digər tərəfdən toqquşma ilə rekombinasiyaların sayı

$$N_{rek}^{toqq} = N_e^2 N_i K_i (T_e \rho) , \qquad (7.5)$$

şüalanma ilə rekombinasiyaların sayı isə

$$N_{rek}^{sual.} = NeNi \sum R_{i,k}(T_e), \qquad (7.6)$$

olar. Onda stasionarlıq halında ionlaşma tarazlığı aşağıdakı kimi yazıla bilər

$$N_{i}N_{e}Z_{i}(T_{e}) + N_{i}C(\rho) = N_{e}^{2}N_{i+1}K(T_{e},\rho) + N_{i+1}N_{e}\sum_{k=1}^{\infty} R_{ik}(T_{e}).$$
(7.7)

Burada $Z_i(T_e)$ – ionlaşma əmsalı, R_{ik} – rekombinasiya əmsalı, ρ – şüalanmanın həcm sıxlığı, k– toqquşma ilə rekombinasiya əmsalıdır.

Sonuncu ifadə tacda hidrogenin ionlaşma dərəcəsini təyin etməyə imkan verir. Bu düsturdan ionlaşma dərəcəsi üçün alarıq:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{N_e Z_i(T_e) + C(\rho)}{N_e^2 K(T_e, \rho) + N_e (N_e K + \sum R_{i,k}(T_e))}.$$
 (7.8)

Tacda mühitin sıxlığı çox az olduğundan üçqat toqquşma nəticəsində rekombinasiyalar şüalanma ilə bağlı rekombinasiyalardan qat – qat az rol oynayır. Bundan başqa, tacda ultrabənövşəyi şüalanmanın həcmi sıxlığı çox az olduğundan atomların ionlaşmasında şüalanmanın rolu sərbəst elektronlarla toqquşmadakından çox – çox az olar. Onda (7.5)– də 2– ci və 3– cü hədləri nəzərə almasaq ionlaşma dərəcəsi üçün yaza bilərik:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{Z_i}{\sum_{k=1}^{\infty} R_{i,k}(T_e)}.$$
(7.9)

§7.7. Tacın rentgen şüalanması

1973– cu ildə ABŞ– ın "Skaylab" kosmik gəmisində yerləşdirilmiş rentgen teleskopunun köməyi ilə ilk dəfə olaraq Günəşin yüksək keyfiyyətli rentgen fotoşəkli alınmışdır. Rentgen dalğalarında Günəş kəskin kənara və düzgün formaya malik olmayan disk kimi müşahidə olunur. Günəşin rentgen fotoşəklində çoxlu sayda parlaq ləkələr müşahidə olunur. Diskin optik kənarında (limbdə) parlaqlıq güclənir. Ən parlaq ləkələr fəallıq mərkəzlərinin üzərində müşahidə olunur. Bu bölgələrdə desimetrlik və metrlik radioşüalanma mənbələri də müşahidə olunur. Bu deməyə imkan verir ki, radioşüalanma kimi rentgen şüalanması da tacda meydana gəlir.

Rentgen şüalanmasının təhlili göstərir ki, tacın bu bölgələrində temperatur bir neçə milyon Kelvinə çatır. Ona görə də tacın rentgen şüalanması xromosfer və fotosferin şüalanmasından dəfələrlə intensiv olur.

Günəşin "Skaylab" kosmik aparatında alınmış rentgen fotoşəkillərindən aydın olmuşdur ki, parlaq fəal bölgələr ilgək şəkilli nazik uzun liflərdən ibarətdir. İçi qaynar plazma ilə dolmuş bu maqnit lifləri və ya boruları (*strimerlər*) maqnit sahəsinin qüvvə xətləri istiqamətində yönəlir. Maqnit borularında (strimerlərdə) plazmanın temperaturu 2 milyon Kelvindən artıq olur.

Bundan əlavə parlaq bölgələrin yanında geniş tutqun bölgələr də müşahidə olunur. Onların görünən bölgədə müşahidə olunan törəmələrin heç biri ilə əlaqəsi yoxdur. Güman edilir ki, onlar Günəş atmosferində maqnit qüvvə xətləri ilgək əmələ gətirmədiyi yerlərdə əmələ gəlir və Günəşdən radial istiqamətdə yönəlirlər.

Günəş tacında müşahidə olunan bu tutqun bölgələr *"tac dəlikləri"* adlanır. Tac dəliklərinin yaşama müddəti 75–100 gündür.

Yer atmosferində geofiziki hadisələrə təsir edən Günəş plazması küləyinin axını tac dəlikləri bölgələrində bir qədər güclənir.

Nəhayət, qeyd edək ki, Günəşin rengen fotoşəkillərində ölçüləri bir neçə kilometr olan yüzlərlə parlaq nöqtələr də müşahidə olunur. Onların yaşama müddəti tac dəliklərinin yaşama müddətindən xeyli az olub 8–10 saat təşkil edir.

Raket müşahidələrindən aydın olmuşdur ki, Günəşin rentgen şüalanması Günəş fəallığından asılı olaraq dəyişir. Fəallığın maksimum dövründə rentgen şüalanması minimum dövründə olduğundan bir neçə dəfə intensiv olur. Bu da həm fəallıq dövründə tacın sıxlığının artması, həm də temperaturun yüksəlməsi ilə izah olunur.

Xromosfer alışmaları zamanı qısa müddət davam edən qısa dalğalı ($\lambda < 1$ Å) sərt rentgen şüalanması müşahidə olunur. Bu onunla izah olunur ki, alışma zamanı tacda lokal bölgələrdə temperatur kəskin yüksəlir və 10 milyon Kelvinə çatır. Lakin qısa dalğalı rentgen şüalanması şüalanmanın relyativistik elektronlardan səpilməsi zamanı əmələ gələn çox yüksək tezlikli fotonların (tərs – kompton effekti) ilə də əlaqədardır.

Müşahidələr göstərmişdir ki, rentgen şüalanmasının intensivliyi Günəş tutulmasından da asılıdır. Tutulmanın tam fazasında rentgen şüalanması güclənir, L_{α} tezliyində şüalanmanın intensivliyi isə min dəfə azalır. Aydın olmuşdur ki, ən güclü rentgen şüalanması tacın fəal törəmələrinin üzərində olan yerlərdən gəlir.

§7.8. İfrat tac

Günəş tutulmaları zamanı aparılan müşahidələr göstərmişdir ki, tac Günəşin mərkəzindən bir neçə Günəş radiusu qədər uzaqlara qədər davam edir. Lakin sonralar aydın olmuşdur ki, tac onlarca Günəş radiusu qədər uzaqlara qədər gedib çatır.

Günəş, ekliptika boyunca illik hərəkəti zamanı hər
il iyun ayında, Buğa bürcündə yerləşən güclü radioşüalanma mənbəyi olan xərçəngvari dumanlığın qarşısından keçir. Müşahidələr göstərmişdir ki, Günəş dumanlığın qarşısından keçərkən bu dumanlığın radioşüalanması xeyli zəifləyir. Bu zəifləmə dumanlığın radioşüalanmasının Günəş tacı qeyri – bircinsliklərdən səpilməsi hesabına baş verir. Bu müşahidələrlə Vitkeviç göstərmişdir ki, Günəş tacı onlarla Günəş radiusu qədər məsafələrə qədər uzanır. Bu yolla kəşf olunmuş Günəş tacının uzaq hissələri *ifrat tac* adlanır.

Vitkeviç ifrat tacı iki hissəyə ayırır:

1. Diffuz hissə,

2. Şüavari hissə.

Diffuz hissədə şüa Günəşdən uzaqlaşdıqca sürətlə dəyişir. Şüavari hissədə isə sıxlıq nisbətən yavaş dəyişir.

İfrat tacın şüavari toplananının Günəşdən radial istiqamətdə hərəkət edən plazma selindən ibarətdir.

İndi tacda bir çox başqa radioşüalanma mənbələrindən gələn radiodalğaların da səpilməsi və nəticədə radioşüalanmanın zəifləməsi də müşahidə olunmuşdur. Belə ölçmələr göstərir ki, tac 100 Günəş radiusu qədər məsafələrə qədər uzanır.

İfrat tacın diffuz toplananın tədqiqi fikir söyləməyə imkan verir ki, planetlərarası mühit tacın davamından ibarətdir. Beləliklə, biz də Yerlə bərabər ifrat tacın içində oluruq. Radioşüalanma mənbələrindən gələn radioşüalanma selinin Günəşin ifrat tacında səpilməsi nəticəsində zəifləməsinə görə ifrat tacda sıxlığı qiymətləndirmək olar. Hesablamalar göstərir ki, Günəşdən $20R_{\odot}$ qədər məsafədə tacda elektron konsentrasiya C. M. Quluzadə

 $N_e = 10^3 sm^{-3}$, qeyri – bircinsliklərin ölçüsü isə $10^{10} sm$ ətrafında olmalıdır.

§7.9. Tacda fəal bölgələr

Günəş fotosferində və xromosferdə fəal törəmələrin meydana gəlməsilə tacda bəzi dəyişikliklər baş verir. Məsələn, tacda ləkələrin üstündə tac maddəsinin dairə şəklində sıxlaşması müşahidə olunur. Bu sıxlaşmaya tac *kondensasiyası* deyilir. Bundan əlavə tac qazı ləkələr üzərində əyilmiş şüalar əmələ gətirir. Həmin şüalar müxtəlif istiqamətlərdə olduğundan müəyyən bir forma əmələ gətirmir və kol – kos şəklində olur.

Tacda məşəllər üzərində plazma maddəsi dalğavari şüalar əmələ gətirir. Eləcə də tacda protuberanslar ətrafında sıxlaşmış tac maddəsi qövslər və şlyomlar əmələ gətirir.

Ləkələr, məşəllər və protuberanslar üzərində əmələ gələn bu törəmələr bir neçə Günəş radiusu uzunluğunda şüalara çevrilir. Günəş fəallığının maksimum dövründə bu törəmələr daha da güclənir.

Son zamanlar tacın fəal törəmələrinin tez dəyişməsi və Günəşdən tac buludlarının və kondensasiyalarının sürətli axını müşahidə olunmuşdur. Bu hadisə tac *tranzienti* adlanır. Tac tranzientləri güclü xromosfer alışmaları və eruptiv protuberanslar zamanı taca atılan plazma maddəsi ilə əlaqədardır.

C. M. Quluzadə

VIII FƏSİL

GÜNƏŞDƏ QARA VƏ PARLAQ LƏKƏLƏR

§8.1. Günəşdə qara ləkələr (Günəş ləkələri)

Günəş ləkələrinin ilk qeydi hələ bizim eradan əvvəl 28– ci ildə Çində aparılmışdır. Təbiidir ki, belə ləkələr adi gözlə görünən çox böyük ölçülü ləkələr olmuşlar.

Lakin teleskopik müşahidələr göstərdi ki, Günəş ləkələri müxtəlif ölçülü olub qruplarla meydana gəlirlər və Günəşin öz törəmələridirlər.

Günəş ləkələri Günəş fəallığının ən xarakterik göstəriciləridir. Ləkələr fotosfer fonunda tutqun törəmə şəklində müşahidə olunur.

Günəş ləkələri ilk dəfə Qaliley və asılı olmadan Fabrisius tərəfindən 1610– cu ildə kəşf olunmuşdur. Qaliley özünün kəşf etdiyi teleskopu Günəşə doğru yönəldərkən onun səthində qara ləkələrin olduğunu müşahidə etmişdir.

Demək lazımdır ki, əvvəllər də Günəşin səthində adi gözlə görünən qara ləkələrin olduğu məlum idi. Lakin onların Günəş təbiətli olduğu məlum deyildi. Bu ləkələrin Günəşə aid olduğunu ilk dəfə Qaliley söyləmişdir. Əvvəllər hesab edilirdi ki, Günəş ləkələri Günəşin qarşısından Merkuri və ya Veneranın keçməsi ilə əlaqədardır.

Ləkələr əvvəlcə diametri 1500–3000 km olan kiçik

ləkəcik şəklində meydana gəlir. Bir neçə saat sonra ləkəcikdən tam kölgə şəklində *nüvə* və onun ətrafında *yarımkölgə* əmələ gəlir.

Ləkələr, adətən, iki və daha çox ləkədən ibarət olan qrup şəklində əmələ gəlirlər. Hər bir ləkə qrupunun qərb və şərq kənarlarındakı iki ləkə ölçülərinin böyüklüyünə görə fərqlənir və *baş ləkələr* adlanır. Onların arasında isə müxtəlif ölçülü bir neçə kiçik ləkə olur. Günəşin firlanması nəticəsində diskin şərq kənarında birinci görünən baş ləkə *aparıcı ləkə*, digər baş ləkə isə *quyruq ləkə* adlanır.

Əvvəlcə kiçik ləkələr yox olur. Böyük ləkələr isə ömürlərinin axırında kiçik ləkələrə parçalanır və bir müddətdən sonra yox olur.

Ləkələrin yaşama müddəti bir neçə saatdan bir neçə aya qədər olur. Ləkələrin ölçüləri böyük olduqca onların yaşama müddəti böyük olur. Yaşama müddəti 1.5 il olan ləkələr də müşahidə olunur.

Ləkələrin ölçüləri də müxtəlif olur. Böyük ləkələrin ölçüləri bir neçə yüz min km (200000–400000 km) olur. Ləkənin ölçüsü 400000 km– dən böyük olduqda Yerdən adi gözlə də görünür. Adətən çox böyük ləkələr bir neçə nüvədən və ümumi yarımkölgədən ibarət olur. İndiyə qədər ən böyük ləkə 1865– ci ildə Sekki tərəfindən müşahidə olunmuşdur. O ləkənin diametri 100000 km – dən böyük olmuşdur.

Günəş diskinin mərkəzi hissələrində yerləşən dairəvi ləkələrdə nüvənin və yarımkölgənin mərkəzləri üst – üstə düşür. Lakin diskin kənarlarında yerləşən ləkələr üçün nüvənin mərkəzi yarımkölgənin mərkəzindən diskin mərkəzinə doğru sürüşmüş olur. Özü də bu ləkənin diskin mərkəzindən hansı tərəfdə (şərqdə və qərbdə) olmasından asılı deyil. Bu hadisə ilk dəfə Vilson tərəfindən müşahidə olunmuşdur.

Şəkil 8.1– də tipik Günəş ləkəsi göstərilmişdir.

Vilson bu hadisəni ləkənin nüvəsinin və yarımkölgəsinin müxtəlif dərinlik səviyyələrində olması ilə izah edir. O, hesab edir ki, nüvə fotosferin daha dərin qatlarında yerləşir. Müxtəlif tədqiqatçılar ləkələrin dərinliyi üçün 750–2000 km göstərirlər.

Sitnikin ölçmələri göstərmişdir ki, parlaqlığın ləkə – fotosfer kontrastı ləkənin diskdəki vəziyyətindən asılı deyil. Başqa sözlə, ləkənin parlaqlığı onun diskin harasında olmasından asılı deyil.

Ləkələrdə temperatur qonşu fotosferdəkindən 500– 2000 K aşağıdır. Ləkənin şüalanması eyni sahəli fotosferin şüalanmasının cəmi 20%– ni təşkil edir. Ləkələrin əksəriyyəti $\pm 5^{\circ} \div \pm 30^{\circ}$ helioqrafik enliklərdə müşahidə olunur. Bəzi ləkələr isə $\pm 40^{\circ}$ enliklərində də müşahidə olunur. 1956– cı ildə böyük Günəş fəallığı dövründə bir qrup ləkə 50° enlikdə müşahidə olunmuşdur. Bu çox nadir hal sayılır.

Günəşin qütb zonalarında heç zaman ləkə müşahidə olunmur. Günəş fəallığı tsiklinin başlanğıcında ləkələr $\pm 20^{\circ} \div \pm 30^{\circ}$ helioqrafik enliklərdə yaranır. Tsiklin inkişafı ilə ləkə əmələgəlmə zonası Günəş ekvatoruna doğru sürüşür.



Şəkil 8.1. Günəş ləkəsi. (1 – nüvə (kölgə) və 2 – yarımkölgə).

Bu hadisəni ilk dəfə Kerrinqton kəşf etmişdir. Sonralar bu hadisəni Şperer uzun illərin materialları əsasında geniş tədqiq etmiş və ona görə *Şperer qanunu* adlanır. Şəkil 8.2.– də tsikl ərzində ləkə əmələgəlmə zonasının

ekvatora doğru sürüşməsi göstərilmişdir.





§8.2. Günəş ləkələrinin təsnifatı

Bir neçə dəfə Günəş ləkələrinin təsnifatı aparılmışdır. Onların ən mükəmməli Tsyurix rəsədxanasında aparılmış təsnifatdır. Bu təsnifata görə ləkələr 9 sinfə ayrılır:

A. Bu ləkə qrupu ya bir kiçik ləkədən, ya da bir neçə kiçik ləkədən ibarətdir. Bu qrup ləkələrin quruluşunda heç bir qanunauyğunluq yoxdur. Ləkənin yarımkölgəsi yoxdur və yaşama müddəti çox kiçikdir.

