Journal of Radiation Researches, vol.5, No.2, 2018, Baku

PACS: 96.60-j, 96.50.Ci, 96.60.Vg

GÜNƏŞ RADİASİYASI VƏ GÜNƏŞ KÜLƏYİNİN ÜMUMİLƏŞMİŞ ANİZOTROP MAQNİTHİRODİNAMİK MODELİ

M.M. Bəşirov[1,2]

[1] *AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu,*
[2] *AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası*
mbashirov01@mail.ru

Xülasə: İşdə korpuskulyar günəş radiasiyası - günəş küləyi üçün proton plazmasında temperatur anizotropiyasını və istilik şüalanmasını nəzərə almaqla maqnithidrodinamik model verilmişdir. Alınan 16 momentli maqnithidrodinamik, qeyri-xətti adi differensial tənliklər əsasında sistemin xüsusi həlləri tapılmışdır. İşdə anizotropiya effektləri üçün Parker modeli ümumiləşdirilmişdir. Günəş küləyi və istilik sürətinin komponentləri üçün riyazi ifadələr alınmışdır. Alınan nəticələr günəş şüalanmasının praktik və nəzəri tədqiqində, günəş küləyi ilə bağlı qlobal həllərin tapılmasında, radiasiya şüalanması məsələlərinin həllində istifadə oluna bilər.

Açar sözlər: günəş radiasiyası, günəş, maqnit hidrodinamika, plazma, günəş küləyi, tac.

1. Giriş

Günəş radiasiyası insanların həyat fəaliyyətinə və elektromaqnit cihazların, eləcədə kosmik avadanlıqların işinə güclü təsir edir. Günəş radiasiyası – elektromaqnit və korpuskulyar olmaqla iki yerə ayrılır. Korpuskulyar radiasiya günəş tacından ayrılaraq ulduzlar arası fəzaya yayılan yüklü zərrəciklər selidir. Aparılan tədqiqatlar göstərir ki, yayılan plazmanın – günəş küləyinin Günəşin maqnit sahə intensivliyinin istiqamətinə nəzərən temperatur anizotropluğu mövcuddur. Günəş tacının yuxarı qatlarında və tac deşiklərində maqnit sahəsinin çox kiçik dəyişməsi (1 mQs) temperatur anizotropluğu yaradır: plazmada eninə və uzununa təzyiqlər və temperatur fərqi yaranır [1]. Belə halda günəş küləyində zərrəciklərin (əsasən ionların) paylanma funksiyası Maksvell paylanmasına uyğun gəlmir və kiçik toqquşmalarda belə adi izotrop maqnithidrodinamk (MHD) tənliklər tətbiq oluna bilmir. Belə xüsusiyətli plazmanı təsvir etmək üçün Çu-Qoldberger-Lou (ÇQL) tənliyi tətbiq olunur [2-4]. Lakin bu tənliklər də toqquşma nəzərə alınmadıqda belə təbii şəkildə maqnit intensivliyi istiqamətdə yaranan istilik şüalanmasını və adiabatik invariantları nəzərə almır. Uyğun olaraq bu tənliklər sıxılma dayanıqsızlıqlarını izah edə bilmir. Anizotrop plazmanın daşınması özündə istilik şüalanmasını əks etdirən daha ümumi tənliklər sistemi ilə ifadə olunmalıdır.

Günəş şüalanması xüsusiyyətlərini öyrənmək üçün 12 avqust 2018 ci il tarixdə buraxılmış “Parker-Solar-Probe” süni peyki Günəşə bir neçə Günəş radiusu məsafəyəsinə qədər yaxınlaşma imkanına malik olacaqdır. Peykin əldə edəcəyi məlumatlar günəş şüalanması, günəş küləyi və tacı ilə əlaqədar yaranmış sualların cavablandırılmasına kömək edəcəkdir.