B. Yarımkölgəsi olmayan iki nisbətən kiçik ləkədən ibarət binar qrupudur. Qrupun oxu təxminən helioqrafik paralellər üzrə yönəlir. Daha kiçik ləkələr qrupun qərb və şərq kənarına doğru konsentrasiya olunub.

C. M. Quluzadə

C. B tipli binar qrup, ancaq ləkələrdən heç olmazsa birinin yarımkölgəsi var.

D. Hər iki baş ləkəsinin yarımkölgəsi olan binar qrup.

E. Mürəkkəb quruluşlu binar qrup. Ləkələrin hər biri yarımkölgəyə malikdir. Bu ləkələr arasında çoxlu sayda kiçik ləkələr var. Helioqrafik uzunluğa görə qrupun paylanması 10°– dən az deyil.

F. Çox böyük binar və ya bir neçə böyük ləkədən ibarət mürəkkəb qrup. Helioqrafik uzunluq üzrə paylanma 15°– dən az deyil.

G. Kiçik ləkələr və ləkəciklər (porlar) olmayan böyük binar qrup. Helioqrafik uzunluq üzrə paylanma 10°– dən kiçik deyil.

H. Yarımkölgəyə malik tək ləkə. Ləkənin diametri 2.5°– dən böyükdür. Onun ətrafında kiçik ləkələr və porlar vardır.

I. H tipli qrupa analoji qrup. Əksər hallarda ləkələr dairə şəkillidir. Ləkənin diametri 2.5°– dən kiçikdir.

§8.3. Ləkələrin spektri

Ləkələrdə bəzi atom xətləri fotosferdəkinə nəzərən zəifləyir, bəziləri isə güclənir. Məsələn, Balmer xətləri zəifləyir, g CaI, H və K CaII xətləri isə güclənir. Ləkələrdə müşahidə olunan aşağı ionlaşma potensiallı atom xətləri fotosferdə müşahidə olunmur. Belə xətlərdən Li, Rb və In- un baş xətlərini göstərmək olar. Yeri gəlmişkən, qeyd edək ki, onlar ilk dəfə ləkələrdə müşahidə olunublar. Bebkok göstərmişdir ki, ləkələrin spektrinin bir çox bölgələrində kəsilməz spektr müşahidə olunmur. Çoxlu sayda molekulyar xətlər kəsilməz spektri müşahidə etməyə imkan vermir.

Ləkələrin spektrində atom xətlərini molekulyar xətlərdən seçməkdə Zeeman effekti əlverişli üsuldur. Nikol prizması və 1/4 dalğa uzunluqlu lövhə ilə alınmış spektr xətləri Zeeman parçalanması sayəsində çıxıntılı olur. Molekulyar xətlərdə bu effekt olmadığından onlarda bu çıxıntılar müşahidə olunmur.

Ləkələrin spektrini qonşu fotosferin spektri ilə müqayisə etmək üçün spektral cihazın giriş yarığı müstəvisində Günəş diskinin xəyalı elə yerləşdirilir ki, yarıq ləkənin nüvəsini, yarımkölgəsini və qonşu fotosferin bir hissəsini kəssin. Beləliklə, ləkənin nüvəsinin, yarımkölgəsinin və qonşu fotosferin spektri eyni zamanda və eyni şəraitdə alınır. Bu da ləkənin və fotosferin spektrinin obyektiv müqayisəsinə imkan verir. Müşahidələr göstərir ki, ləkə spektrində ionlaşmış atom xətləri fotosferdəkinə nisbətən zəifləmiş olur.

Digər tərəfdən ləkə spektrində fotosferdə müşahidə olunmayan molekulyar zolaqlar meydana gəlir. Bu faktlar, doğrudan da ləkələrdə temperaturun fotosferdəkinə nisbətən xeyli aşağı olmasından xəbər verir.

HeII ilk dəfə olaraq spektrin $\lambda\lambda 4000 - 7200 \text{\AA}$ bölgəsini əhatə edən fotosfer və ləkə spektrlərinin fotometrik atlasını tərtib etmişdir.

Şəkil 8.3.– də ləkənin və fotosferin spektrinin eyni zamanda alınmasında giriş yarığının vəziyyəti sxematik olaraq göstərilmişdir. Günəş fotosferinin spektral sinfi dG2 olduğu halda ləkənin spektral sinfi dK0– dır. Ləkələrin spektrinin fotosfer spektri ilə müqayisəsi göstərir ki, ləkələrdə bəzi xətlər nəzərə alınacaq dərəcədə güclənib. Bu onunla əlaqədardır ki, ləkələrdə maqnit sahəsinin intensivliyi (~ 500 – 1000 ersted) fotosferdəkindən (~ 1 ersted) qat – qat böyükdür. Məlum olduğu kimi xarici maqnit sahəsində Zeeman effektinə görə spektral xətlər bir neçə komponentə parçalanır.

Normal effektdə spektral xətlər 3 komponentə – sürüşməyən π və ona nəzərən bənövşəyi və qırmızı tərəfə eyni qədər sürüşmüş iki σ komponentə parçalanır. Özü də mərkəzi π komponent xətti, σ komponentlər isə sağ və sol olmaqla dairəvi polyarlaşmışdır.

Ləkələrdə maqnit sahəsi çox böyük olmadığından spektral xətlərin parçalanması yox, bir qədər genişlənməsi müşahidə olunur.



Şəkil 8.3. Ləkənin, yarımkölgənin və fotosferin spektrinin eyni zamanda alınmasına dair

Aydın olmuşdur ki, spektral xətlərin maqnit genişlənməsi onların intensivliyindən asılıdır. Zəif xətlərin intensivliyi verilmiş növ atomların konsentrasiyası N ilə düz mütənasibdir. Zeeman komponentlərinin hər birinin intensivliyi də atomların $N_I < N$ konsentrasiyası ilə mütənasib olacaq. Atomların tam sayı sabit saxlandığından komponentlərin ümumi ekvivalent eni (intensivliyi) xəttin maqnit sahəsi olmayan haldakı ekvivalent eninə bərabər olar, yəni maqnit sahəsi zəif xətti gücləndirə bilməz.

Spektral xətt çox güclü olduqda onun qanadları çox geniş olur və ekvivalent endə əsas rolu qanadlar oynayır. Ekvivalent enin böyüməsində qanadların təsiri maqnit genişlənməsindən çox – çox böyük olur, başqa sözlə, güclü xəttin ekvivalent eninə maqnit sahəsi təsir etmir.

Orta intensivlikli xətlər üçün hər bir komponentin əmələ gəlməsində rol oynayan atomların sayı bu xəttin əmələ gəlməsində rol oynayan atomların tam sayından az olacaq. Lakin yüksəliş əyrisinin orta hissəsində atomların sayının dəyişməsi ekvivalent enin dəyişməsinə güclü təsir etmir. Ona görə hər bir komponentin ekvivalent eni xəttin maqnit parçalanması olmayan haldakı ekvivalent eni tərtibində olar. Nəticədə xəttin tam ekvivalent eni artmış olar.

Beləliklə, alırıq ki, Günəş ləkələrində spektral xətlərin maqnit güclənməsi yalnız orta intensivlikli xətlər üçün nəzərə alınacaq dərəcədə olur. Zəif və güclü xətlərdə maqnit güclənməsini nəzərə almamaq olar.

Doğrudan da, ləkə və fotosfer üçün eyni orta intensivlikli xətlərin istifadəsi ilə qurulmuş yüksəliş əyrilərində ləkənin yüksəliş əyrisi xeyli yuxarıda yerləşir (şəkil 8.4). Lakin hesablamalar göstərir ki, ləkə və fotosfer üçün qurulmuş yüksəliş əyrilərinin bu dərəcədə fərqlənməsi ləkələrdə spektral xətlərin maqnit güclənməsilə izah oluna bilməz.



Şəkil 8.4. Ləkə və fotosfer üçün yüksəliş əyriləri

Bir çox ləkə tədqiqatçılarının fikrinə görə yüksəliş əyrilərinin bu fərqi ləkələrdə qeyri – istilik (turbulent) hərəkətlərlə əlaqədardır. Aydın olmuşdur ki, fotosferdə turbulent hərəkət sürəti ~ 1km / san olduğu halda ləkələrdə bu sürət 2 - 3km / san - dir

§8.4. Günəş ləkələrinin temperaturunun təyini

1. Stefan qanununa görə

Əgər ləkələrdə və fotosferdə lokal termodinamik

tarazlıq halının ödənildiyini qəbul etsək onların effektiv temperaturlarının fərqini Stefan qanununa görə təyin etmək olar. Doğrudan da, ləkənin və qonşu fotosferin kəsilməz spektrində inteqral şüalanma selləri üçün uyğun olaraq yaza bilərik:

$$H^{l} = \sigma(T_{ef}^{l})^{4}, \qquad (8.1)$$

$$H^f = \sigma (T_{ef}^f)^4. \tag{8.2}$$

Burada T_{ef}^{l} və T_{ef}^{f} ləkə və fotosfer üçün effektiv temperatur, σ – Stefan sabitidir. (8.1) və (8.2) – dən alarıq ki,

$$T_{ef}^{l} = T_{ef}^{f} \sqrt[4]{\frac{H^{l}}{H^{f}}}.$$
 (8.3)

Müşahidələrdən alınır ki, $\frac{H^{T}}{H^{f}} \approx 0.27$. Onda fotosfer

üçün effektiv temperaturun $T_{ef}^{f} = 5800K$ olduğunu qəbul etsək ləkənin effektiv temperaturu üçün alarıq:

$$T_{ef}^{l} = 5800 \sqrt[4]{0.27} \approx 4200 K \; .$$

Çox zaman temperatur yerinə temperatur parametri $\theta = 5040/T_{ef}$ işlədilir. Onda ləkə və fotosfer üçün temperatur fərqi

$$\Delta \theta = \frac{5040}{T_{ef}^{l}} - \frac{5040}{T_{ef}^{f}} = 5040(\frac{1}{T_{ef}^{l}} - \frac{1}{T_{ef}^{f}})$$
(8.4)

olar.

2. Vin qanununa görə

Ayrı– ayrı dalğa uzunluqları üçün ləkə – fotosfer temperatur fərqini şüalanma qanunlarına görə təyin etmək

olar.

Spektrin ultrabənövşəyi və görünən bölgələri üçün Vin qanununa görə ləkə və fotosfer üçün yaza bilərik:

$$I^{l}(\lambda) \sim \lambda^{-5} \exp(-\frac{c_2}{\lambda T_{ef}^{l}}),$$
 (8.5)

$$I^{f}(\lambda) \sim \lambda^{-5} \exp(-\frac{c_2}{\lambda T_{ef}^{f}}).$$
 (8.6)

Bu düsturlarda λ sm
– lərlə ifadə olunmuş dalğa uzunluğu, c_2 – Vin sabitidir.

(8.5) və (8.6)– dan alarıq ki,

$$\frac{I^{l}(\lambda)}{I^{f}(\lambda)} = \frac{\exp(-\frac{c_{2}}{\lambda T_{ef}^{l}})}{\exp(-\frac{c_{2}}{\lambda T_{ef}^{f}})}.$$
(8.7)

Bu ifadəni e əsasına görə loqarifmləsək,

$$\ln \frac{I^{l}(\lambda)}{I^{f}(\lambda)} = -\frac{c_{2}}{\lambda} \left(\frac{1}{T_{ef}^{l}} - \frac{1}{T_{ef}^{f}} \right), \qquad (8.8)$$

və ya

$$\ln \frac{\mathrm{I}^{l}(\lambda)}{\mathrm{I}^{f}(\lambda)} = -\frac{c_{2}}{\lambda} \frac{\Delta\theta}{5040}$$
(8.9)

olar.

Müşahidədən müxtəlif dalğa uzunluqları üçün $I^{l}(\lambda)$ və $I^{f}(\lambda)^{-1}$ - i təyin edərək $\Delta\theta$ - nı təyin etmək olar ($c_{2} = 1.439 sm$)

Bu üsul ləkə və fotosferdə intensivliklərin I^l/I^f nisbətinin və $\Delta\theta$ temperatur fərqinin dalğa uzunluğundan C. M. Quluzadə

asılılığını öyrənməyə imkan verir.

3. Bolsman qanununa görə

Lokal termodinamik tarazlıq halında atomların həyəcanlaşmış hallara görə paylanması Bolsman düsturu ilə verilə bilər:

$$N_k = N \frac{g_k}{U(T)} \exp(-\frac{\varepsilon_k}{kT_{ex}}).$$
 (8.10)

Burada $N_k - k$ enerji səviyyəsindəki atomların konsentrasiyası, g_k və ε_k – həmin səviyyənin statistik çəkisi və həyəcanlaşma potensiyalı, N – verilmiş növ atomların tam konsentrasiyası, k – Bolsman sabiti, T_{ex} – həyəcanlaşma temperaturu və

$$U(T) = \sum g_i \exp(-\frac{\varepsilon_i}{kT_{ex}})$$
(8.11)

hallara görə cəmdir.

Aydındır ki, (8.10) loqarifmik şəkildə aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\lg \frac{N_k}{N} = \lg \frac{g_k}{U(T)} - \frac{\varepsilon_k}{kT_{ex}} \lg_e$$

və ya

$$\lg \frac{N_k}{N} = \lg \frac{g_k}{U(T)} - \frac{5040}{T_{ex}} \varepsilon_k.$$
(8.12)

Burada

Aydındır ki, verilmiş xətt üçün
$$c = \lg \frac{g_k}{U(T)}$$

sabitdir.

Sonuncu (8.12) ifadəsini ləkə və fotosfer üçün yazaq:

$$g(\frac{N_k}{N})^l = c - \varepsilon_k \theta^l, \qquad (8.13)$$

$$g(\frac{N_k}{N})^f = c - \varepsilon_k \theta^f.$$
(8.14)

Burada

$$\theta_{ex} = \frac{5040}{T_{ex}}$$

(8.13) və (8.14) – ün fərqindən alarıq:

$$\lg(\frac{N_k}{N})^l - \lg(\frac{N_k}{N})^f = \varepsilon_k (\theta^f - \theta^l),$$

və ya

$$\lg \frac{N_k^l}{N_k^f} = \lg \frac{N^l}{N^f} + \varepsilon_k (\theta^f - \theta^l).$$
(8.15)

Məlumdur ki, zəif xətlərin ekvivalent eni onlara uyğun gələn atomların sayı N_i ilə mütənasibdir. Deməli,

lg $\frac{N_k^l}{N_k^f}$ nisbəti hər bir xətt üçün müşahidədən təyin oluna

bilər. Onda (8.15)– i onlarca xətt üçün yazaraq iki məchullu tənliklər sistemi alarıq. Bu sistemin ən kiçik kvadratlar üsulu ilə həllindən $\frac{T'}{N^f}$ nisbətini və $\Delta \theta$ – ni təyin edə bilərik.

§8.5. Temperaturun ləkənin ölçüsündən asılılığı

Müşahidələrdən aydın olmuşdur ki, ləkələrin temperaturu onun Günəş diskindəki vəziyyətindən, diskin

mərkəzindən olan məsafədən, helioqrafik enlikdən, diskin şərq və ya qərb zonasında olmasından asılı deyil. Temperaturun dalğa uzunluğundan asılılığı da müşahidə olunmur.

Müşahidələrdən alınır ki, ləkənin temperaturu onun diametrindən asılıdır. Cədvəl 8.1 və şəkil 8.5– də müxtəlif müəlliflərin nəticələrinə görə ləkə – fotosfer temperatur parametri fərqi $\theta = \frac{5040}{T^l} - \frac{5040}{T^f}$ – nin ləkələrin saniyələrlə verilmiş diametrindən asılılığı verilmişdir.

Göründüyü kimi ləkənin diametri artdıqca $\Delta \theta = \theta^l - \theta^f$ fərqi artır. Buradan aydın olur ki, ləkənin diametri artdıqca onun temperaturu daha aşağı olur.



C. M. Quluzadə

Günəş fizikasi

Cədvəl 8.1

Temperaturun ləkənin diametrindən asılılığı

D ^{//}	$\Lambda \theta$	D ^{//}	$\Lambda \theta$
<i>D</i>		D	
10	0.16	15	0.19
10	0.18	15	0.22
11	0.19	17	0.13
11	0.22	17	0.14
11	0.29	17	0.25

§8.6. Vilson effekti

Yuxarıda dediyimiz kimi ayrı – ayrı böyük Günəş ləkələri kölgədən (nüvədən) və onun ətrafındakı yarımkölgədən ibarətdir. Günəş diskinin kənarından uzaq olduqda ləkənin yarımkölgəsi nüvəsinə nəzərən simmetrik olur. Lakin Günəsin fırlanması nəticəsində ləkə limbə (diskin kənarına) yaxınlaşdıqca yarımkölgənin limbdən uzaq tərəfində kölgənin eni daralır və limbin bilavasitə yaxınlığında yox olur. Ləkə yenidən Günəş diskinin sərqində görünərkən yarımkölgənin limbdən uzaq tərəfində, yəni əvvəlkinin əks tərəfində yarımkölgənin eni az olur. Bu hadisə ilk dəfə 1909 - cu ildə Vilson tərəfindən müşahidə olunub və onun sərəfinə Vilson effekti adlanır. Vilson hesab etmişdir ki, bu hadisə ləkənin fotosferdə daha dərin qatlarda yerləsməsi ilə bağlıdır. Lakin indi hesab olunur ki, Vilson effekti ləkənin yarımkölgəsinin fotosferə nisbətən daha şəffaf olması ilə əlaqədardır.

§8.7. Everşed effekti

1909– cu ildə Everşed ləkələrin zəif xətlərinin sürüşməsindən müəyyən etmişdir ki, ləkələrdən radial istiqamətdə 2 km/san sürətlə qaz axını baş verir. Bu hadisə *Everşed effekti* adlanır. Lakin bu hadisənin böyük müşahidə materialı əsasında tədqiqi nəticəsində Sent – Con göstərmişdir ki, zəif xətlər ləkələrdən radial istiqamətdə qaz axını, xromosferdə əmələ gələn güclü xətlər (*H* və *K CaII* və s.) isə ləkələrə doğru qaz axını baş verdiyini göstərir. Beləliklə, fotosfer səviyyəsində qazlar radial istiqamətdə ləkədən axır, xromosfer səviyyəsində isə radial istiqamətdə ləkəyə doğru axır. Fotosfer səviyyəsində qaz axınının sürəti ~ 2*km/san*, xromosfer səviyyəsində isə ~ 5*km/san* – dir.

Ləkələrin fotosferin hansı dərinliyinə qədər nüfuz etməsini müşahidələrlə təyin etmək mümkün deyildir. Nəzəri tədqiqatlara görə ləkələr fotosferə bir neçə min km– dən artıq nüfuz edə bilməz, çünki daha dərin qatlarda qaz təzyiqi maqnit təzyiqindən böyükdür.

Müşahidələr göstərir ki, ləkələr xromosferə xeyli nüfuz edə bilir. Bəzi müşahidələr göstərir ləkələr xromosferin üst qatlarına qədər nüfuz edə bilir. Bunu xromosferdə əmələ gələn H və K CaII, eləcə də Balmer seriyasının H_{α} və H_{β} xətlərində Zeeman effektinin ölçülməsindən söyləmək olar.

§8.8. Ləkələrin təbiəti

Əvvəlki paraqraflarda göstərdiyimiz kimi ləkələrdə temperatur qonşu fotosferinkindən 1500–2000 K aşağıdır. Bunun dəqiq səbəbi indiyə qədər tam izah olunmayıb. Bircə o aydındır ki, ləkələrdə temperaturun aşağı düşməsi, heç şübhəsiz, maqnit sahəsi ilə bağlıdır.

Ölçmələr göstərir ki, ləkələrdə maqnit sahəsinin intensivliyi qonşu fotosferdəkindən min dəfələrlə böyükdür. Məlum olduğu kimi, yüklü zərrəciklər yalnız maqnit qüvvə xətləri istiqamətində hərəkət edə bilər. Ona görə güclü maqnit sahəsi plazmanın konvektiv hərəkətini tormozlayır və daha isti konvektiv elementlərin fotosferə çıxmasına əngəl olur. Bu səbəbdən ləkələrdə enerjinin köçürülməsi yalnız şüalanma yolu ilə baş verir.

Koylinq göstərmişdir ki, ləkənin sahəsi azaldığı halda maqnit sahəsi ləkənin yaşama müddətinin əksər hissəsində dəyişməz qalır. Bu deməyə imkan verir ki, maqnit sahəsi ləkə ilə birlikdə əmələ gəlmir. Bəzi alimlərə görə maqnit sahəsi fotosferdən aşağıda $\sim 10^5 km$ dərinliyində əmələ gələn nəhəng fırtınanın enerjisinin bir qisminin maqnit enerjisinə çevrilməsi nəticəsində yaranır.

Ləkənin mərkəzində, başqa sözlə, nüvəsində maqnit qüvvə xətləri radial (Günəş səthinə perpendikulyar) istiqamətdə yönəlir. Nüvənin kənarında qüvvə xətləri kənara doğru meyllənir və səthin normalı ilə 20–25° bucaq əmələ gətirir. Bu bucaq ləkənin nüvəsinin mərkəzindən olan məsafədən asılı olaraq artır və yarımkölgənin kənarında qüvvə xətləri səthə demək olar ki, paralel olur.

Maqnit sahəsinin intensivliyi ləkənin sahəsi artdıqca artır. Böyük ləkələr üçün gərginlik 400–450 E– ə

çatır. Xatırladaq ki, fotosferdə maqnit sahəsinin gərginliyi cəmi 1 E olur.

Ləkənin daxilində maqnit sahəsinin gərginliyinin dəyişməsi aşağıdakı emprik düsturla təyin oluna bilər:

$$H(r) = H_0 (1 - \frac{r^2}{R^2})$$

Burada r– ləkənin mərkəzindən olan məsafə, R– ləkənin yarımkölgəsinin radiusu, H_0 – ləkənin mərkəzində maqnit sahəsinin gərginliyidir. Göründüyü kimi maqnit sahəsinin gərginliyi ləkənin mərkəzində maksimal olur, mərkəzdən uzaqlaşdıqca gərginlik azalır.

Maqnit sahəsi əsasən ləkə qrupunun baş ləkələrində, yəni aparıcı (qərb) və quyruq (şərq) ləkələrində cəmlənir. Maraqlıdır ki, baş ləkələrin və onlara yaxın olan ləkələrin maqnit qütblüyü bir– birinin əksi olur. Ona görə də belə ləkələrə *bipolyar* ləkələr deyilir.

Maqnit sahəsinin aparıcı və quyruq ləkələrdə konsentrasiyası onu deməyə imkan verir ki, maqnit selinin əsas hissəsi nəhəng bir boruda yerləşir. Qütblüyü şimal olan ləkədə bu boru ləkədən fotosferə çıxır, qütblüyü cənub olan yerdə isə, əksinə, ləkəyə daxil olur.

Günəş diskinin mərkəzindən kənarına doğru getdikcə ləkələrin maqnit sahəsinin gərginliyi azalır. Bu o deməkdir ki, ləkədə dərinlik artdıqca gərginlik böyüməlidir. Maqnit sahəsinin gərginliyinin qradienti müxtəlif tədqiqatçılara görə $0.5 \div 5.0 \ ersted / km$ arasında dəyişir.

§8.9. Günəşdə parlaq ləkələr (məşəllər)

Günəşin fəal törəmələrindən biri də *məşəllərdir*. Onlar adətən Günəş ləkələrinin ətrafında parlaq törəmələr kimi müşahidə olunur. Məşəllər Günəş diskinin kənarlarına yaxın yerlərdə daha aydın görünür. Burada məşəllərin fotosferə nəzərən kontrastlığı 20% ətrafında olur. Günəş diskinin mərkəzi bölgələrində fotosferin parlaqlığı böyük olduğundan məşəllər demək olar ki, görünmür.

Məşəllər, adətən, ləkələrin ətrafında olurlar. Ancaq bəzən ləkə olmadan da məşəllər müşahidə olunur. Məşəllər ləkələrdən əvvəl meydana gəlir və ləkələr yox olduqdan sonra bir müddət qalırlar. Məşəllərin helioqrafik enliyə görə paylanması ləkələrdəki kimidir. Ancaq onlar daha böyük enliklərdə də müşahidə olunurlar. Ona görə də məşəllərə bəzən qütb ləkələri də deyilir. Qütb ləkələri $\pm 70^{\circ}$ enliklərdə müşahidə olunur. Onların ölçüləri çox kiçik (*d*≈2000km), yaşama müddəti isə çox az (0.5saat) olur.

Yuxarıda dediyimiz kimi ağ işıqda məşəllər yalnız diskin kənarlarına yaxın yerlərdə müşahidə olunur, diskin mərkəzində onları fotosfer fonundan ayırmaq olmur. Bu o deməkdir ki, məşəllərin yuxarı hissəsi fotosferdən isti, aşağı hissəsi isə fotosferdən soyuqdur. Deməli, məşəllərdə termodinamik tarazlıq yoxdur və məşəllərdə həyəcanlaşma və ionlaşmanı öyrənmək üçün Bolsman və Saxa düsturlarından istifadə etmək olmaz.

Məşəllərin kontrastlığı dalğa uzunluğundan asılıdır. Dalğa uzunluğu böyüdükcə kontrastlıq azalır. Bu atmosfer əsməsinin tezlikdən asılı olması ilə bağlıdır. Tezlik az olduqca əsmənin amplitudu böyük olur. Kontrastın dəyişməsi isə atmosfer əsməsinin amplitudundan asılıdır. Şəkil 8.6.– da Günəş məşəli verilmişdir.

Məşəllər özəkvari struktura malikdir. Bu strukturu zəncir əmələ gətirən məşəl qranulları əmələ gətirir. Özəklərin mərkəzi ləkələrin mərkəzi ilə üst – üstə düşür. Məşəllərin özək strukturu xromosferdə müşahidə olunan xromosfer torlarını xatırladır.

Məşəllər kifayət qədər dayanıqlı törəmələrdir. Onların yaşama müddəti bir neçə həftədən bir neçə aya qədər ola bilər. Onlar Günəş səthinin xeyli hissəsini tutur.

Spektrofotometrik ölçmələr göstərir ki, məşəllərin temperaturu fotosferinkindən təxminən 1000 K böyükdür. Lakin son tədqiqatlara görə məşəl – fotosfer temperatur fərqi

$$\Delta T = T_m - T_f \approx 300K$$

kimi qəbul olunur. Onu da qeyd edək ki, ləkələr fotosferdə çökək yerlər kimi təsəvvür olunduğu halda məşəllərin fotosferdən bir qədər yuxarı çıxdığı hesab olunur.

Aydındır ki, məşəllərin əmələ gəlməsi də maqnit sahəsi ilə əlaqədardır. Ləkələrdə güclü maqnit sahəsi plazmanın konveksiyasına mane olduğu halda məşəllərdə zəif maqnit sahəsi aşağı qaynar bölgələrdən gələn plazmanın hərəkətini tormozlaya bilmir, tərsinə, onun hərəkətini nizamlayır. Ona görə məşəllərdə konveksiya qonşu fotosferə nisbətən bir qədər güclənmiş olur, nəticədə temperatur qonşu fotosferinkindən yüksək olur.



Şəkil 8.6. Günəş məşəli

C. M. Quluzadə

Doğrudan da, konvektiv elementlər şaquli istiqamətdə hərəkətlə yanaşı üfüqi istiqamətdə də xaotik hərəkət edir. Ayrı – ayrı elementlərin sürtünməsi plazmanın yuxarı qalxmasını bir qədər zəiflədir. Zəif maqnit sahəsi konvektiv elementlərin xaotik hərəkətlərini tormozlamaqla konvektiv hərəkəti istiqamətləndirmiş, başqa sözlə nizamlamış olur. Bu da aşağı qaynar qatlardan plazmanın fotosfer qatlarına qalxmasını bir qədər gücləndirir və temperaturun artmasına səbəb olur.

§8.10. Məşəllərin spektri

Məşəllərin spektri fotosferin spektrinə çox oxşayır. Məşəllərin spektrində ionlaşmış Fe və Ti atomlarının spektral xətləri fotosferin spektrindəkinə nisbətən bir qədər güclənib, neytral Fe və Ti atomlarının spektral xətləri isə tərsinə, bir qədər zəifləyib. *CaI* və *CaII* xətləri isə məşəllərdə özünü anomal aparır. Belə ki, *K CaII* (λ 3933Å) və g *CaI* (λ 4227Å) məşəllərin spektrində bir qədər zəifdir.

Güman edilir ki, bu anomaliya məşəllərdə *Ca* atomlarının bir qisminin ionlaşma nəticəsində *CaII* halına keçməsi ilə əlaqədardır. Məşəllərdə belə ionlaşma elektron zərbələri ilə baş verə bilər. Bu ionlaşmada fotosferin kəsilməz spektrdə şüalandırması da rol oynaya bilər.

Məşəllərdə hidrogenin Balmer xətlərinin profillərinin təhlili göstərir ki, bu xətlər müxtəlif temperaturlu iki qatda – nisbətən soyuq aşağı qatda və nisbətən isti yuxarı qatda əmələ gəlirlər.

§8.11. Xromosfer məşəlləri – flokullar

Günəş atmosferinin xromosfer qatında da məşəllər müşahidə olunur. Xromosfer məşəlləri adətən fotosfer məşəllərindən böyük olur. Onlar Balmer seriyasının H_{α} və H_{β} xətlərinin, eləcə də H və K CaII xətlərinin mərkəzi tezliklərində yaxşı görünürlər. Aydındır ki, müxtəlif intensivlikli xətlərdə alınmış spektrohelioqramlar Günəş atmosferinin müxtəlif qatlarına aiddir.

Şəkil 8.7– də, məşəl spektrində *K Call* (λ 3933.Å) xəttinin profilinin mərkəzi hissəsi göstərilmişdir. Şəkildə xəttin mərkəzində emissiya komponentləri aydın görünür. Burada K_3 komponenti ən üst qatlarda, K_2 komponentləri ondan bir qədər aşağı qatda, K_1 komponenti isə ondan da aşağı qatda əmələ gəlir.

Məşəllər xromosferi qızdıran proseslərin güclənməsi ilə əlaqədardır. Burada əsas rolu maqnit sahəsi oynayır. Doğrudan da maqnit sahəsinin quruluşu ilə məşəllərin quruluşu arasında sıx korrelyasiya müşahidə olunur. Maqnit sahəsinin meydana gəlməsi konvektiv zonada akustik dalğaların meydana gəlməsinə səbəb olur, bu da onların enerjisinin xromosferə köçürülməsinə səbəb olur.



Şəkil 8.7. Məşəllərin spektrində K Call xəttinin profilinin mərkəzi hissəsi

IX FƏSİL

PROTUBERANSLAR VƏ GÜNƏŞ ALIŞMALARI

§9.1. Protuberanslar

Protuberanslar Günəşin fəal törəmələri içərisində ən baxımlılarıdır. Onlar Günəş diskinin kənarında müşahidə olunan müxtəlif formalı və müxtəlif ölçülü törəmələrdir. Protuberanslar xromosferdən qalxır, ancaq əsasən tacda yerləşirlər.

Protuberanslar ilk dəfə XIX əsrin ikinci yarısında Günəş tutulmaları zamanı kəşf olunmuşlar. Lakin onların Günəşə aid olduğu yalnız bir neçə ildən sonra təsdiq olunmuşdur.

Protuberanslarda temperatur təxminən 20000 K, yəni qonşu tacın temperaturundan 100 dəfə az, sıxlıq isə qonşu tac maddəsinin sıxlığından 100–1000 dəfə çoxdur. Əksər protuberansların uzunluğu 100000 km– lərlə, eni isə 7000–10000 km– lərlə ölçülür. Bəzən daha iri miqyaslı protuberanslar müşahidə olunur. Protuberanslar diskin kənarından 50000–100000 km hündürlüklərə qədər qalxa bilər. Şəkil 9.1– də tipik protuberanslar göstərilmişdir

Protuberanslar ilgək, qövs, arka və Günəş səthinə perpendikulyar olan müstəvi quruluşlu olurlar.

Protuberanslar Günəş diskində də müşahidə oluna bilər. Diskə proyeksiyada onlar əyilmiş liflər şəklində görünürlər.



Şəkil 9.1(a). 1973 –cü ilin dekabrında "Skayleb" orbital stansiyası vasitəsi ilə uzaq ultrabənövşəyi oblastda çəkilmiş protuberans. Protuberans Günəş səthindən 588000 km hündürlüyə qalxmışdır.



Şəkil 9.1 (b). 23 Sentyabr 1999– cu il "Solar and Heliospheric Observatory"– da ultrabənövşəyi oblastda Günəş diskinin kənarında qeydə alınmış protuberans.

C. M. Quluzadə



Şəkil 9.1 (c). Protuberans ağ işıqda çəkilmişdir.

Protuberansların helioqrafik enliyə görə paylanması ləkələrin paylanmasına uyğundur. Ancaq protuberanslar daha yuxarı enliklərdə $(\pm 60^{\circ})$ müşahidə olunurlar.

Protuberanslar Günəş ləkələri ilə sıx bağlıdırlar. Bu isə onların maqnit sahəsi ilə əlaqəli olduğundan xəbər verir.

Protuberansların əmələ gəlməsi və inkişafi ləkə qruplarının əmələ gəlməsi ilə bağlıdır. Fəal bölgələrin fəallığının birinci dövründə, ləkə əmələ gəldikdən az sonra, onların ətrafında kiçik müddət yaşayan və sürətlə dəyişən protuberanslar əmələ gəlir. Fəallığın ikinci dövründə çox yaşayan (aylarla) stabil protuberanslar yaranır. Daha sonra isə qəflətən protuberansların fəallığı başlayır, maddənin taca atılması başlayır, partlayış xarakterli protuberanslar meydana gəlir.

Protuberanslar tacla xromosfer arasında enerji mübadiləsi yaradan vasitədir. Tacın qızmasında şübhəsiz ki, protuberansların da rolu vardır.

§9.2. Protuberansların təsnifatı

Protuberansların ilk təsnifatını Pettit vermişdir. Bu təsnifat təsviri xarakter daşıyır və protuberansların yalnız xarici görünüşünə əsaslanır.