İşdə anizotrop günəş küləyi üçün maqnit intensivliyi istiqamətdə istilik şüalanması nəzərə alınmaqla 16 momentli maqnithidrodinamik tənlikər istifadə olunur. Bu tənliklər sistemi müxtəlif alimlər tərəfindən günəş küləyinin modelləşməsində [5-8], günəş küləyində dalğa dayanıqsızlıqlarının tədqiqində [9-12] istifadə olunmuşdur. İlk dəfə olaraq Parker adi MHD tənliklər əsasında plazmanın Günəşdən radial və stasionar yayılması modelini vermişdir [13-14]. Bu model Günəş küləyinin bəzi xüsusiyyətlərini özündə əks etdirir. Son 50 ildə Günəş küləyi ilə bağlı çoxlu eksperimental və nəzəri tədqiqatlar aparılmış [15], çoxlu suallar meydana gəlmişdir: tac plazmasının qızma mexanizmi və zərrəciklərin sürətlənməsi, plazmanın arası kəsilmədən yayılması, günəş küləyinin çox komponentli (yavaş, sürətli və sporadik) olması və s.

2. Əsas tənliklər

Plazmanı təsvir etmək üçün adətən hər bir zərrəciyin paylanma funksiyası üçün kinetik tənliklər sistemi və elektromaqnit sahəsi üçün Maksvell tənlikləri istifadə olunur. Sərbəstlik dərəcələrinə görə plazma komponentlərinin paylanma funksiyası Maksvell paylanma funksiyasına yaxın olduqda hidrodinamik tənliklər tətbiq olunur. Reallıqda zərrəciklərin paylanma funksiyası, əsasən ionların paylanma funksiyası Maksvell funksiyasından fərqlənir. Günəş tacında sərbəst qaçış yolunun termodinamik şkalasının qeyribircinsliyinə nisbətinin kiçik olmasına baxmayaraq $\lambda_{e,i}/\lambda_T \ll 1$, (lokal paylanmalar maksvell paylanmasına yaxındır) plazmanın hərəkətini nəzəri olaraq əsaslandırmaq mümkün deyil.

$f_a(\mathbf{u},\mathbf{r},t)$ paylanma funksiyası altı ölçülü faza $(\mathbf{u},\mathbf{r})$ fəzasında verilmiş anda **a** növ zərrəciyin konsentrasiyasını təyin edir və Bolsman – Vlasov tənliyinin həllidir:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + u_a \cdot \nabla f_a + m_a[F_a + e_a(E + c[u_a \times B])] \cdot \nabla_u f_a = Q_a(f_a) \quad (1)$$

burada **E və B** – elektrik və maqnit sahələri intensivlikləri, e_a *və* m_a – a növ zərrəciyin elektrik yükü və kütləsi. F_a – elektromaqnit təbiətli qüvvə, c – elektromaqnit dalğalarının vakuumda yayılma sürəti, $\nabla\mathbf{u}$– sürət fəzasında qradiyent, $Q_a(f_a)$ isə toqquşma inteqralıdır. Bu statistik tənliyin çıxarılışında fərz olunmuşdurki, iki zərrəciyin orta qarşılıqlı təsir enerjisinin onların kinetik enerjilərinin orta qiymətinə nisbəti vahiddən çox kiçikdir [16]. Bu onu göstərirki plazma kifayət qədər qızmış halda və sıxlığı az olmalıdır. (1) tənliyində kəmiyyətlərin tərtibini nəzərə alsaq, görmək olar ki, sol tərəf tərtibi vahidə bərabərdir, sağ tərəfdə isə çox kiçikdir [16]. Uyğun olaraq tənliyin sag tərəfi nəzərə almadan, toqquşmasız plazma halına baxa bilərik. $Q_a= 0$.

Aşağıdakı şərtlət nəzərə alınmışdır: 1) Özlülük tenzorunun komponentləri, $P_\perp$ və $P_\parallel$ təzyiq komponentlərinə nəzərən çox kiçikdir, 2) istilik şüalanma komponentəri kiçikdir $S_\perp$, $S_\parallel \ll \rho v T^3$ hardakı $V_T=\sqrt{2\kappa T/m}$ -istilik sürətidir. Əgər $rB \ll L_\perp$ olarsa, en kəsik istiqamətdə bu şərtlər ödənir. Uzununa istiqamətdə isə $V_{T\parallel}\tau \ll L_\parallel$ olmalıdır. $L_\parallel$, $L_\perp$ -qeyri bircins plazmada xarakterik ölçülərdür. Axrıncı şərt onu gösrtərir ki, təzyiq qüvvələri elektromaqnit qüvvələrə nəzərən zəifdir. Ağırlıq qüvvəsi təcilini nəzərə almaqla toqquşmasız plazmanın makroskopik hərəkəti üçün tənliklər sistemi aşağıdakı kimi yazılar, bu zaman maqnit diffuziya nəzərə alınmır [17-18]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho div V = 0, \quad (2)$$