Pettit protuberansları Günəş ləkələri ilə bağlılıq, əmələ gəlmə, hərəkət və struktur xarakteristikalarına görə 6 sinifə ayırmışdır:

- I. Fəal protuberanslar,
- II. Eruptiv protuberanslar,
- III. Yekə protuberanslar,
- IV. Tornado protuberansları,

V. Sakit protuberanslar,

VI. Tac protuberansları.

Qeyd etmək lazımdır ki, inkişaf mərhələlərində protuberanslar bir sinifdən başqa sinfə keçə bilirlər.

I. Fəal protuberanslar

Fəal protuberanslar protuberansların ən çox yayılmış tipidir. Onlar ən çox Günəş ləkələri zonalarında müşahidə olunur. Onlara bütün helioqrafik enliklərdə rast gəlinir.

Fəal protuberanslar I_a və I_b olmaqla iki alt sinifə ayrılır. I_a alt sinifdə protuberans maddəsinin ayrılması onun aşağı hissələrinə nisbətən zirvəsində daha çox baş verir. I_b alt sinifində iki və ya bir neçə protuberans birbiri ilə qollarla bağlanır. Bu qollarla maddə bir protuberansdan digərinə axır. Bəzən bu qollara maddə bir protuberansdan digərinə və həmin qolla tərsinə – geri axır və bu yolla maddə mübadiləsi baş verir. Bu qolların uzunluğu 100000 km, eni isə 500 – 1000 km olur.

II.Eruptiv protuperanslar

Bu tip protuberanslar xromosferdən şaquli istiqamətdə qalxır və kifayət qədər yuxarı hündürlüklərdə dağılırlar. Eruptiv protuberanslar iki alt sinifə – II_{b1} və II_{b2} – ə ayrılır. II_{b1} tipli protuberanslarda maddə ayrı bulud şəklində yuxarı hərəkət edir və müəyyən hündürlükdə özündən xromosferə doğru iki qol buraxır. II_{b2} tipli protuberanslar qövs şəklində olur. Qövsün zirvəsi yuxarı qalxır, qövs isə bütövlükdə genişlənir və qövsün hər iki qolu ilə maddə xromosferə axır. Bəzi eruptiv protuberanslarda müəyyən hündürlükdə ikinci püskürmə baş verir. Eruptiv protuberanslar 100000–500000 km və bəzən daha böyük hündürlüyə qədər qalxırlar.

Eruptiv protuberansların yaşama müddəti çox azdır – bir neçə dəqiqədən 10–15 saata qədər. Eruptiv püskürmənin sonunda onlar cəmi bir neçə dəqiqə ərzində sönürlər.

III. Ləkə protuberansları

Ləkə protuberansları ləkə qruplarının ilkin və ya son mərhələlərində əmələ gəlirlər. Bəzən onlar tək ləkə üzərində də meydana gələ bilir. Bu protuberanslarda ətraf xromosfer və tacdan ləkə bölgələrinə doğru maddə axını baş verir. Bəzi protuberanslarda isə maddə əks istiqamətdə həmin yolla ləkədən xromosferə doğru axır.

Günəş ləkələri protuberansları çox rast gəlinən olmayıb protuberansların ümumi sayının təxminən 1%- ni təşkil edirlər. Onlar xromosfer və tacın fəallıq göstəriciləridir.

IV. Tornado protuberansları

Tornado protuberansları spiral strukturlu olub burulmuş kəndiri xatırladır. Onların əksəriyyətinin diametri 5000–10000 km, hündürlüyü isə 25000–100000 km olur. Spektroskopik müşahidələrlə onların Günəşin hər iki yarımsferində saat əqrəbi istiqamətdə fırlanması təsdiqlənmişdir.

V. Sakit protuberanslar

Sakit protuberanslar zəif fəallıq göstərən, forma və strukturu çox yavaş dəyişən protuberanslardır. Onlarda maddə axını qolları müşahidə olunmur. Onların daxilində sürəti 5–10 km/san olan turbulent hərəkətlər mövcuddur. Sakit protuberanslar ot tayasına oxşar formada olur. Onların yaşama müddəti başqa protuberansların yaşama müddətindən xeyli böyük olub aylarla ölçülür. Sakit protuberansların diskdə müşahidə olunan liflərinin qalınlığı 800 km, hündürlüyü 500 000 km, uzunluğu 200 000 km olur. Günəşin bir dövr fırlanmasında liflər 100 000 km– ə qədər uzanır.

Sakit protuberanslarda bəzən böyük ölçülü hərəkətlər müşahidə olunur. Bu dövrə protuberansın eruptiv dövrü deyilir. Bu zaman protuberans yuxarı qalxıb kosmik fəzaya uça bilər. Bəzən də protuberans aydın bir trayektoriya üzrə xromosferə axır və yox olur. Temperaturu $10^6 K$ olan tacda temperaturu $10^4 K$ olan protuberansı uzun müddət müəyyən hündürlükdə saxlayan güvvə aydın deyil. Protuberansın sıxlığı tacınkindən 100 dəfə böyük olduğundan hidrostatik tarazlıq mümkün devil. Bundan başqa protuberansı yüksək temperaturlu tacın qızmaqdan icərisində qoruyan mexanizm aydınlaşdırılmalıdır. Aydındır ki, bu mexanizmlər maqnit təbiətli olmalıdır.

VI. Tac protuberansları

Tac fəzasında təxminən 150 000 km hündürlükdə əmələ gələn azca əyilmiş uzun borular şəklində müşahidə olunurlar. Bu borular tac fəzasından cazibə mərkəzinə doğru yönəlirlər. Onların sürəti təxminən 100–250 km/san ətrafında olur. Tac protuberansları çox zaman fəal protuberanslara ləkə protuberansları və başqa protuberanslarla əlaqədar olur. Onlar uyğun olaraq fəal tac protuberansları, ləkə tipli tac protuberansları və s. adlanır.

Menzel və Evans, Kleymaks və Sakpamento Pik rəsədxanalarında alınmış kinofilmlər əsasında protuberansların yeni təsnifatını vermişlər. Bu təsnifata görə protuberanslar cəmi iki sinifə ayrılır:

A sinif protuberanslarında maddə əsasən yuxarıdan

aşağı axır, B sinif protuberanslarında isə tərsinə – aşağıdan yuxarı qalxır. Bu siniflərin hər biri isə iki alt sinifə – Günəş ləkələri ilə əlaqəli (S) və Günəş ləkələri ilə əlaqəsiz (N) siniflərinə ayrılır. A sinifli protuberanslara B sinifli protuberanslardan qat – qat çox rast gəlinir.

Bəzən fəal ləkə qrupları üzərində bir neçə plazma axıdan borunun qövs və ilgək şəklində birləşməsi müşahidə olunur. Belə protuberanslara ilgəkvari tac protuberansları deyilir.

Bəzi hallarda ləkə qrupu üzərində parlaq ləkələr birləşərək bütöv bulud əmələ gətirir. Bu buludlardan ləkələrə *strimerlər* axır. Onlar *tac buludları* adlanır.

§9.3. Protuberansların spektri

Protuberansların spektri xromosfer spektrinə bənzəyir. Protuberanslar da əsasən ayrı – ayrı spektral xətlər şüalandırır. Onların spektri xətti şüalanma spektridir.

Protuberansların spektri "soyuq" və "isti" olmaqla iki yerə ayrılır. "Soyuq spektr" anlayışının daxil edilməsi onunla əlaqədardır ki, protuberansların spektrində yüksək həyəcanlaşma potensiallı spektral xətlərlə yanaşı, metalların aşağı həyəcanlaşma potensiallı spektral xətləri də müşahidə olunur. Protuberansların spektrində ən parlaq xətlər Balmer seriyasının H_{α} , H_{β} xətləri, H və K Call xətləri, D₃ Hel xətləridir.

Tam Günəş tutulmaları zamanı səpilmiş işığın minimum olması hesabına protuberansların spektrində 40– a qədər Balmer xətləri, 20– dən çox Paşen xətləri, bir neçə *HeI* xətləri, λ 4686Å *HeII* xətti və neytral və ionlaşmış metal atomlarının bir çox zəif xətləri müşahidə olunur.

Bəzi protuberanslarda zəif kəsilməz spektr də müşahidə olunur. Aydın olmuşdur ki, bu kəsilməz spektr Günəş işığının sərbəst elektronlardan səpilməsi hesabına meydana gəlir.

Müxtəlif sinfə mənsub olan protuberansların spektri bir qədər fərqlənir. Məsələn, ləkə protuberanslarının spektrində bəzi metal atomlarının güclü xətləri müşahidə olunur. Ona görə bu protuberanslar metal protuberansları adlanır.

Sakit protuberanslarda əsasən hidrogen xətləri və ionlaşmış metal atomlarının (*TiII, FeII, BaII, CrII* və s) xətləri müşahidə olunur. Eruptiv protuberansların spektri də sakit protuberansların spektrinə çox yaxındır.

İlgəkvari protuberansların spektrində ionlaşmış atom xətləri çox zəifdir. Ancaq onların spektrində $\lambda 4686$ Å *HeII* xətti çox güclüdür. Sakit protuberanslarda bu xətt çox zəifdir.

Fəal protuberansların spektrində H və K CaII xətləri istisna olmaqla neytral və ionlaşmış metal atomlarının xətləri çox zəifdir.

Təbiidir ki, müxtəlif tip protuberansların spektrindəki fərq kimyəvi tərkibin fərqli olması ilə yox, onlarda həyəcanlaşma şəraitinin fərqli olması ilə izah olunur.

Qeyd etmək lazımdır ki, *H* və *K Call* xətləri bütün protuberans tiplərinin spektrində güclüdür.

§9.4. Günəş alışmaları

Günəşin fəal törəmələri arasında Günəş alışmaları ən güclüdür. Ən güclü alışmaların enerjisi $(1-3)\cdot 10^{32}$ erq olur. Bu enerji Yerdəki bütün yanacaq ehtiyatlarının (neft, qaz, daş kömür və s.) yanmasından alınan istilik enerjisindən yüz dəfələrlə çoxdur. Onu da qeyd edək ki, belə güclü alışmalar ildə təxminən bir dəfə baş verir.

Şübhəsiz ki, Günəşdə müxtəlif enerjili alışmalar baş verir. Ancaq çox zəif alışmaları müasir cihazlarla qeyd etmək olmur. İndi müşahidə oluna bilən alışmaların enerjisi 10^{24} erq- dir. Onların enerjisi ən güclü alışmaların enerjisindən 10^9 dəfə kiçik olduğundan *nanoalışmalar* adlanırlar. Şübhəsiz ki, enerjisi *nanoalışmaların* enerjisindən kiçik olan alışmalar da çoxdur.

Alışmalar incə quruluşa malik olub sıx və yüksək temperaturlu liflərdən ibarətdir.

Alışmaların enerjiyə görə paylanması və onların baş vermə tezliyi eksponensial qanunla təyin olunur.

Enerjisi ~ $10^{29} erq$ olan alışmanın verdiyi əlavə enerji seli Günəşin işıqlığından (~ $4 \cdot 10^{33} \frac{erq}{san}$) təxminən

 $2.5 \cdot 10^3$ dəfə azdır. Ona görə alışma Günəşin işıqlığına nəzərə çarpacaq dərəcədə təsir etmir.

Bəzi alışmalar, xüsusilə də 3–4 ballıq alışmalar kosmik şüalar mənbəyi olurlar. Bu alışmalar zamanı kosmik fəzaya protonlar, α zərrəciklər və digər nüvələr atılır. Bu protonların enerjisi $10^7-10^9 eV$ olur. Belə alışmalar *proton alışmaları* adlanır. Ovvəllər güman edilirdi ki, alışmalar xromosferdə baş verirlər. Ona görə də onlar xromosfer alışmaları adlanırdı. Lakin Günəş atmosferinin müxtəlif qatlarının işıqlanma ardıcıllığına görə müəyyən olunmuşdur ki, alışmaların enerjisi alışma baş verənə qədər tacın müəyyən qatında yığılır və alışma zamanı yuxarı (tacın üst qatlarına doğru) və aşağı (xromosferə doğru) yayılır.

Alışma zamanı Günəş atmosferinin səth qatlarında parlaqlığın artdığı sahə Günəş səthinin görünən yarısının 10⁻³– nü əhatə edir.

Güclü alışmaların yaşama müddəti (alışmanın ən parlaq fazası) on dəqiqələrlə ölçülür. Alışma zəif olduqda onun yaşama müddəti azalır.

Şəkil 9.2– də müxtəlif güclü Günəş alışmaları göstərilmişdir.

Günəş alışmaları maqnit sahəsi 2000–3000 Hs olan Günəş ləkələri ətrafında meydana gəlirlər. Deməli, onlar Günəş səthindəki güclü maqnit sahələri ilə əlaqədardırlar.



Şəkil 9.2 (a). Günəşdə 7 noyabr 2007 – ci ildə baş vermiş X – sinif Günəş alışması bölgəsi.



Şəkil 9.2 (b). Güclü Günəş alışması

C. M. Quluzadə



Şəkil 9.2 (c). 2011 – ci il fevral ayının 14 – də ultrabənövşəyi şüalarda qeydə alınmış alışma. Bu alışma rentgen təsnifatı ilə X sinif alışma olub sonuncu tsiklin ən güclü alışmasıdır.

§9.5. Alışmaların spektri

Günəş alışmalarının şüalanması kilometrlik radiodalğalardan tutmuş qamma şüalarına qədər olan bütün elektromaqnit spektrini əhatə edir. Lakin şüalanma enerjisinin əsas hissəsi görünən oblasta düşür. Ultrabənövşəyi və rentgen oblastında şüalanan enerji görünən oblastda şüalanan enerjidən 10 - 100 dəfə az olur. Radiobölgədə şüalanan enerji isə çox az olur.

Alışmaların optik spektrində ən intensiv xətlər *HI*, *HeI* və *HeII* xətləri, *CaII*– nin *H* və *K* xətləri və digər ionlaşmış və neytral atomların emissiya xətləridir. Metalların emissiya xətləri alışmanın mərkəzi hissəsində meydana gəlirlər. Ona görə alışmanın mərkəzi hissəsi metal nüvəsi adlanır. Hidrogenin şüalanma zonası isə genişdir. Bu zona alışmanın "metal" nüvəsini hər tərəfdən əhatə edir. Kimyəvi elementlərin alışmada belə paylanması nəticəsində onların emissiya xətləri eyni vaxtda meydana gəlmir. Əvvəlcə hidrogen, helium və metalların güclü xətləri, sonra isə metalların zəif xətləri və nadir torpaq elementlərinin spektral xətləri meydana gəlirlər.

Günəş alışmalarının spektrində hidrogen və helium xətləri çox geniş qanadlı profillərə malikdirlər. Məsələn, H_{α} xəttinin eni 20Å– ə çatır. Bu alışmalarda plazmanın yüzlərlə km/san sürətlə hərəkəti ilə izah olunur. Alışmaların spektrinin ətraflı təhlili göstərir ki, onlar yüksək dərəcədə qeyri – bircins törəmələrdir. Onlarda müxtəlif kimyəvi elementlərin həyəcanlaşma və ionlaşma mexanizmləri tamamilə fərqlidir.

Atmosferdən kənar müşahidələr göstərir ki, Günəş

alışmaları zamanı spektrin ultrabənövşəyi bölgəsindəki $L_{\alpha}(\lambda 1216\text{\AA})$ xətti, $\lambda 304\text{\AA}HeII$ xətti, $\lambda 284\text{\AA}FeXV$ və $\lambda 335\text{\AA}FeXVI$ xətləri 50%— ə qədər güclənir. Spektrin $\lambda \approx 1 \div 20$ Å rentgen oblastında tam şüalanma alışma olmayan vaxtdakından 2–3 tərtib böyük olur. Bundan başqa, bəzi alışmalar zamanı enerjisi 20–500 keV olan rentgen şüaları və γ – şüalar şüalanır.

Bəzi alışmaların spektrində *H Call* və Balmer xətlərinin bənövşəyi qanadında depressiya müşahidə olunur. Bu alışma bölgələrində sürəti 80 km/san–ə çatan qaz axınlarının olması ilə izah olunur.

§9.6. Alışmaların təsnifatı

Günəş alışmaları gücünə və əhatə etdiyi sahəyə görə bir neçə sinifə ayrılır. Aşağıdakı cədvəldə bu siniflər göstərilmişdir.

Cədvəldə alışmaların tutduğu sahə Günəşin görünən yarımsferinin səthinin milyonda hissələri ilə verilmişdir. Siniflərin hər biri parlaqlığına görə bir neçə alt sinifə ayrılır. Belə ki, f – zəif, n – normal, b – parlaq alt sinifləri göstərir. Məsələn, 2n sinifi 2– ci sinif normal parlaqlıqlı alışmasını, 2b sinifi isə 2– ci sinifin parlaq alışmasını göstərir.

Cədvəl 9.1 Alışmaların təsnifatı

Alışmanın tutduğu sahə	10 0	100-250	250–600	600– 1200	< 1200
Sinif	S	1	2	3	4

Günəş alışmaları H_{α} xəttində parlaqlığın dəyişməsinə görə iki tipə ayrılır:

1. A tip alışmalar – impulslu inkişaf edən alışmalar,

2. C tip alışmalar – tormozlanmış inkişaflı alışmalar.

A tip alışmalar ani yanır və parlaqlığı tez azalır, yəni bu tip alışmalar partlayış xarakterlidir. C tip alışmaların parlaqlığı bir qədər yavaş artır və bir qədər ləngiməklə azalır. Adətən, A tip alışmalar tək bir özəyə malik olur. Onlarda sürəti 200 – 300 km/san olan plazma atılır. C tip alışmalarda isə bir neçə sərbəst özək olur və onlar eyni vaxtda alışmırlar. Onlarda sürəti 40–60 km/san olan plazma axını müşahidə olunur.

A tip alışmalar Günəş ləkələri qrupunun yüksəliş dövründə, C tip alışmalar isə ləkə qruplarının dağılma dövründə meydana gəlirlər. Müşahidələrin təhlili əsasında demək olar ki, impuls inkişaflı A tip alışmalar xromosferdə, ləngimiş inkişaflı C tip alışmalar isə tacda lokallaşmışdır.

Son zamanlar alışmaların Rentgen şüalanmasına görə təsnifatı aparılmışdır. Hazırda ən çox bu təsnifatdan

istifadə olunur. Bu təsnifat alışmaların 1-8 Å oblastında şüalanma gücünə görə aparılmışdır. Alışmalar bu oblastda şüalanma gücünə görə 5 sinifə ayrılır. Bu siniflər aşağıdakı cədvəl 9.2– də göstərilmişdir.

Cədvəl 9.2.

Alışmaların X şüalar təsnifatı

Sinif	Şüalanmanın gücü (sıçrayışın intensivliyi,
	Vt/m ²)
A	$I << 10^{-6}$
В	$I < 10^{-6}$
С	$10^{-6} I < 10^{-5}$
М	$10^{-5} I < 10^{-4}$
X	$I 10^{-4}$

Bu siniflərdən hər biri 1– dən 9– a qədər 9 alt sinifə ayrılır.

Cədvəldən göründüyü kimi ən güclü alışma X sinif alışma, ən zəif alışma isə A sinif alışmadır. X sinfinin daxilində isə X9 sinifli alışma ən güclüdür.

§9.7. Ellerman bombaları

Hələ 1917– ci ildə Ellerman Maynt Vilson rəsədxanasında hidrogenin Balmer seriyası xətlərinin qanadlarında intensivliyin qısa müddətli alışma xarakterli artmasını müşahidə etmişdir. O göstərmişdir ki, H_{α} xəttinin qanadlarında ensiz emissiya zolağı müşahidə olunur. Maraqlıdır ki, bu emissiya xəttinin mərkəzində yox, qanadlarında müşahidə olunur. Ellerman bu emissiya zolaqlarını "**bomba**" adladırmışdır. Özü də xəttin bənövşəyi qanadında emissiya zolağı qırmızı qanadında olduğundan uzundur. Sonralar Ellerman bombaları Severni tərəfindən məşəllərdə ətraflı öyrənilmişdir. O göstərmişdir ki, Ellerman bombaları *CaII* – nin H və K xətlərinin profillərində daha kəskin görünür. Bəzən bu bombalar emissiyada yox, udulmada müşahidə olunur.

Bəzən Ellerman bombaları *Severni bığları* da adlanır. Bu bombaların meydana gəlməsi Günəşin fotosferində və aşağı xromosferdə baş verən müxtəlif sürətli alışma tipli qaz axınları ilə əlaqədardır.

§9.8. Günəş alışmalarının təbiəti

Yuxarıda dediyimiz kimi Günəş alışmaları zamanı çox böyük enerji (> 10^{32} erq) ayrılır. Bəs bu enerji necə yaranır? Bu barədə bir çox fərziyyələr verilmişdir. Demək olar ki, bu problem hələ tam həllini tapmayıb.

Son fikirlərə görə maqnit qüvvə xətlərinin kələflənməsi nəticəsində maqnit sahəsinin dinamik dissipasiyası baş verir, plazma kəskin sıxılır, temperatur on milyon dərəcəyə çatır. Maqnit sahəsinin enerjisi plazma hissəciklərinin kinetik enerjisinə çevrilir. Belə yüksək sıxlıq və yüksək temperatur şəraitində nisbətən kiçik həcmdə istilik nüvə reaksiyaları gedir. Doğrudan da alışmalarda ${}^{2}H$ (deyterium) və ${}^{3}H$ (tritium) izatoplarının sayı adi fotosferdəkinə nisbətən xeyli artır. Bu da istilik nüvə reaksiyaları zamanı ola bilər.

Alışma olmayan halda plazma əks istiqamətdə axan

C. M. Quluzadə

maqnit sellərinin qarşılıqlı təsirini ekranlayır. Alışma zamanı anomal yüksək temperaturlu plazma qatının keçiriciliyi anomal kiçik olduğundan əks istiqamətlərdə yönələn maqnit qüvvə xətləri plazma qatına daxil olur və onların birləşməsi baş verir. Bu zaman maqnit sahəsinin enerjisi plazma hissəciklərinin kinetik enerjisinə çevrilir.

X FƏSİL

GÜNƏŞ FƏALLIĞI TSİKLİ

§10.1. Günəş fəallığı göstəricisi

Müşahidələrlə müəyyən olmuşdur ki, Günəş ləkələrinin orta illik sayı və ya onların tutduğu summar sahə 11 illik dövrlə dəyişir və təkrarlanır. Bəzən Günəşdə ləkələrin sayı maksimal olur, bəzən isə minimal olur. Bu dövrlər uyğun olaraq Günəş fəallığının maksimal və minimal dövrləri adlanır. Minimum dövründə ləkələrin sayı sıfır da ola bilər.

Günəş fəallığının hər bir tsikli fəallığın minimumundan başlayır. Tsiklin başlanğıcında ləkələr yüksək helioqrafik enliklərdə ($B \approx \pm 40^{\circ}$) meydana gəlməyə başlayır. Zaman keçdikcə onların sayı artır və 4– 5 ildən sonra maksimuma çatır. Aylarla Günəş fəallığı artır, sonra ləkələrin sayı azalmağa başlayır. Təxminən 6– 7 ildən sonra ləkələrin sayı minimal olur.

Ləkələrin sayı artdıqca ləkə əmələgəlmə zonası helioqrafik ekvatora doğru sürüşür. Adətən, ləkələrin maksimal sayı $B=\pm 15^{0}$ helioqrafik enlik zolağında olur. Helioqrafik enliyin $B=\pm 5^{0}$ zolağında ləkə əmələgəlməsi ilə Günəş fəallığının minimum dövrü başlayır. Bundan sonra yeni tsikl başlayır.

Əvvəllər Günəş fəallığının göstəricisi olaraq Günəşin görünən yarımsəthindəki ləkələrin sayı C. M. Quluzadə

götürülürdü. 1843– cü ildə Şvabe bu göstəriciyə görə Günəş fəallığının 11 illik dövrünü kəşf etmişdir. Sonralar Günəş fəallığı göstəricisi olaraq Volf aşağıdakı kəmiyyəti qəbul etməyi təklif etmişdir:

W = k(10g + f).(10.1)

Burada g – Günəşin görünən yarım səthindəki ləkə qruplarının sayı, f – ləkələrin tam sayı (porlar da nəzərə alınmaqla), k – cihazdan, müşahidə üsulundan (vizual və ya fotoqrafik) və müşahidəçinin individual özəlliklərindən asılı olan mütənasiblik əmsalıdır.

Bu fəallıq göstəricisi W onu təklif edən və geniş istifadə edən Volfun şərəfinə Volf ədədi adlanır.

Ən uzun dövrü əhatə edən Volf ədədləri sırası Tsıyurix rəsədxanasında alınmışdır. Beynəlxalq sıra adlanan bu sıra 1749– cu ildən başlayır.

Volf ədədlərinin orta günlük qiymətinin yox, orta aylıq, orta kvartallıq və orta illik qiymətlərinin istifadəsi daha inamlıdır.

Orta aylıq Volf ədədləri çox zaman aşağıdakı düsturla təyin edilir:

$$\bar{W} = \frac{1}{24} (W_{i-6} + W_{i+6} + 2\sum_{j=i-5}^{i+5} W_j) . \quad (10.2)$$

Burada W_i – müşahidə olunan ləkələrin orta aylıq sayı, W_j – (i-5) – dən (i+5) – ci aya qədər müşahidə olunan ləkələrin orta aylıq sayıdır.

Çox zaman Günəş fəallığının göstəricisi kimi Volf ədədindən daha obyektiv olan Günəşin görünən yarım səthindəki ləkələrin summar sahəsi götürülür. Bu sahə

$$S = \sum_{i} S_i \sec \theta_i \,. \tag{10.3}$$

kimi təyin olunur. Burada $S_i - i - ci$ ləkənin sahəsi, θ_i

bucağı isə $\arcsin{\frac{r_i}{R_\odot}}$ (R_\odot Günəş diskinin radiusu, r_i –

i – ci ləkənin Günəş diski mərkəzindən olan məsafəsi). Qeyd etmək lazımdır ki, ləkələrin summar sahəsi Günəşin görünən səthinin sahəsinin milyonda hissələri ilə ölçülür.

Ləkələrin summar sahəsi ilə Volf ədədi arasında əlaqə aşağıdakı xətti ifadə ilə təyin olunur:

S = 16.7W. (10.4)

Son zamanlar Günəş fəallığını alışma göstəricisi ilə xarakterizə etmək daha geniş yayılıb.

Günəş fəallığının alışma göstəricisi Dodson və Hedeman tərəfindən təklif olunub aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$\mathbf{I} = n_1 + 2.5n_2 + 5n_3 + 10n_4 + \dots \tag{10.5}$$

Burada n_i (i = 1, 2, 3, ...) i ballı alışmaların sayıdır. Bu göstərici hərgünlükdür. Lakin bu ifadədən orta aylıq və orta illik göstəricini də almaq olar.

Kleçek Günəş fəallığı göstəricisi kimi Günəş alışmalarının summar intensivliyini xarakterizə edən aşağıdakı ifadəni təklif etmişdir:

$$Q = \sum_{j} i_I t_j \,. \tag{10.6}$$

Burada i_j — verilmiş alışmanın ballarla ifadə olunmuş parlaqlığı, t_j — həmin alışmanın yaşama müddətidir.

Bəzən Günəş fəallığı proton alışmaları ilə bağlı olan

C. M. Quluzadə

IV növ radiosıçrayışların sayı ilə xarakterizə olunur. Bundan əlavə xüsusi hallarda köməkçi göstərici kimi ləkələrin summar maqnit gərginliyi $\sum H_i$ və ya onun orta qiyməti

$$\bar{H}_i = \frac{\sum H_i}{n} \tag{10.7}$$

istifadə olunur.

§ 10.2. Günəş fəallığının 11 illik dövrü

Yuxarıda dediyimiz kimi Şvabe və Volf uzun illərin müşahidələrinin təhlilindən müəyyən etmişlər ki, Günəş ləkələrinin nisbi sayı 11 illik dövrlə dəyişir və təkrarlanır. Bu Şvabe – Volf qanunu adlanır və bütün Günəş fəallığını təsvir edir. Başqa sözlə, Günəşdə baş verən bütün fəal törəmələrdə, müxtəlif spektral bölgələrdə (rentgen, radio, və s. də daxil olmaqla), şüalanmanın intensivliyində də bu dövrilik müşahidə olunur.

Şəkil 10.1– də son 100 ildə Volf ədədinin tsiklik dəyişməsi göstərilmişdir: Ortalaşmış ləkə sayı



Şəkil 10.1. Son 100 ildə Volf ədədinin tsiklik dəyişməsi. Ağ əyrilər günəş ləkələrinin sayının tsiklik variasiyasını, qara sütunlar isə ləkələrin günlük sayını göstərir.



Şəkil 10.2. Günəş fəallığının 19 – cu tsiklində müxtəlif fəallıq göstəricilərinin dəyişməsi (1– Volf ədədi, 2– 10.7sm dalğauzunluğuna radioşüalanmanın sel sıxlığı, 3– λ5303Å xəttinin intensivliyi, 4– proton alışmalarının sayi) Şəkil 10.2 – də Günəş fəallığının 19– cu tsiklində müxtəlif fəallıq göstəricilərinin dəyişməsi göstərilmişdir.

11 illik tsikldə Volf ədədinin minimal qiyməti W_{\min} – dan maksimal qiyməti W_{\max} – a qədər olan vaxt intervalı tsiklin yüksəliş qolu adlanır. Volf ədədinin maksimal W_{\max} qiymətindən minimal W_{\min} qiymətinə qədər olan vaxt intervalı isə eniş qolu adlanır.

Şperer müəyyən etmişdir ki, hər tsiklin əvvəlində ləkə qrupları daha yüksək helioqrafik enliklərdə yaranır, tsiklin inkişafi ilə ləkə əmələgəlmə zonaları helioqrafik ekvatora doğru sürüşür. Bu hadisə Şperer qanunu adlanır. Şperer qanunu 15, 16, 17 və 18– ci tsiklər üçün Maunderin "kəpənək" diaqramında aydın görünür. Şəkil 10.3.– də Maunder diaqramı göstərilmişdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, tsiklin inkişafı ilə ləkə əmələgəlmə zonasının helioqrafik enliyinin azalması bərabər sürətlə baş vermir, bu sürət yavaş – yavaş azalır və maksimumdan 2–3 il sonra $B = 7.5 - 12.5^{\circ}$ helioqrafik enlikdə sıfıra yaxınlaşır.

Şvabe – Volf qanunu ilə Şperer qanunu bir biri ilə sıx əlaqədardır. Belə ki, tsikl güclü olduqca ləkə qruplarının maksimum dövrünün orta helioqrafik enliyi yüksək olur və onların ekvatora doğru sürüşmə sürəti böyük olur.

Tsiklin maksimumuna 1–1.5 il qalmış fəallığın artması xeyli zəifləyir. Tsiklin bu nöqtəsi *qırılma nöqtəsi* adlanır. Bəzi hallarda bu qırılma nöqtəsində fəallıq tərsinə artır.



Məlum olduğu kimi, istənilən tsikldə Günəşin şimal yarımkürəsində qrupun baş ləkəsi şimal, quyruq ləkə isə cənub qütblü olur. Günəşin cənub yarımkürəsində isə baş və quyruq ləkələrin qütbləşməsi bunun əksinə olur. Belə ki, baş ləkə cənub qütblü, quyruq ləkə isə şimal qütblü olur. Növbəti tsikldə ləkənin qütblüyü tamam əksinə çevrilir. Beləliklə Günəşin hər iki yarımkürəsində bir 11 illik tsikldən digərinə keçdikdə ləkə qruplarının aparıcı və quyruq ləkələrinin maqnit sahəsinin qütblüyü əksinə çevrilir. Ona görə Günəş fəallığının tam tsikli 11 il yox, 22 il hesab olunur.

Şəkil 10.4–də son 11 ildə Günəş ləkələrinin sayının dəyişməsi göstərilmişdir.

Cədvəl 10.1– də 18– 24– cü fəallıq tsiklinin başlanğıcı, maksimumu və ləkələrin maksimal sayı verilmişdir. Göründüyü kimi 19– cu tsikldə ləkələrin maksimal sayı ən çox olmuşdur.



Şəkil 10.4. Son 11 ildə ləkələrin sayının dəyişməsi ləkələrin aylıq sayı, —— ləkələrin ortalaşdırılmış sayı

Cədvəl 10.1.

Son 18–24– cü tsiklin	başlanğıcı,	maksimumu v	'ə ləkələrin
		mal	csimal sayı

Tsiklin nömrəsi	Tsiklin başlanğıcı	Maksimumun Ayı və ili	Ləkələrin maksimal sayı
18	Fevral, 1944	May, 1947	201
19	Aprel, 1954	Oktyabr, 1957	254
20	Oktyabr, 1964	Mart, 1968	125
21	Iyun, 1976	Yanvar, 1979	167
22	Sentyabr, 1986	Fevral, 1989	165
23	Sentyabr, 1996	Mart, 2000	139
24	Yanvar, 2008	Dekabr, 2012	87

XI FƏSİL

YER– GÜNƏŞ ƏLAQƏLƏRİ

§11.1. Yerin maqnitosferi

Yerin daxilində yüksək temperaturlu (təxminən 2000 K) ərimiş metalın hərəkəti maqnit sahəsi yaradır. Ona görə Yerin ətrafında kifayət qədər güclü maqnit sahəsi yaranır. Maqnit sahəsinin qüvvə xətlərinin Yerə daxil olduğu nöqtə onun şimal maqnit qütbü, Yerdən xaricə çıxdığı nöqtə isə onun cənub maqnit qütbü adlanır.

Yerin coğrafi və maqnit qütbləri üst – üstə düşmür. Lakin Yerin şimal maqnit qütbü onun şimal coğrafi qütbü ilə, cənub maqnit qütbü də cənub coğrafi qütbü ilə Yerin eyni yarımkürəsinə (şimal və cənub yarımkürəsinə) düşür. Ona görə Yerin maqnit sahəsi dipol maqnit sahəsi adlanır.