$$\rho\frac{dV}{dt} + \nabla\left(P_\perp + \frac{B^2}{8\pi}\right) - \frac{1}{4\pi}(B\nabla)B = \rho g + (P_\perp - P_\parallel)[hdivh + (h\cdot\nabla)h] + h(h\cdot\nabla)(P_\perp - P_\parallel), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{P_\parallel B^2}{\rho^2}\right) = -\frac{B^2}{\rho^3}\left[B(h\cdot\nabla)\frac{S_\parallel}{B} + \frac{2S_\perp}{B}(h\cdot\nabla)\mathrm{B}\right], \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{P_\perp}{B\rho}\right) = -\frac{B}{\rho}(h\nabla)\frac{S_\parallel}{B^2} \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{S_\parallel B^3}{\rho^4}\right) = -\frac{3P_\parallel B^3}{\rho^4}(h\cdot\nabla)\frac{P_\parallel}{\rho} \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{S_\perp}{\rho^2}\right) = -\frac{P_\parallel}{\rho^2}\left[(h\cdot\nabla)\frac{P_\perp}{\rho} + \frac{P_\perp}{\rho}\frac{P_\perp - P_\parallel}{P_\parallel B}(h\cdot\nabla)B\right], \tag{7}$$

$$\frac{dB}{dt} + BdivV - (B\cdot\nabla)V = 0,\, divB = 0 \tag{8}$$

$$h = \frac{\boldsymbol{B}}{B},\ \ \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (V\cdot\nabla), \tag{9}$$

burada ρ – plazmanın sıxlığı, $p_\perp$ və $p_\parallel$ - eninə və uzununa təzyiq, **V**- kütləvi axın sürəti və **g** – ağırlıq qüvvəsi təcilidir. Bu tənliklərdə elektronlar soyuq hesab olunur ($p_e \ll p_i$) və onların əlavəsi nəzərə alınmır. ‖ və ⊥ indeksləri xarici maqnit sahəsinə nəzərən kəmiyyətlərin uzununa və eninə olan komponentlərini göstərir. Bu tənliklərin adi izotrop MHD tənliklərdən və MHD yaxınlaşmada toqquşmasız ÇQL tənliyindən fərqi özündə iki istilik şüalanma komponentini: eninə və uzununa temperaturlarla bağlı olan $S_\perp$ və $S_\parallel$ istilik selini əks etdirməsidir.

Sferik simmetrik stasionar taca baxaq. $\partial/\partial t$=0. Sferik koordinatlarda ($r,\ \theta,\ \phi$), ekvator müstəvisində (θ=π/2) və bütün parametrlər yalnız radial r məsafədən asılıdır. $\partial/\partial\theta$=$\partial/\partial\phi$=0. Plazmanın müstəvi axınına baxaq. V_θ=0, bu istiqamətdədə günəşin maqnit sahəsi donmuş kimi dartılır. B_θ=0. Ağırlıq qüvvəsi təcili $\boldsymbol{g}$=$-\boldsymbol{e}_r GM_o/r^2$ olacaqdır. Plazmanın müstəvi birölçülü yayılması zamanı tənliklər sadələşir. (2) və (8) –dən iki saxlanma qanunu alınır:

$$r^2 B_r = C_1, \qquad r^2 \rho V_r = C_2. \tag{10}$$

Burada C_1 və C_2– sərhəd şərtləri ilə təyin olunan inteqral sabitləridir. Tənliyin r və θ– komponentləri imkan verirki (7)-dən ϕ–ə görə inteqrallama apardıqdan sonra

$$r(B_\phi V_r - V_\phi B_r) = C_3, \tag{11}$$

alarıq, haradakı C_3=$const$. (3) hərəkət tənliyi tam inteqral verir.