Yerin maqnit sahəsinin gərginliyi qütblərdən ekvatora doğru azalıq. Ekvatorda maqnit sahəsinin gərginliyi qütblərdəkindən 2 dəfə azdır.

Yerin yaxınlığında maqnit sahəsi dipol xarakterli olur. Günəşdən gələn yüklü hissəciklərlə Yerin maqnit sahəsinin qarşılıqlı təsiri nəticəsində maqnit sahəsinin dipol quruluşu pozulur. Maqnitosferin Yerin yaxınlığında yerləşən dipol hissəsi daxili maqnitosfer, dipol olmayan hissələri isə xarici maqnitosfer adlanır.

Yeri əhatə edən soyuq sıx plazma Yerlə birlikdə fırlanır və Yerin *plazmosferi* adlanır. Plazmosfer əsasən hidrogen, helium və Yer atmosferinin ionosferini tərk edə C. M. Quluzadə

bilən oksigendən ibarətdir.

Günəsdən gələn yüklü zərrəciklər (elektronlar, protonlar) bu sferə çatan kimi maqnit sahəsinin təsiri ilə düzxətli yolundan dönür və Yer atmosferinə girə bilmirlər. Daha doğrusu, Günəsdən gələn yüklü hissəciklər (Günəs küləyi) Yerin maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirdə olur. Günəş küləyi Yerin geomaqnit sahəsinə çatdıqda keçiriciliyi yüksək olan plazmada induksiya cərəyanı yaranır. Bu induksiya cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsi Yerin geomaqnit sahəsinin üzərinə düşür və onu güclü həyəcanlaşdırır. Bu induksiyalanmış maqnit sahəsi yüklü zərrəciklər seli içərisində maqnit sahəsini məhv edir, sel qarşısındakı cəbhədə isə Yerin maqnit sahəsini gücləndirir. Nəticədə Yerin maqnit sahəsi maqnitosfer adlanan bir fəza əmələ gətirir. Onun Günəşə tərəf yönələn tərəfi yarımsferik formada, Günəşdən əks tərəfi isə dartılmış uzun konus səklində olur. Yüklü zərrəciklərlə dolu olan bütün Yerətrafi fəza Yerin magnit sahəsini hüdudlayır və Yerin maqnitosferi adlanır.

Maqnitosfer planetlərarası fəzadan maqnitopauza ilə ayrılır. Maqnitopauza üzrə yüklü zərrəciklər Yerin maqnitosferini aşırlar.

Günəşdən gələn yüklü zərrəciklərin sürəti səs sürətindən böyük olduğundan onların geomaqnit sahəsini aşması zamanı zərbə dalğası əmələ gəlir. Bu dalğa fəzanı plazmanın fiziki parametrləri və maqnit sahəsi xeyli fərqlənən oblastlara ayırır.

Zərbə dalğasından müəyyən məsafədə maqnit sahəsinə malik olan həcmin sərhəddini təyin edən *maqnitopauza* yerləşir. Zərbə dalğası ilə maqnitopauza arasında aralıq oblast yerləşir.

C. M. Quluzadə



Beləliklə, maqnitosferin forması Günəş küləyi ilə Yerin maqnit sahəsinin qarşılıqlı təsiri ilə təyin olunur.

Şəkil 11.1-də Yerin maqnitosferi göstərilmişdir.

Maqnitosfer Yeri əhatə edən fəzanın elə bölgəsidir ki, burada Yerin maqnit sahəsi Günəşin maqnit sahəsindən üstündür. Maqnitosferin daxilində plazmanın (yüklü hissəciklərin) hərəkəti Yerin maqnit sahəsi ilə idarə olunur.

Günəşdən gələn yüklü zərrəciklər olmasaydı maqnitosfer simmetrik olardı. Bu yüklü zərrəciklər Yerin maqnitosferini təhrif edir və o *göz yaşı* formasını alır. Şəkil 11.2– də Günəş küləyinin Yerin maqnitosferinə təsiri göstərilmişdir. Maqnitosferin maqnit dipol oxu Yerin fırlanma oxu ilə üst – üstə düşməyib onunla 11.5°– lik bucaq əmələ gətirir. Bu oxun Yerin səthi ilə kəsişmə nöqtələri Yerin geomaqnit qütbləri adlanır.



Şəkil 11.1. Yerin maqnitosferi



Şəkil 11.2. Günəş küləyinin Yerin maqnitosferinə təsiri.

Aydındır ki, Yerin geomaqnit ekvatoru ilə coğrafi ekvatoru arasındakı bucaq da 11.5° olacaqdır. Maqnitosferin ölçüləri böyükdür. Günəşdən gələn yüklü zərrəciklər maqnitosferin təsiri ilə düzxətli hərəkətdən çıxıb onu aşmalı olur. Bu hissəciklər maqnitosferi Günəş tərəfdən və yanlardan sıxır. Ona görə Günəş tərəfdə maqnitosferin radiusu təxminən 7000 km, əks tərəfdə isə 120000 km olur.

§11.2. Radiasiya qurşaqları

İlk dəfə 1958– ci ildə kosmik şüaları öyrənmək üçün süni peyklərdə Heyger sayğacları qoyulmuşdur. Bu sayğaclar Yerin yaxınlığında yüksək sıxlıqlı güclü yüklü zərrəciklər selinin olduğunu göstərmişlər. Tədqiqatlar göstərmişdir ki, Yerin maqnit sahəsi Günəşdən gələn yüksək enerjili yüklü zərrəcikləri – protonları və elektronları zəbt edir (saxlayır). Bu hissəciklər Yerin geomaqnit ekvatoru ətrafında toplanır.

Güclü Günəş alışmaları zamanı yaranan və enerjiləri 100 elektronvoltdan 100 meqaelektronvolta qədər olan yüklü zərrəciklər (elektronlar, protonlar) Yerin maqnitosferində spiralvari trayektoriyalar boyunca hərəkət edərək Yerin geomaqnit ekvatoru ətrafında qalın halqa əmələ gətirirlər. Bu halqaya Yerin *radiasiya qurşağı* deyilir. Enerjisindən asılı olaraq hissəciklərin maqnitosferin müxtəlif dərinliklərinə qədər nüfuz edirlər. Nüfuzetmə dərinliklərinə görə radiasiya qurşaqları şərti olaraq daxili, proton, orta və xarici olmaqla dörd yerə ayrılırlar.

Daxili radiasiya qurşağı Yer səthindən 2400-5600

km, proton radiasiya qurşağ – 19200–25000 km, orta radiasiya qurşağı – 12000–24000 km, xarici radiasiya qurşağı isə 50000–60000 km hündürlükdə yerləşir.

Şəkil 11.3– də Yerin meridional radisiya qurşağı verilmişdir.

Daxili radiasiya qurşağı enerjiləri 100 keV elektronlarla dolmuşdur. Ona görə bu qurşaq elektron qurşağı adlanır.

Proton radiasiya qurşağı enerjisi $100 \, keV$ – dən onlarca MeV olan protonlarla dolmuşdur. Ona görə də bu qurşaq proton qurşağı adlanır. Orta radiasiya qurşağı enerjisi $50 - 200 \, keV$ olan elektronlardan ibarətdir. Ən xarici radiasiya qurşağı enerjiləri ~1 keV olan hissəciklərdən ibarət olub ionosferə qədər çatır.

Ən xarici radiasiya qurşağını təşkil edən hissəciklər nüvə partlayışları zamanı əmələ gəlirlər. Proton radiasiya qurşağını dolduran protonlar yüksək enerjili qalaktik kosmik protonların Yer atmosferində oksigen və azot atomları ilə toqquşması zamanı əmələ gəlirlər.

Xarici və ən xarici radiasiya qurşaqları maqnitosfer həyəcanlaşmaları ilə əlaqədardır. Bu həyəcanlaşma zamanı hissəciklərin maqnit sahəsi daha böyük olan sahələrə düşür və sürətlənirlər.



Şəkil 11.3. Yerin meridional radisiya qurşağının kəsiyi. L=1-3 -zolağın daxili hissəsi; L=3,5-7 -xarici hissə;
L=1,2-1,5 -yüksəkenerjili elektronların stabil zolağı; L~2 -kosmik şüanın anomal komponentinin nüvəsinin stabil zolağı; L~2,6 kvazistabil zolaq.

C. M. Quluzadə

Atmosferdənkənar müşahidələr göstərmişdir ki, ən xarici qurşaq istisna olmaqla Yerin radiasiya qurşaqları kifayət qədər dayanıqlıdır və Günəş fəallığından zəif asılıdır. Günəş fəallığı gücləndikcə radiasiya zolaqlarının qalınlığı bir qədər artır. Bu o deməkdir ki, radiasiya qurşaqlarında tutulan zərrəciklərlə bu qurşaqlardan gedən hissəciklər arasında dinamik tarazlıq vardır. Radiasiya qurşaqlarından hissəciklərin getməsi əsasən onların Yer atmosferlərinin atomları ilə qarşılıqlı təsiri hesabına baş verir.

§11.3. Maqnit firtinaları

Daha əvvəllər qeyd etdiyimiz kimi Günəş alışmaları zamanı Günəşdən yüksək sürətli korpuskullar – protonlar, helium nüvələri və elektronlar seli atılır. Onların sürəti alışmanın gücündən asılı olaraq saniyədə bir neçə km– dən bir neçə min km– ə qədər dəyişir. Bu güclü zərrəciklər seli Günəşdən Yerətrafi fəzaya 12–48 saata çatır. Yerin maqnitosferi onların birbaşa Yerə çatmalarına mane olur, onların istiqamətini dəyişir və onları Yer maqnitosferini aşmağa məcbur edir. Bu zaman Yerin maqnitosferi həyəcanlaşır, Günəş tərəfdən və yanlardan sıxılır, maqnitosferi və ionosferi normal vəziyyətdən çıxarır. Bu zaman maqnitosferin Günəş tərəfindən maqnit sahəsinin gərginliyinin artmasına, başqa sözlə, maqnit fırtınasına səbəb olur.

Maqnit firtinasının başlanğıc fazası 4–6 saat, əsas fazası isə 10–15 saat davam edir. Bundan bir neçə saat sonra maqnit sahəsi tam normaya düşür və hər şey əvvəlki vəziyyətə qayıdır. Bu dövr bərpa dövrü adlanır. Günəş alışmalarının təsiri ilə geomaqnit sahəsinin gərginliyinin dəyişməsi onun cəmi 0.1%– ni təşkil edir. Lakin bu dəyişmə Yerdə yüksək gərginlikli elektrik xətlərində, magistral neft və qaz kəmərlərində elektrik cərəyanı induksiya edə bilər. Bu da xoşagəlməz nəticələrə gətirə bilər.

Günəş səthinin bəzi yerlərində maqnit sahəsinin qüvvə xətlərinin quruluşu alışmalar zamanı meydana gələn yüklü zərrəciklərin Günəş tacından asanlıqla keçməsinə imkan verir. Tacda belə yerlər tac dəlikləri adlanır. Bu tac dəlikləri adətən Günəşin qütblərinə yaxın yerlərdə yaranır. Lakin onlar bəzən qütblərdən uzaqda, daha aşağı helioqrafik enliklərdə də yarana bilər. Aşağı en dairələrində meydana gələn tac dəlikləri daha yüksək sürətli yüklü zərrəciklər selini buraxır.

Nəhayət, qeyd edək ki, maqnit firtinaları canlı orqanizmlərə, xüsusən insan orqanizmlərinə mənfi təsir göstərir. Maqnit firtinaları xüsusilə ürək – damar xəstələrinə pis təsir göstərir. Bu firtinalar insanların immun sisteminin zəifləməsinə, yaddaşın pisləşməsinə, qan təzyiqinin dəyişməsinə və s. səbəb olur.

§11.4. Qütb parıltıları

Günəş alışmaları zamanı Günəşdən gələn yüksək enerjili yüklü zərrəciklər – elektronlar və protonlar Yerin qütb zonalarında Yer atmosferinin ionosfer qatına daxil olur və oradakı atomları ionlaşdırır. Bu da qütb parıltıları adlanan işıqlanma verir. Qütb parıltıları bir neçə dəqiqədən bir neçə saata qədər davam edə bilər. Onlar rənginə, formasına və intensivliyinə görə müxtəlif olur və zamanla tez dəyişir.

Qütb parıltılarının spektri emissiya xətlərindən ibarətdir. Onların spektrində oksigen emissiya xətləri $\lambda 6300$ Å və $\lambda 5577$ Å xeyli güclənir. Bəzi qütb parıltılarında $\lambda 6300$ Å xətti, bəzilərində isə $\lambda 5577$ Å daha intensiv olur. Bu da onların rəngini təyin edir. $\lambda 6300$ Å xətti güclü olduqda parıltı qırmızı, $\lambda 5577$ Å xətti güclü olduqda isə yaşıl rəngdə görünür.

Qütb zonalarında bəzən enerjiləri çox olmayan elektronlar və protonlar da maqnit qüvvə xətləri boyunca spiralvari hərəkət edərək Yer atmosferinə daxil ola bilir və qütb parıltısı yarada bilirlər.

XII FƏSİL

GÜNƏŞİN RADİOŞÜALANMASI

§12.1 .Radioşüalanmanın kəşfi

Aydındır ki, bütün qızdırılmış cisimlər elektromaqnit spektrinin bütün tezliklərində, o cümlədən də, radiotezliklərdə, enerji şüalandırmalıdır. Hələ XIX əsrin axırlarında Günəşin radioşüalanmasını qeyd etmək üçün ilk addımlar atılmışdır. Lakin o dövrün radioqəbuledici cihazlarının həssaslığı aşağı olduğundan bu şüalanma qeyd oluna bilməmişdir.

Günəşin radioşüalanması ilk dəfə ikinci dünya müharibəsi dövründə qeydə alınmışdır. Sausvort 1942– 1943- cü illərdə 1.25sm; 3.2sm; və 10 sm dalğa uzunluqlarında Günəşin ilk radiomüşahidələrini aparmışdır.

Məlum olduğu kimi cihazın ayırdetmə qabiliyyəti onun obyektivinin diametrinin dalğa uzunluğuna nisbəti $R = D/\lambda$ ilə təyin olunur. Ona görə radio oblastında dalğa uzunluğu optik oblastdakından çox – çox böyük olduğundan ayırdetməsini artırmaq üçün cihazın obyektivinin diametri çox böyük olmalıdır.

Məlum olduğu kimi Yer atmosferi yalnız kiçik bir pəncərə (spektrin görünən bölgəsi) istisna olmaqla, spektrin optik bölgəsində qeyri – şəffafdır. Radiodalğaların çox geniş bölgəsində isə Yer atmosferi şəffafdır. Yer səthindən dalğa uzunluğu bir neçə millimetrdən onlarca metrə qədər olan radiodalğaları müşahidə oluna bilər. Daha qısa radiodalğalar Yer atmosferində O_2 və H_2O molekulları tərəfindən udulur. Daha uzun dalğalar (bir neçə on metrdən uzun dalğalar) isə Yer atmosferi tərəfindən qaytarılır və Yer səthinə çatmır.

Günəşin radioşüalanması kəşf olunana qədər Günəş haqqında əldə etdiyimiz elmi informasiyalar spektrin yalnız görünən bölgəsinə ($\lambda\lambda 3800 - 7500$ Å) əsaslanırdı. Radioşüalanmanın kəşfi Günəş haqqındakı informasiyaları xeyli genişləndirdi.

§12.2. Günəş radioşüalanmasının ümumi xarakteristikası

Müəyyən olunmuşdur ki, Günəşin radioşüalanması xromosferin yuxarı qatlarından və tacdan gəlir. Bunu ilk dəfə Xaykin və Çixaçev müşahidə ilə təsdiq etmişlər. Onlar göstərmişlər ki, tam Günəş tutulması zamanı Günəşdən gələn metrlik radioşüalanma təxminən 60% zəifləyir. Bu onlara metrlik radiodalğaların tac xarakterli olmasını söyləməyə əsas vermişdir.

Dalğa uzunluğu böyük olduqca radioşüalanma Günəş atmosferinin daha yuxarı qatlarından gəlir. Belə ki, metrlik dalğalarda şüalanma tacdan, santimetrlik dalğalarda xromosferin üst qatlarından, millimetrlik dalğalarda isə xromosferin orta və aşağı qatlarından gəlir.

Radioşüalanmanın dəyişmə özəlliyinə görə Günəşin radioşüalanması iki komponentə ayrılır:

1. Sakit radioşüalanma,

2. Həyəcanlaşmış radioşüalanma.

Sakit Günəş radioşüalanması bütün radiodalğa diapozonunda müşahidə olunur. Bu şüalanma Günəş

C. M. Quluzadə

Günəşin həyəcanlaşmış radioşüalanması öz növbəsində iki komponentə ayrılır:

1. Yavaş dəyişən komponent,

2. Tez dəyişən komponent.

Yavaş dəyişən radioşüalanma Günəş diskində ləkələr və flokullar üzərində yaranır, bütün radiotezliklərdə müşahidə olunur və bir neçə saat və ya bir neçə gün davam edir.

Tez dəyişən radioşüalanma Günəş alışmaları bölgələrində meydana gəlir, bütün radiotezliklərdə müşahidə olunur və saniyənin onda birindən bir neçə saata qədər davam edir. Bu şüalanma radiosıçrayış kimi müşahidə olunur.

Radiosıçrayışların intensivliyi qısa müddətdə kəskin artır. Bu da qısa dalğa bölgəsində Günəşin radioşüalanmasının orta intensivliyinin bir neçə dəfə, uzun dalğa bölgəsində isə bəzən milyon dəfə artmasına səbəb olur.

§12.3. Radioşüalanmanın intensivliyi

Məlum olduğu kimi şüalanmanın intensivliyi

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$
 (12.1)

Plank düsturu ilə təyin olunur. Radiodiapozonda $hv/kT \ll 1$ olduğundan Plank düsturu Reley – Cins düsturu ilə əvəz olunmalıdır, yəni

$$B_{\nu}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT.$$
 (12.2)

Onda radioşüalanmanın intensivliyi

$$I_{\nu} = \frac{2\nu^2}{c^2} kT, \qquad (12.3)$$

və ya

$$I_{\lambda} = \frac{2kT}{\lambda^2} \left(\frac{erq}{sm^2 sterad}\right)$$
(12.4)

olar.

Radioşüalanma seli üçün yaza bilərik ki,

$$H_{\nu} = I_{\nu}\Omega = \frac{2\nu^2}{c^2}kT \cdot \Omega. \qquad (12.5)$$

Burada Ω – Günəşin cisim bucağı olub aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\Omega = \pi \left(\frac{R_{\odot}}{r}\right)^2. \tag{12.6}$$

Burada R_{\odot} – Günəşin radiusu, r– Yerdən Günəşə qədər olan orta məsafədir.

Əgər (12.6) –nı (12.5) – də nəzərə alsaq

$$H_{\nu} = 2\pi \left(\frac{R_{\odot}}{r}\right) \cdot \frac{\nu^2}{c^2} kT \tag{12.7}$$

olar. Günəşin ν radiotezliyində işıqlığı isə aşağıdakı düsturla təyin oluna bilər:

$$L_{\nu} = 4\pi r^{2} \cdot H_{\nu} = 4\pi r^{2} \pi (\frac{R_{\odot}}{r})^{2} \frac{2\nu^{2}}{c^{2}} kT$$

və ya

$$L_{\nu} = 8\pi^2 R_{\odot}^2 \frac{\nu^2}{c^2} kT. \qquad (12.8)$$

Günəşin radioşüalanma intensivliyi parlaqlıq temperaturu ilə xarakterizə olunur. Bu temperaturun dalğa uzunluğundan asılı olması da müxtəlif dalğa uzunluqlu radioşüalanmanın Günəş atmosferinin müxtəlif qatlarından gəlməsindən xəbər verir.

Şəkil 12.1– də sakit və həyəcanlaşmış Günəş radioşüalanmasının dalğa uzunluğundan asılılığı göstərilmişdir.

Sakit Günəş radioşüalanması sərbəst elektronların ion sahəsində sərbəst – sərbəst keçidləri zamanı əmələ gəlir və adi istilik şüalanmasıdır. Hesablamalar göstərir ki, metrlik dalğalar üçün bu şüalanmanın optik dərinliyi vahiddən böyükdür. Bu o deməkdir ki, bu şüalanma əsasən tacdan gəlir. Metrdən qısa dalğalarda isə radioşüalanma tək tacdan yox, həm də xromosferdən gəlir.

Günəşin həyəcanlaşmış radioşüalanmasının yavaş dəyişən komponentinin mənbəyi Günəş ləkələri və məşəllər üzərində yerləşən lokal bölgələrdir. dalğa uzunluğu



Bu komponent sərbəst elektronların ionlar sahəsində sərbəst – sərbəst keçidləri (tormozlanma şüalanması) və elektronların maqnit sahəsində əyilmiş trayektoriyalarla hərəkəti (maqnit – tormozlanma şüalanması) zamanı meydana gəlir.

Günəşin həyəcanlaşmış radioşüalanmasının tez dəyişən komponenti bütün radiodalğalarda müşahidə olunur. Bu şüalanma $10^8 - 10^{12} K$ parlaqlıq temperaturuna uyğun gəlir. Güman edilir ki, həyəcanlaşmış radioşüalanmanın tez dəyişən komponenti qeyri – istilik şüalanması olub alışmalar zamanı yaranan sürətli hissəciklərin tacdakı plazma dalğalarını həyəcanlaşdırması ilə əlaqədardır.

Radioşüalanmanın tez dəyişən komponenti 5 növə ayrılır:

I növ komponent metrlik dalğalarda (300-50Mhs) qısamüddətli dar radiosıçrayışlarıdır. Ona küy burulğanları da deyilir. Bu radioşüalanma inkişaf etməkdə olan fəal bölgələr üzərində həyəcanlaşan plazma turbulentliyi ilə əlaqədardır.

II növ komponent yavaş tezlik dreyfli radiosıçrayışlarıdır. Metrlik diapozonda (300Mhs)başlayır, bir neçə on dəqiqə ərzində metrlik diapazondan dekametrik diapozona (10Mhs) keçir. Bu radiosıçrayışlar böyük alışmalarla əlaqədar olan zərbə dalğaları ilə yaranır. Bu şüalanma 5–30 dəqiqə davam edir.

III növ komponent sürətli tezlik dreyfli radiosıçrayışlardır. Saniyə ərzində desimetrlik diapazondan dekametrlik (500-0.5Mhs) diapazona keçir. Çox zaman Günəşin fəal bölgələrində qruplarla baş verir. Hər dəfə eyni anda iki tezlikdə yaranır. Bu radiosıçrayışlar alışmalardan atılmış hissəciklər seli ilə yaranır və təxminən 10 saniyə davam edir.

IV növ komponent metrlik diapozonda (300–30*Mhs*) geniş diapozonlu kəsilməz şüalanmadır. Böyük alışmaların maksimumundan 10–20 dəqiqə sonra baş verir və bir neçə saat davam edir. Tacın sıx plazma bölgələrində suprelyativist elektronlara generasiya olunur.

V növ komponent III növ radiosıçrayışların 10%– nin ardınca geniş tezlik intervalında baş verən radioşüalanmadır. Onların maksimum intensivliyi tezliyin $100Mhs \ (\lambda = 3m)$ qiymətinə uyğun gəlir.

§12.4. Radioparlaqlığın Günəş diski boyunca dəyişməsi

I fəsildə optik bölgədə parlaqlığın Günəş diski boyunca dəyişməsinə baxmışdıq. Radioşüalanmanın mexanizmi məlum olsa radio bölgədə də parlaqlığın disk boyunca dəyişməsinə baxmaq olar. Bu halda nəzərə almalıyıq ki, radioşüalanma həm Günəş xromosferindən, həm də tacdan gəlir. Günəş diskinin mərkəzindən olan məsafə $r \leq R_{\odot}$ olduqda şüalanma yalnız xromosferdən, $r \geq R_{\odot}$ olduqda isə həm xromosferdən, həm də tacdan

 $r \ge R_{\odot}$ olduqua isə nəm xiomosierdən, nəm də tacdan gəlir. Ona görə ümumi halda v tezliyində diskin mərkəzindən r məsafədə çıxan radioşüalanmanın intensivliyi

$$I_{\nu}(r) = I_{\nu}'(r) + I_{\nu}''(r)$$
(12.9)

kimi yazıla bilər.

Əgər xromosfer və tacı sferik – simmetrik hesab etsək, onların uyğun olaraq T_1 və T_2 temperaturlarını sabit qəbul etsək, (12.9)– dan radiotezliklərdə intensivliyin disk boyunca nəzəri dəyişməsini öyrənmək olar.

Optik bölgədə olduğu kimi radiotezliklərdə də parlaqlığın disk boyunca dəyişməsi dalğa uzunluğundan asılıdır. Dalğa uzunluğu $\lambda < 1sm$ olduqda tacın optik qalınlığı çox kiçik olduğundan

$$I_{\nu}(r) \sim B_{\nu}(T_1).$$
 (12.10)

olur, yəni intensivlik disk boyunca demək olar ki, dəyişmir. Bu dalğa bölgəsində radioşüalanma yalnız xromosferdən gəlir. Dalğa uzunluğu artdıqca tacın optik qalınlığı artır və ona görə də onun radioşüalanmada rolu artır.

Metrlik dalğalarda tacın optik qalınlığı $\tau > 1$ olur. Bu halda radioşüalanmanın intensivliyi məsafədən asılı olaraq bir müddət dəyişməyib, demək olar ki, sabit qalır və yalnız tacı xarakterizə edir. Daha sonra *r* artdıqca intensivlik yavaş – yavaş azalır.

Nəzəri hesablamalar göstərir ki, Günəş diskinin mərkəzindən uzaqlaşdıqca radioşüalanmanın intensivliyi yavaş – yavaş artır, $r = R_{\odot}$ olduqda maksimuma çatır, sonra isə sürətlə azalır, nəhayət $r/R_{\odot} \approx 1.3$ olduqda sıfıra çatır.

Qeyd edək ki, müşahidələr yuxarıdakı nəzəri hesablamalara uyğun gəlir.

Radiodiopozonda Günəşin radiusu görünən radiusundan böyükdür. Bundan başqa dalğa uzunluğu böyük olduqca Günəşin radioradiusu böyük olur. Belə ki, Günəşin metrlik radioradiusu santimetrlik
radioradiusundan böyükdür. Əgər metrlik dalğalarda Günəşin radiusunu R_m , santimetrlik dalğalarda isə R_{sm} ilə işarə etsək yaza bilərik:

$R_m > R_{sm} > R_{\odot}$. §12.5. Radioparlaqlıq temperaturu

Məlumdur ki, Yer atmosferi Günəş atmosferinin yuxarı qatları – xromosfer və tac optik elektromaqnit dalğaları üçün demək olar ki, tam şəffafdır. Lakin bu, seyrək, yüksək temperaturlu və yüksək dərəcədə ionlaşmış qaz radioşüalanmanın geniş bir bölgəsi üçün şəffaf deyil. Bu qeyri – şəffaflıq sərbəst elektron konsentrasiyası və dalğa uzunluğu artdıqca artır, temperatur artdıqca isə azalır.

Xromosferdə elektron sıxlığı kifayət qədər böyük, temperatur isə $T = (15-20) \cdot 10^3 K$ – dir. Ona görə xromosfer desimetrlik və metrlik radiodalğalar üçün şəffaf deyil. O, yalnız santimetrlik dalğalar üçün şəffafdır. Xromosferdən Yerə yalnız santimetrlik radiodalğalar gəlib çata bilər.

Daha seyrək və yüksək temperaturlu $(1-2\cdot10^6 K)$ tac isə metrlik dalğalar üçün şəffafdır. Ona görə də tacdan metrlik radioşüalanma sərbəst gəlib Yerə çata bilir.

Radioşüalanmanın intensivliyi onun parlaqlıq temperaturu ilə xarakterizə olunur. Bir az əvvəl dediyimiz kimi sakit Günəş radioşüalanması sərbəst elektronların və ionların istilik hərəkətləri nəticəsində toqquşması hesabına baş verir və istilik şüalanmasıdır. Santimetrlik dalğalarda sakit şüalanmasının parlaqlıq temperaturu $T_p \approx 10^4$ K, metrlik dalğalarda isə $T_p \approx 10^6 K$. Aydındır ki, istilik şüalanması üçün parlaqlıq temperaturu mühitin kinetik temperaturu ilə üst – üstə düşür.

Tacda ləkələrin üzərində maqnit sahəsi təxminən 10³ ersted olan yerdə elektronlar yalnız protonlarla toqquşma nəticəsində (tormozlanma şüalanması) yox, həm də maqnit qüvvə xətləri sahəsində hərəkəti nəticəsində də enerji şüalandırır (maqnit tormozlanma şüalanması). Bu şüalanma fəal törəmələr üzərində parlaq "radioləkələrin" əmələ gəlməsinə səbəb olur. Şüalandıran elektronların sürətlərə görə paylanması Maksvell paylanması olduğundan bu şüalanma da istilik şüalanması olacaqdır.

Tacın Günəş alışmaları bölgələrində plazmanın sürətlə qızması və hissəciklərin sürətlənməsi nəticəsində santimetrlik dalğalarda temperaturu $T_p \approx 10^7 - 10^8 K - 3$ uyğun gələn radioşüalanma sıçrayışları baş verir. Onların yaşama müddəti bir neçə dəqiqədən bir neçə saata qədər olur. Bu intensiv şüalanma subrelyativist elektronların tsiklotron şüalanmasıdır. Belə elektronların enerjisi 10-100 keV olur.

Tacın daha yuxarısında tac sıxılmaları üzərində radioşüalanmanın metrlik dalğalarda güclənməsi baş verir. Bu hadisə "küy fırtınaları" adlanır. Onlar bir neçə saat və ya bir neçə gün davam edir.

Şəkil 12.2– də radioşüalanmanın parlaqlıq temperaturunun dalğa uzunluğundan asılılığı verilmişdir. Günəşin radioşüalanma selinin ölçülməsi və təhlili göstərir ki, sakit Günəş şüalanması üçün parlaqlıq temperaturu

C. M. Quluzadə

Ədəbiyyat

- 1. Под ред. Д. Койпера, Солнце, Москва, 1957.
- 2. Г.Зирин, Солнечная атмосфера, Москва 1969
- 3. А.Б.Северный, Физика Солнца, Москва, 1977.
- 4. И.С.Б. Пикельнер, Солнце, Москва, 1961.
- 5. И.С. Шкловский, Физика солнечной короны, Москва, 1962.
- 6. Р. Брей и Р. Лоухед, Солнечные пятна, Москва, 1967.
- 7. Р. Томас и Р. Атей, Физика солнечной хромосферы, Москва, 1965.
- 8. Г. Смит и Э. Смит, Солнечные вспышки, Москва, 1966.
- 9. Г.С. Иванов Холодный, Г. М. Никольский, Солнце и Ионосфера, Москва, 1969.
- 10. С.А. Каплан, С.Б. Пикельнер, В.Н. Цытович, Физика плазмы солнечной атмосферы, Москва 1977.
- 11. Д.М.Кули–Заде, Фраунгоферов спектр Солн ца, Баку, 2007.
- 12. Э.Гибсон, «Спокойное Солнце», Москва, 1977.
- 13. Н.С. Джалилов, ю. Штауде, Глобальные колебания Солнца, Баку, 2005.
- 14. А.И. Витинский, А.И. Оль, В.И. Сазонов Солнце и атмосфера Солнца, Ленинград, 1976.
- 15. D.Mihalas, Stellar Atmosphere, Sun Francisco, 1970.
- 16. W.B.Burton (editor), The Sun and Space Weather, New York, Boston, Doddrecht, London, Moscow, 2010.





Şəkil 12.2. Radioşüalanma parlaqlığının dalğa uzunluğundan asılılığı

(Günəş fizikasi
Əlavələr	
	I Riyazi
	sabitlər
$\pi = 3.1$	415926536
e=1.7	724538509
1 radian=57 ⁰ .2	957795131
=3437	[/] .74677078
=206	264 ^{//} .80625
$1^0 = 0.0174532$	2925 radian
1/ 0.0000000	1.