$$\frac{d}{dr}r^3\left(\rho V_r V_\varphi - \frac{1}{4\pi}B_r B_\varphi + \Delta h_r h_\varphi\right) = 0$$

Buradan

$$rV_\varphi + \frac{r}{4\pi}\frac{C_1}{C_2}\left(\frac{4\pi\Delta}{B^2} - 1\right)B_\varphi = C_4 \tag{12}$$

Tam enerjinin saxlanma qanunundan istifadə etsək, alarıq:

$$r^2\left[V_r\left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{B^2}{4\pi} + 2P_\perp + \frac{1}{2}P_\parallel - \rho\frac{GM}{r}\right) + h_r((V\cdot h)\left(\Delta - \frac{B^2}{4\pi}\right) + S_\perp + \frac{1}{2}S_\parallel)\right] = C_5 \tag{13}$$

Qeyd edək ki, (10)-(13) tənliklərində izotrop MHD tənliklərinə keçməklə p=$p_\parallel$= $p_\perp$ və $S_\parallel$= $S_\perp$=0 nəzərə alsaq və qaz təzyiqi üçün $p(\rho)$ politrop münasibətinidə əlavə etsək qapalı qeyri xətti cəbri tənliklər sistemi alanacaqdır. Bu günəş küləyi üçün klassik Veber-Deviss məsələsidir [19] (bax həmçinin [4] –də (23.20) tənliyi). Veber -Deviss məsələsində spirallığı nəzərə almasaq (B_ϕ=V_ϕ=0), Parkerin klassik modelini alarıq [14].

$P_\perp$ üçün (5) tənliyindən tam inteqral alırıq:

$$r^2 B(P_\perp V_r + S_\perp h_r) = C_6 \tag{14}$$

3. Ümumiləşmiş Parker modeli

B_ϕ=0 və V_ϕ=0 olduqda (2-8) tənlikləri sadə forma alır. Nəzərə alsaq ki, $B=B_r$, h_r=1, h_ϕ=0, onda tənlikləri aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$r^2B=C_1,\ r^2\rho V=C_2, \tag{15}$$

$$\frac{V^2}{2}+\frac{1}{\rho}\left(P_\perp+\frac{3}{2}P_\parallel\right)+\frac{1}{\rho V}\left(S_\perp+\frac{1}{2}S_\parallel\right)-\frac{GM}{r}=\frac{C_5}{C_2}, \tag{16}$$

$$r^4(p_\perp V+S_\perp)=C_1C_6, \tag{17}$$

$$r^4\rho^2\frac{d}{dr}\left(\frac{V_rP_\parallel}{r^2\rho^2}\right)+\frac{d}{dr}(r^2S_\parallel)-4rS_\perp=0, \tag{18}$$

$$\frac{1}{V^2}\frac{d}{dr}\left(S_\parallel\frac{V^3}{\rho}\right)+\frac{3}{2}\frac{d}{dr}\left(\frac{P_\parallel}{\rho}\right)^2=0, \tag{19}$$

$$\frac{d}{dr}\left(r^2S_\perp\frac{V}{\rho}\right)+\frac{P_\parallel}{\rho}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{P_\perp}{\rho}\right)-2r\left(\frac{P_\perp}{\rho}\right)^2=0. \tag{20}$$

burada V=V_r. Göründüyü kimi maqnit sahə intensivliyi heç bir tənliyə daxil deyil. Maqnit sahəsi plazmanın radial axınına bir başa təsir etmir. Maqnit sahəsinin mövcudluğu təzyiq və temperatur anizotropluğunun yaranma səbəbidir. (16) və (17) tənlikləri $S_\parallel$ və $S_\perp$ istilik axınlarını sistemdən aradan qaldırmağa imkan verir.