 $1^{\prime}\!\!=\!\!0.0002908882$ radian $1^{\prime\prime}\!\!=\!\!0.0000048481$ radian

II Fiziki sabitlər

İşıq sürəti	c=2.997925.10 ¹⁰ sm/s
Qravitasiya	G= $6.670 \cdot 10^{-8} \text{ din.sm}^2/\text{q}^2$
sabiti	
Elektronun yükü	$e=4.80325 \cdot 10^{-10}$ sqse vahidi =
	1.602142·10 ⁻²⁰ sqsm vahidi
Elektronun	$m_e = 9.10956 \cdot 10^{-28} q = 5.48593 \cdot 10^{-4}$
kütləsi	a.k.v.
Atom kütlə	M=a.k.v.= $1.660531 \cdot 10^{-24}$ q
vahidi	
Bolsman sabiti	$k=1.3862 \cdot 10^{-16} \text{ erq/dər} = 8.6171$
	$\cdot 10^{-5} \text{ ev/dər.}$
Qaz sabiti	$R = 8.3143 \cdot 10^{-7} erq/dər \cdot mol = 1.9865$
	kal/dər∙mol
Avaqadro ədədi	$N_A = 6.02217 \cdot 10^{23} mol^{-1}$

C. M. Quluzadə

Loşmid ədədi	$n_0 = 6.68684 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$
Ridberq sabiti	$R_{\rm H} = 109677.576 \text{ sm}^{-1}$
	$R_{He} = 109722.267 \text{ sm}^{-1}$
	$R_{\infty}=109737.312 \text{ sm}^{-1}$
İncə quruluş	α=7.297351.10-3
sabiti	
Birinci Bor	$\alpha_0 = 0.529177 \cdot 10^{-8} \text{sm}$
orbitinin radiusu	
Elektronun	$R_0 = 2.81794 \cdot 10^{-13} \text{sm}$
klassik radiusu	
Hidrogen	$m_{\rm H}$ =1.67352·10 ⁻²⁴ q=1.00782 a.k.v
atomunun	
kütləsi	
Protonun kütləsi	$m_p=1.672661 \cdot 10^{-24}q=1.00727 a.k.v$
Stefan –	$\sigma = 5.66956 \cdot 10^{-6} \text{ erg/sm} \cdot \text{daraca}^4 \cdot \text{s}$
Bolsman sabiti	5

III.Astronomik sabitlər

1 parsek (ps)	$Ps=206265 a.v = 3.085678 \cdot 10^{18} sm =$
	3.261633 işıq ili
1 işıq ili	$i.i. = 9.460530 \cdot 10^{17} \text{ sm}$
Günəşin kütləsi	$M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{33} q$
Günəşin radiusu	$R_{\odot} = 6.9599 \cdot 10^{10} \text{sm}$
Günəşin orta	$\rho_{\odot} = 1.41 \text{ q/sm}^3$
sıxlığı	
Günəşin işıqlığı	$L_{\odot} = 3.826 \cdot 1033 \text{ erq/s}$
Yerin kütləsi	$M_{\oplus} = 5.976 \cdot 10^{27} q$
Yerin orta sıxlığı	$\rho_{\oplus} = 5.517 \text{ q/sm}^3$

Yerin ekvatorial radiusu	$R_{\oplus} = 6378 \cdot 164 \text{ km}$
Yerin basıqlığı	e= 1:298.25=0.003
Aberrasiya sabiti	$\sigma = 20^{1/2}.496$
Nutasiya sabiti	=9 ^{//} .21
Qausun qrav.	k= 0.017202098950
Sabiti	
Ayın kütləsi	$M_{Ay} = 7.35 \cdot 10^{25} q$
Ayın radiusu	$R_{Ay} = 1.74 \cdot 10^8 sm$
Aya qədər məsafə	r _{av} =384400 km
Günəşin parallaksı	$\rho_{\odot} = 8".79$
Ayın parallaksı	$\rho_{Ay} = 57'$
Yer oxunun illik	pr=50'.2564
presessiyası	-
Ekliptikanın meyli	E=23°26′.5
Siderik ay	T_{Ay} =27.321662 orta Günəş günü =
	27 ^d 07 ^h 43 ^m 11 ^s .6
Əjdaha ayı	T₀=27.21 orta Günəş günü =
	27 ^d 05 ^h 02 ^m 52 ^s .8
Tropik ay	T _{tr} =27.321582 orta Günəş günü =
	27 ^a 07 ⁿ 43 ^m 04 ^s .7
Anomalistik ay	T _a =27.55 orta Günəş günü =
	27 ^a 13 ⁿ 12 ^m 00 ^s
Sinodik ay	S=29.530589 orta Günəş
	günü=29°12°44°°02°.9
Siderik il	T=365.2563604 orta Günəş günü =
	365°06°09°°09°.54
Tropik il	T´=365.2421988 orta Günəş günü =
	365 ^a 05 ⁿ 48 ^m 45 ^s .98

IV. Uzunluq vahidləri arasında əlaqə

Vahid lər	kilom etr	metr	santim etr	millim etr	mikro metr	nano metr	Anqst rem	Dyum	fut	d.mili	mil
1 km	1	10-3	10 ⁵	10 ⁶	10 ⁹	10 ¹²	10 ¹³	$3.94 \cdot 10^4$	$3.28 \cdot 10^{3}$	0.54 0	0.62 4
1m	10-3	1	10 ²	10 ³	10 ⁶	10 ⁹	10 ¹⁰	3.94	3.28	5.40· 10 ⁻⁴	6.24· 10 ⁻⁴
1sm	10-5	10-2	1	10	10 ⁴	10 ⁷	10 ⁸	0.39 4	3.28· 10 ⁻²	5.40· 10 ⁻⁶	6.24· 10 ⁻⁶
1m m	10-6	10-3	10-1	1	10 ³	10 ⁶	10 ⁷	39.4· 10 ⁻²	3.28· 10 ⁻³	5.4·1 0 ⁻⁷	6.24· 10 ⁻⁷
1mk m	10-9	10-6	10-4	10-3	1	10 ³	10 ⁴	39.4· 10 ⁻⁵	3.28· 10 ⁻⁶	$5.4.1 \\ 0^{-10}$	6.24· 10 ⁻¹⁰
1nm	10 ⁻¹²	10 ⁻⁹	10-7	10-6	10-3	1	10	39.4· 10 ⁻⁸	3.28· 10 ⁻⁹	$5.4.1 \\ 0^{-13}$	6.24· 10 ⁻¹³
1Å	10 ⁻¹³	10 ⁻¹⁰	10 ⁻⁸	10-7	10-4	0.1	1	39.4· 10 ⁻⁹	3.28· 10 ⁻¹⁰	$5.4 \cdot 1$ 0^{-14}	6.24· 10 ⁻¹⁴
1 dyu m	2.54· 10 ⁻⁵	2.54· 10 ⁻²	2.54	25.4	$2.54 \cdot 10^4$	$2.54 \cdot 1$ 0^{7}	$2.54 \cdot 1$ 0^8	1	8.33· 10 ⁻²	1.37· 10 ⁻⁵	1.58· 10 ⁻⁵
1 fut	3.05· 10 ⁻⁴	0.305	30.5	$3.05 \cdot 10^2$	$3.05 \cdot 10^{5}$	$3.05 \cdot 1$ 0^8	$3.05 \cdot 1$ 0^9	12	1	1.65· 10 ⁻⁴	1.90· 10 ⁻⁴
1D. mili	1.85	$1.85 \cdot 10^{3}$	$1.85 \cdot 10^{5}$	1.85· 10 ⁶	$1.85 \cdot 10^{3}$	$1.85 \cdot 1$ 0^{12}	$1.85 \cdot 1$ 0^{13}	$7.29 \cdot 10^4$	$\begin{array}{c} 6.08 \cdot \\ 10^3 \end{array}$	1	1.15 6
1 mil	1.60 2	$1.602 \\ \cdot 10^3$	$1.602 \\ \cdot 10^5$	$1.602 \\ \cdot 10^6$	$1.602 \\ \cdot 10^{9}$	$1.602 \cdot 10^{12}$	$1.602 \cdot 10^{13}$	$\begin{array}{c} 6.31 \\ 10^4 \end{array}$	$5.25 \\ 10^3$	0.86 5	1

C. M. Quluzadə

V.Müxtəlif enerji vahidləri arasında əlaqə

Vahidlər	sm ⁻¹	san ⁻¹ (hs)	erq	ev	K	Kal/mol
$\frac{1}{\text{sm} \cdot 10^{101}}$	1	2.99793· 10 ¹⁰	1.98618· 10 ⁻¹⁶	1.23977· 10 ⁻⁴	1.4388	2.8584
1san^{-1} $^{1}(1 \text{hs})$	3.33563· 10 ⁻¹¹	1	6.6252·1 0 ⁻²⁷	4.1354·1 0 ⁻¹⁵	4.7924·1 0 ⁻¹¹	0.95447· 10 ⁻¹⁰
1 erq	$5.0348 \cdot 1$ 0^{15}	1.50940- 10 ²⁶	1	$6.2414 \cdot 1$ 0^{11}	$7.2440 \cdot 1$ 0^{15}	$1.4407 \cdot 1$ 0^{16}
1ev	8066.0	$2.41814 \cdot 10^{14}$	1.60221· 10 ⁻¹²	1	11605.4	23082
1K	0.69502	$2.0836 \cdot 1$ 0^{10}	1.38044	0.86167· 10 ⁻⁴	1	1.9888
1kal/mol	0.34947	$1.0477 \cdot 1$ 0^{10}	6.9412·1 0 ⁻¹⁷	4.3323·1 0 ⁻⁵	0.50282	1

VI.Zaman vahidləri arasında əlaqə

	Saniyə	dəqiqə	saat	gün	həftə	il
Vahidlər						
1san.	1	$1.667 \cdot 10^{-2}$	$2.778 \cdot 10^{-4}$	$1.157 \cdot 10^{-5}$	$1.653 \cdot 10^{-6}$	3.169·10 ⁻ 8
1dəq.	60	1	$1.667 \cdot 10^{-2}$	$6.944.10^{-4}$	$9.921 \cdot 10^{-5}$	1.901·10 ⁻ 6
1 saat	$3.6 \cdot 10^3$	60	1	$4.167 \cdot 10^{-2}$	$9.952 \cdot 10^{-3}$	$1.141 \cdot 10^{-4}$
1 gün	8.64·10 ⁴	1.44·10 ⁻³	24	1	0.1429	$2.738 \cdot 10^{-3}$
l həftə	6.0438·10 ⁵	1.008·10 ⁴	168	7	1	1.916·10 ⁻ 2
1 il	3.156·10 ⁵	5.260·10 ⁵	$8.766 \cdot 10^3$	365.2	52.8	1

VII. Kütlə vahidləri arasında əlaqə

Vahidlər	mikroqra m	milliqram	qram	kiloqram	sentner	Ton	pnd	karat	Texniki kütlə vah.
	mkq	mq	q	kq	S	t	Р	k	Í
1m kq	1	10-3	10-6	10 ⁻⁹	10 ⁻¹¹	10 ⁻²	6.105· 10 ⁻¹¹	5.10-6	0.102· 10 ⁻⁹
1m q	10 ³	1	10-3	10-6	10-8	10-9	6.105· 10 ⁻⁸	5·10 ⁻³	0.102· 10 ⁻⁶
1q	10 ⁶	10 ³	1	10-3	10 ⁻⁵	10 ⁶	6.105· 10 ⁻⁵	5	0.102· 10 ⁻³
1kq	109	10 ⁶	10 ³	1	10 ⁻²	10-3	6.105· 10 ⁻²	$5 \cdot 10^{3}$	0.102
1s	10 ¹¹	10 ⁸	10 ⁵	10 ²	1	10-1	6.105	5·10 ⁵	$0.102 \cdot 10^{2}$
1t	10 ¹²	109	10 ⁶	10 ³	10	1	61.05	5.10^{6}	$0.102 \cdot 10^{3}$
1p	16.3805 ·10 ⁹	$16.3805 \\ \cdot 10^{6}$	$16.3805 \\ \cdot 10^3$	16.3 805	16.380 5·10 ⁻²	16.380 5·10 ⁻³	1	$81.903 \\ \cdot 10^3$	1.670 8
1k	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^2$	2.10-1	$\frac{2 \cdot 10^{-4}}{4}$	2.10-6	$2 \cdot 10^{-7}$	$1.22 \cdot 1$ 0^{-5}	1	0.204· 10 ⁻⁴
1i	9.804	9.804.1 0^{6}	9.804.1 0^{3}	9.80 4	9.804·1 0 ⁻²	9.804·1 0 ⁻³	59.853 ·10 ⁻²	$49.02 \cdot 10^{3}$	1

Kitabın içindəkilər

	Səh.
Ön söz	3
Giriş	5

IFƏSİL. GÜNƏŞİN QLOBAL XARAKTERİSTİKALARI

§1.1.Günəşin əsas xarakteristikaları	
§1.2.Günəş sabiti11	
§1.3.Günəş diski boyunca parlaqlığın azalması13)
§1.4.Günəşin kəsilməz spektrində enerjinin	
paylanması	21

II FƏSIL. GÜNƏŞIN DAXILI QURULUŞU

§2.1. Günəşin ümumi quruluşu	25
§2.2. Hidrostatik tarazlıq tənliyi	
§2.3. Günəşdə kütlə paylanması	
§2.4. Hündürlük şkalası	
§2.5. Günəşin təqribi modeli	
§2.6. Günəşin enerji mənbələri	
§2.7. Günəş neytrinosu problemi	42
§2.8. Günəşin qlobal rəqsləri	45

III FƏSİL. GÜNƏŞİN FIRLANMASI

§3.1.Helioqrafik	koordinatlar			49
§3.2.Günəşin fır	lanma dövrlə	ri		51
§3.3.Günəşin	fırlanmasını	n helio	oqrafik	enlikdən
asılılığı			-	52
§3.4.Günəş ləka	ələrinə görə	Günəşin	fırlanma	sürətinin

C. M. Quluzadə

təyini				56	
§3.5.	Günəşin	fırlanma	sürətinin	spektroskopik	üsulla
təyini					56
§3.6.	Günəşin fi	rlanmasın	ın dərinlik	dən asılılığı	58

IV FƏSİL. GÜNƏŞ FOTOSFERİ

§4.1.Günəş atmosferinin fotosfer qatı	59
§4.2. Fotosferin qalınlığı	62
§4.3. Fotosferin incə quruluşu	64
§4.4. Fotosferdə konveksiyanın əmələ gəlmə şərt	i68
§4.5.Fotosferdə şüa tarazlığı tənliyi	69
§4.6. Fotosferin spektri	70
§4.7. Tellurik xətlər	74
§4.8. Günəşin qısa dalğa uzunluqlu spektri	75
§4.9. Fraunhofer xətlərinin dalğa uzunluğu	
sistemi	76
§4.10. Fraunhofer xətlərinin qırmızı sürüşməsi	78
§4.11. Limb effekti	81
§4.12. Günəşin infraqırmızı spektri	83
§4.13. Fotosfer modelləri	85

V FƏSİL. FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN PROFİLLƏRİ VƏ ONLARIN ƏSAS SPEKTRO FOTOMETRİK XARAKTERİSKALARI

§5.1. Fraunhofer xətlərinin profilləri və ekvivalent	
enləri	88
§5.2. Günəş spektrində kəsilməz spektrin təyini	
üsulları	91
§5.3. Günəş spektrində güclü Fraunhofer xətlərinin	

profilləri	94
§5.4. Günəşin ultrabənövşəyi emissiya xətlərinin	
profili	.98
§5.5. <i>CaII</i> – nin infraqırmızı triplet xətlərinin	
profilləri	.101
§5.6. Günəş spektrində güclü Fraunhofer xətlərini	n
genişlənmə mexanizmləri haqqında	.102

VI FƏSİL. GÜNƏŞ XROMOSFERİ

§6.1.Günəş atmosferinin xromosfer qatı	106
§6.2.Xromosferdə atomların hündürlüyünə görə	
paylanması	114
§6.3. Xromosferin incə quruluşu	116
§6.4. Xromosferin spektri	121
§6.5. Xromosferdə həyəcanlaşma və ionlaşma	124
§6.6. Xromosferin kimyəvi tərkibi	125

VII FƏSİL. GÜNƏŞ TACI

§7.1. Günəş atmosferinin son qatı	128
§7.2. Tacda elektron konsentrasiyası	130
§7.3. Tacın spektri	132
§7.4. Koronal xətlərin təbiəti	134
§7.5. Tacda temperaturun ~ $10^6 K$ olduğunu təs	diq edən
dəlillər 13'	7
uəmən	/
§7.6. Günəş tacında həyəcanlaşma və ionlaşma	140
§7.6. Günəş tacında həyəcanlaşma və ionlaşma§7.7.Tacın rentgen şüalanması	/ 140 142
 §7.6. Günəş tacında həyəcanlaşma və ionlaşma §7.7.Tacın rentgen şüalanması §7.8. İfrat tac 	140 142 144

VIII FƏSİL. GÜNƏŞDƏ QARA VƏ PARLAQ LƏKƏLƏR

§8.1. Günəşdə qara ləkələr (Günəş ləkələri)	147
§8.2. Günəş ləkələrinin təsnifatı	151
§8.3. Ləkələrin spektri	152
§8.4. Günəş ləkələrinin temperaturunun təyini	157
§8.5. Temperaturun ləkənin ölçüsündən asılılığı.	161
§8.6. Vilson effekti	163
§8.7. Everşed effekti	164
§8.8. Ləkələrin təbiəti	165
§8.9. Günəşdə parlaq ləkələr (məşəllər)	167
§8.10. Məşəllərin spektri	170
§8.11. Xromosfer məşəlləri– flokullar	171

IX FƏSİL. PROTUBERANSLAR VƏ GÜNƏŞ ALIŞMALARI

§9.1. Protuberanslar	172
§9.2. Protuberansların təsnifatı	
§9.3. Protuberansların spektri	179
§9.4. Günəş alışmaları	181
§9.5. Alışmaların spektri	185
§9.6. Alışmaların təsnifatı	186
§9.7. Ellerman bombaları	188
§9.8. Günəş alışmalarının təbiəti	189

X FƏSİL. GÜNƏŞ FƏALLIĞI TSİKLİ

\$10.1.	Günəs fəallığı göstəricisi	
§ 10.2	. Günəş fəallığının 11 illik dövrü	194

C. M. Quluzadə

XI FƏSİL. YER– GÜNƏŞ ƏLAQƏLƏRİ

§11.1. Yerin magnitosferi	199
§11.2. Radiasiya qurşaqları	
§11.3. Magnit firtinalari	
§11.4. Qütb parıltıları	

XII FƏSİL. GÜNƏŞİN RADİOŞÜALANMASI

209
ter-
211
215
217
220
221
227

Kitab Tovuz rayonunun tanınmış xeyriyyəçisi Naməzəli Nəsir oğlu Məmmədovun sponsorluğu ilə çap olunur.