Tənliyi sadələşdirmək üçün ölçüsüz kəmiyyətlərə və parametrlərə keçəcəyik: $u_\parallel^2=p_\parallel/\rho$ və $u_\perp^2=p_\perp/\rho$ istilik sürətləri daxil edək.

$$x=\frac{r}{R},\ X=X(x)=\frac{V^2}{v_0^2},\ Y=Y(x)=\frac{u_\parallel^2}{v_0^2},\ Z=Z(x)=x^2\frac{u_\perp^2}{v_0^2},\qquad \bar{C}_5=\frac{C_5}{C_2v_0^2},$$

$$\bar{C}_6=\frac{C_1C_6}{C_2Rv_0^2},\ \ \bar{g}=\frac{GM_0}{Rv_0^2} \tag{21}$$

Burada R – Günəşin radiusu, v_0– günəş küləyi üçün xarakterik sürətdir (bu yer yaxımlığında günəş küləyinin sürəti götürülə bilər (=v_E)). Beləliklə alarıq:

$$\left(\frac{Y}{X}-1\right)\frac{dX}{dx}-2\frac{dY}{dx}+\frac{4Z}{x^3}-\frac{2\bar{g}}{x^2}=0 \tag{22}$$

$$(Y-X)\frac{dZ}{dx}+(\bar{C}_6-Z)\frac{dX}{dx}-\frac{2Z^2}{x^3}=0 \tag{23}$$

$$\left(\frac{Y}{X}-1\right)\frac{dY}{dx}+\frac{K_1-X-2Y}{X}\frac{dX}{dx}+K_2=0 \tag{24}$$

Burada

$$K_1=\frac{4}{3}\left(\bar{C}_5+\frac{\bar{g}}{x}-\frac{\bar{C}_6}{x^2}\right),\ \ K_2=\frac{2}{3x^2}\left(\frac{\bar{C}_6}{x}-\bar{g}\right) \tag{25}$$

Tənliklərdə əsasən iki sabit işrtirak edirki, onlar digər sabitlərin kombinasiyası ilə ifadə olunur və ifadələrinə maqnit sahəsi intensivliyi daxil deyil (16-17).

$$\bar{C}_5 = \frac{C_5}{C_2 v_0^2} \qquad \bar{C}_6 = \frac{C_1 C_6}{C_2 R v_0^2},$$

$\bar{C}_5$ sabit ifadəsi günəş plazmasının yayılması zamanı ümumi sahə potensialını xarakterizə edilə bilən kəmiyyət kimi verilir. Özündə qravitasiy, irəliləmə, istilik hərəkəti və şüalanmasıni əks etdirir. Sabitə daxil olan qravitasiya sahəsi potensialı mənfi olmaqla günəşdən uzaqlaşdıqca ədədi qiymətcə azalır. Deməli ifadədə olan digər hədlərin dəyişməsi qravitasiya potensialının dəyişməsini kompensasiya edir. Nəticədə ifadə Günəşdən olan məsafədən asılı olmadan sabit qalır. Bu təzyiq və istilik şüalanma komponentləri dəyişməsi haqqında mülahizələr verməyə imkan yaradır. Digər $\bar{C}_6$ sabiri qravitasiya hədlərinə malik deyil. Mexaniki, termodinamik və şüalanma parametrləri arasında əlaqə yaradır. Bu sabitlər ilk dəfə Cəlilov N.S. (Dzhalilovs constants) tərəfindən verilmişdir [20]. Lakin geniş tədqiq olunmamışdır.

Tənliklər sistemini həll etmək üçün əvəzləmə daxil edək:

$$X(x) = M(x)K1(x), Y(x) = N(x)K1(x)$$

Nəticədə yeni dəyişənlərlə bağlı qeyri xətti diferensial tənliklər alınır. İlk variant olaraq m=const, n=const və X(x)=m K1(x), Y(x)=n K1(x) qəbul edək.
Z(x) parametrini aradan qaldırsaq: (23) –(24) tənliklərindən alarıq:

$$8g(m-n)\left(m+n-\tfrac{3}{2}\right)\bar{C}_5 x^3 - 4\bar{g}^2\left(m+n-\tfrac{3}{2}\right)x^2 + 40\bar{g}\bar{C}_6\left(m+n-\tfrac{3}{2}\right)\left(m+\tfrac{3n}{5}\right)x - 48\bar{C}_6^2\left(m^2+\left(\tfrac{4n}{3}-1\right)m+\tfrac{1}{3}n^2\right) = 0 \qquad (26)$$

$$\frac{16(\bar{g}x-2\bar{C}_6)(\bar{C}_5x^2+\bar{g}x-\bar{C}_6)\left(m^2+\left(3n-\frac{3}{2}\right)m-n^2\right)}{9x^5} = 0 \qquad (27)$$

(27) ifadəsində ilk iki mötərizə sıfır ola bilməz. Onlar K_1 (x) və K_2 (x) ifadələrini təyin edir. K_1(x)=0 olarsa, X(x)=0 və Y(x)=0. Hər iki dəyişənin eyni vaxtda sıfır olma həlli bizi qane etmir. Üçüncü mötərizəni sifir edın əmsallar arasında əlaqə tapırıq:

$$\left(m^2+\left(3n-\tfrac{3}{2}\right)m-n^2\right) = 0 \quad \text{və buradan}$$

$$n = \frac{3m}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{13m^2-6m} \qquad (28)$$

(28) ifadəsini (26) –da nəzərə alsaq, çoxhədli alırıq:

$$\textstyle\sum_{k=0}^{3} a_k x^{-k} = 0 \qquad (29)$$

burada

$$a_3 = -\frac{4C_6^2 m\left(29m-9-7\sqrt{13m^2-6m}\right)}{9}$$

$$a_2 = -\frac{4\bar{C}_6\left(5m-3+\sqrt{13m^2-6m}\right)\left(19m+3\sqrt{13m^2-6m}\right)}{9}$$

$$a_1 = -\frac{4\bar{g}^2\left(5m-3+\sqrt{13m^2-6m}\right)\left(11m-3+3\sqrt{13m^2-6m}\right)}{18}$$

$$a_0 = -\frac{4\bar{g}C_5\left(5m-3+\sqrt{13m^2-6m}\right)\left(m+\sqrt{13m^2-6m}\right)}{9}$$

Cəmdə alınan üç əmsalda eyni ifadə vardırki, onu sıfır etməklə hədlərin sayını azaltmış və **m** əmsalını tapmış oluruq:

$$5m-3+\sqrt{13m^2-6m}=0 \tag{30}$$

Buradan m üçün iki qiymət alınır: m=1/2 və m=3/2. İkinci həll tənliyi ödəmədiyi üçün (real həllər üçün m –in qiymətləri 3/5 –dən böyük olmamalıdır) bir həll qalır. m=0.5.

Bu qiyməti (28)-də nəzərə almaqla **n** üçün də iki qiymət alırıqki, beləliklə tənliklər üçün 2 variantda həll: X,Y və Z –in ifadələrini tapmış oluruq.

1. $m=\frac{1}{2}, n=\frac{1}{2}, X(x)=mK_1(x)=\frac{1}{2}K_1(x), Y(x)=nK_1(x)=\frac{1}{2}K_1(x), Y(x)=X(x),$

$$Z(x)=\frac{4\bar{C}_6+\bar{g}x}{6}, \tag{33}$$

$$\frac{1}{r^3}\left(\frac{1}{18}\bar{g}^2x^2-16\bar{g}x\bar{C}_6-8\bar{C}_6^2\right)=0 \text{ şərti ilə}, \tag{34}$$

2. $m=\frac{1}{2}, n=1, X(x)=mK_1(x)=\frac{1}{2}K_1(x), Y(x)=nK_1(x)=K1(x),$

$$Y(x)=2X(x), \quad Z(x)=\bar{C}_6, \ \frac{2\bar{C}_6}{r^3}=0 \ \text{şərti ilə}, \tag{35}$$

4. Nəticələr

16 momentli köçürmə MHD qeyri-xətti adi differensial tənliklər sistemini həll edərək Günəş küləyi üçün qlobal həllər tapılmışdır: Z=0 olmaqla X(x) və Y(x) üçün riyazi ifadə alınmışdır.

$$X(x)=\frac{2}{3}\left(\bar{C}_5+\frac{\bar{g}}{x}\right), \quad Y(x)=\frac{4}{3}\left(\bar{C}_5+\frac{\bar{g}}{x}\right), \quad Z(x)=0$$

və ya $r\to\infty$ $$X(x)=\frac{2\bar{C}_5}{3}, \quad Y(x)=\frac{4\bar{C}_5}{3} \quad Z(x)=\bar{C}_6 \tag{36}$$

Daha bir həll konkret lokal Max ədədinin M=1 halı üçün tapılmışdır. Məhz bu nöqtədən sonra plazma turbilent axına keçir. Ona görədə bu nöqtənin təyini, nöqtənin günəşdən məsafəsinin tapılması əhəmiyyətlidir. Bu da tapdığımız birinci həllə uyğun nöqtədir ki, məsafə (34) tənliyinin həllindən alınır:

$$r=r_{max}=a=2\frac{\bar{C}_6}{\bar{g}}\left(4\pm3\sqrt{2}\right), \ X(x)=Y(x)=\frac{1}{2}K_1(x), x=a \tag{37}$$

İlk dəfə olaraq X(x)=Y(x) halına uyğun gələn məsafə - günəş küləyi kimi yayılan plazmanın laminar axından turbilent hala keçməsinə qədər günəşdən olan məsafə tənliklərə daxil olan sabitlər vasitəsi ilə tapılmış, bu nöqtədə X(a), Y(a) sabit kimi təyin olunmuşlar. Bu da tənliklərə daxil olan inteqral sabitlərinin qiymətləndirilməsinə imkan verəcəkdir.

$$X(a) = Y(a) = \frac{4}{3}\left(\bar{C}_5 + \frac{\bar{g}}{a} - \frac{\bar{C}_6}{a^2}\right), \quad (38)$$

M=1 -ə uyğun məsafədə axının xarakterinin dəyişməsi zamanı plazmanın fizika halı maraqlı olaraq qalır. Həmin nöqtə üçün X(x)=X(a), Y(x)=Y(a), sıfırdan fərqli riyazi ifadə ilə təyin olunan sabit ədədlərə bərabərdır (38), lakin X(x) və Y(x) in bir tərtib törəmələri bir -birindən fərqli olmalıdır. Çünki nöqtədən kənarda, günəşə yaxın və uzaq məsafələrdə hər iki funksiyanın qiyazi ifadələri, radial məsafədən asılılıq xarakteri fərqlidir. Məhz X=Y halına uyğun nöqtədə günəş küləyini xarakterizə edən kəmiyyətlər arasında qarsılıqlı çevirmələr, enerji-impuls-istilik-sülanma ötürmələri yaranırki, sonrakı mərhələdə külək sürətini artırır.

Tapılan ifadə və rəqəmlər kosmik aparatların köməyi ilə tədqiq oluna, radiasiya təhlükəsizliyi və günəş küləyi ilə bağlı qlobal məsələlərin həllində istifadə edilə bilər.

Hesablamalar Maple proqram paketində aparılmışdır.

Minnətdarlıq

Müəllif tətqiqatın gedişində dəyərli elmi məsləhətlərinə görə AMEA-nın müxbir üzvü, prof. N. Cəlilova dərin təşəkkürünü bildirir.

Bu iş Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Elmin İnkişafı Fondunun maliyyə yardımı ilə yerinə yetirilmişdir – Qrant № EİF-BGM-4-RFTF-1/2017-21/06/1

Ədəbiyyat

1. Aschwanden M.J., Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions, Berlin: Springer, 2005, 892 p.
2. Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E. The Boltzmann Equation and the One-Fluid Hydromagnetic Equation in the Absence of Particle Collisions, Proc.Roy.Soc.London A., Vol 236, No 1204,1956, pp 112-118.
3. Kato Y., Tajiri M., Taniuti T., Propagation of Hydromaqnetic Waves in collisionless Plasma. I, J. Phys. Soc. Japan, Vol.21, No 4, 1966 pp.765-777.
4. Баранов В. К., Краснобаев К. В., Гидродинамическая теория космической плазмы М., Наука. 1977, 335 с.
5. Demars H.G., Schunk R.W., Transport equations for multispecies plasmas based on indivudial bi-Maxwellian distributions., J. Phys. D., Vol. 12, No.5, 1979, pp. 1051-1077.
6. Olsen E.L., Leer E., A study of solar wind acceleration based on gyrotropic transport equations, Geophys. Res. J., Vol. 104, No. A5, 1999, pp 9963-9974.
7. Li X., Proton temperature anisotropy in the fast solar wind: A 16-moment bi Maxwellian model, J. Geophys. Res., Vol.106, No.A5, 1999, pp. 19773-19785.
8. Lie-Svendsen O., Leer E., Hasteen V.H., A 16-moment solar wind model: From the chromosphere to 1 AU., Geophys/Res. , Vol.106, No.A5, 2001, pp 8217-8232.
9. Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Stadue J., Wave instbilities in an anisotropic magnetized space plasma, Astron. Astrophys., Vol. 489, No.2, 2008, pp.769-772.
10. Kuznetsov V.D., Dzhalilov N.S. Sixteen Moment Approximation for Collisionless Space Plasma: Waves and Instabilities, Plasma Physics Reports, Vol. 35, No.11, 2009, pp.962-975.

11. Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Anisotropic MHD Model and Some Solitions, Plasma Physics Reports, Vol. 36, No. 9, 2010, pp. 788-793.
12. Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J., Wave instabilities of Collisionless Plasma in Find Approximation, Contrib. Plasma Phys., Vol. 51, No.7, 2011, pp. 621-638.
13. Parker E.N., Interplanetary dynamical processes, New York, Interscience Publishers, 1963, 272 p.
14. Parker E.N., Dynamical Properties of Stellar Coronas and Stellar Winds. V. Stability and Wave Propagation, Astrophys. J., Vol.143, No.1, 1966, pp.32-37.
15. Echim M., Lemaire, J., Lie-Svendsen O., A review on solar wind modeling: kinetic and fluid aspects, arxiv: astro-ph.SR, Vol.1, 1306.0704, 2013, 68 p.
16. Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы М.Наука 1974, 719 с.
17. Ораевский В.Н., Коников Ю.В., Хазанов Г.В. Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме. М.:Наука, 1985, 171 с.
18. Ramos J.J., Dynamic evolution of the heat fluxes in a collisionless magnitized plasma, Phys. Plasmas, Vol. 10, No.9, 2003,pp3601-3607.
19. Weber E.J., Davis L., The angular momentum of the solar wind, Astrophys. J., Vol.148, No.4, 1967, pp.217-227.
20. Джалилов Н.С., Алиев Н.А., Исмаилов Н.А. Processing of IAM, V.3, N1, 2014, pp 3-14.

SOLAR RADIATION AND GENERALIZED HYDRODYNAMICS MODEL OF THE SOLAR WIND

M.M. Bashirov[1,2]

[1]*Institute of Radiation Problems of ANAS*
[2]*Shamakhi Astrophysical Observatory named after N. Tusi, ANAS*
mbashirov01@mail.ru

Abstract: For the solar radiation which is the main source of radioactive safety, a magnetohydrodynamic model is given in which the heat flux along the solar wind and the temperature anisotropy of the proton plasma is taken into account. Based on the 16-moment magnetohydrodynamic ordinary nonlinear equations obtained, a particular solution was found. Parker model is generalized in case of accounting for anisotropy effects. Some solutions, analytical expressions of wind speed and components of thermal velocity. The results obtained can be used in practical and theoretical research and for finding global solutions to problems associated with the solar wind and when solving problems of radiation.

Keywords: radioactive radiation, sun, MHD, magnetic hydrodynamics, plasma, solar wind, the crown.

СОЛНЕЧНАЯ РАДИАЦИЯ И ОБОБЩЕННЫЙ МАГНИТОДИНАМИЧЕСКИЙ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

М.М. Баширов[1,2]

[1]*Институт Радиационных Проблем,*
[2]*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси, НАНА*
mbashirov01@mail.ru

Резюме: Для солнечного корпускулярного излучения, который является основным источником радиоактивной безопасности, дано магнитогидродинамическая модель в который учитывается тепловой поток вдоль солнечного ветра и температурная анизотропия протонной плазмы. На основе полученных 16 - моментные магнитогидродинамических обыкновенный нелинейных уравнений найдена частные решения. Обобщается модель Паркера на случай учета эффектов анизотропии. Найдены некоторые решения, аналитические выражения скорости ветра и компоненты теплового скорости. Найденные результаты можно использовать при практического и теоретического исследования и для нахождение глобальных решений задач связанные с солнечным ветром и при решение задач по радиационного излучения.

Ключевые слова: радиоактивная излучение, солнце, МГД, магнитное гидродинамика, плазма, Солнечный ветер, корона.