

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASI

AZƏRBAYCAN
ASTRONOMİYA
JURNALI

2016, Cild 11, № 2

AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES

ASTRONOMICAL
JOURNAL OF
AZERBAIJAN

2016, Vol. 11, No. 2

Bakı-2016 / Baku-2016

ASTRONOMICAL JOURNAL OF AZERBAIJAN

Founded in 2006 by the Azerbaijan National Academy of Sciences (ANAS)

Published in the Shamakhy Astrophysical Observatory (ShAO) named after
N. Tusi, ANAS

ISSN: 2078-4163 (Print), 2078-4171 (Online)

Editorial board

Editor-in-Chief:	Dzhalilov N.S.
Associate Editor-in-Chief:	Babayev E.S.
Secretary:	Bahaddinova G.R.
Members:	Aliyev J.S. <i>Shamakhy Astrophysical Observatory, ANAS</i>
	Asvarov A.I. <i>Institute of Physics, ANAS</i>
	Guliyev A.S. <i>Shamakhy Astrophysical Observatory, ANAS</i>
	Gulu-zade J.M. <i>Baku State University</i>
	Haziyeu G.A. <i>Batabat Astrophysical Observatory, ANAS</i>
	Huseynov V.A. <i>Baku State University</i>
	Ismayilov N.Z. <i>Shamakhy Astrophysical Observatory, ANAS</i>
	Mikayilov X.M. <i>Shamakhy Astrophysical Observatory, ANAS</i>
Technical Editors:	Ismayilli R.F., Asgarov A.B.
Editorial Office address:	ANAS, 30, Istiglaliyyat Street, Baku, AZ-1001, the Republic of Azerbaijan
Address for letters:	ShAO, P.O.Box №153, Central Post Office, Baku, AZ-1000, Azerbaijan
E-mail:	aaj@shao.az
Phone:	(+994 12) 510 82 91
Fax:	(+994 12) 497 52 68
Online version:	http://www.aaj.shao.az



PROFESSOR CƏFƏR QULUZADƏNİN
80 İLLİYİNƏ HƏSR OLUNAN
BEYNƏLXALQ ELMI KONFRANS
MATERİALLARI



Baş redaktordan

Hörmətli həmkarlar,

Azərbaycan Respublikasında astronomiya elminin inkişafında böyük xidmətlərə malik, Günəş fizikası sahəsində tanınmış alim, Bakı Dövlət Universitetinin Astrofizika kafedrasının müdiri, professor Cəfər Quluzadənin 80 illik yubileyi qeyd edilmişdir. AMEA Nəsirəddin Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası üçün astrofizika sahəsində kadr hazırlığı sahəsində Cəfər müəllimin rolu çox mühümdür. Onun BDU-un Astrofizika kafedrasında tədris prosesini dövrün müasir tələblərinə uyğun təşkil etmək bacarığı, müəllifi olduğu dəyərli kitabları, dərslik və monoqrafiyaları, praktik astrofizikanın tədrisinin həmişə Rəsədxana və onun əməkdaşları ilə bilavasitə birgə təşkili öz bəhrəsini vermiş, bütöv bir astrofiziklər nəsli yetişmişdir. Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında 22 oktyabr 2016-cı il tarixində professor Cəfər Quluzadənin 80 illik yubileyinə həsr edilmiş Beynəlxalq konfrans keçirilmişdir. Konfransda astrofizikanın bir çox sahələri üzrə maraqlı məruzələr və müzakirələr olmuşdur. Azərbaycan Astronomiya Jurnalının 2016-cı ilinin iki nömrəsi - №2 və №3 - bu konfransın materiallarına həsr edilir. Konfrans materialları statusunda olan məqalələr müəlliflərin təqdim etdikləri formatda, üslub qorunmaqla və dəyişikliklər edilmədən çap edilir.

"Azərbaycan Astronomiya jurnalı"nın Baş redaktoru,
AMEA-nın müxbir üzvü f.-r.e.d. Namiq Cəlilov

Contents

- 1. Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Cəfər Müseyib Oğlu Quluzadə** 6
N.S. Cəlilov
- 2. On the full asymmetry of the whole Fraunhofer lines
profiles in spectrum of the sun** 10
D.M. Kuli-Zade, S.G. Mamedov
- 3. Kelvin-Helmholtz instability in the solar wind plasmas: 16-
momentum fluid formalism** 15
*R.F. Ismayilli, N.S. Dzhililov, B.M. Shergelashvili,
S. Poedts, M.Sh. Pirguliyev*
- 4. Исследование характеристик параметров солнечных
радиовсплесков – как эффективный критерий
прогнозирования космической погоды** 20
*Ш.Ш. Гусейнов, И.Г. Гахраманов, С.Ш. Гусейнов, В.М. Сомсигов,
Ю.Н. Левин, А.Б. Андреев, В.И. Капытин*
- 5. МГД волны и неустойчивости в анизотропной
двухкомпонентной космической плазме** 27
Н.С. Джалилов, С.Ш. Гусейнов.

FİZİKA-RİYAZİYYAT ELMLƏRİ DOKTORU, PROFESSOR CƏFƏR MÜSEYİB OĞLU QULUZADƏ

*N. S. Cəlilov**

*N. Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası, Bakı, Azərbaycan*



Cəfər Müseyib oğlu Quluzadə 1936-cı ilin avqust ayının 27-də Azərbaycanın Tovuz rayonunun Xatınlı kəndində kolxozçu ailəsində anadan olmuşdur.

Məktəbdə oxuyarkən Cəfər Quluzadə bütün fənnlərə eyni münasibət bəsləyirdi. Hələ 7-8-ci siniflərdə oxuyarkən şeir yazırdı. Onun yazdığı inşa yazıları nümunə kimi rayonun bütün məktəblərinə göndərilirdi. Ədəbiyyat müəllimi ona universitetin filologiya fakültəsini, tarix müəllimi tarix fakültəsini, idman müəllimi də idman sahəsini təklif edirdilər. Atası isə, ona cərrah olmağı məsləhət görürdü. Məktəbdə Nyuton qanunlarını keçdikdən sonra o, qəti qərara gəldi universitetin fizika-riyaziyyat fakültəsinə gedəcək.

1955-ci ildə Cəfər Quluzadə Azərbaycan Dövlət Universitetinin fizika-riyaziyyat fakültəsinin fizika bölməsinə daxil olur. III kursu bitirdikdən sonra onu dünyanın məşhur universitetlərindən birinə - Leningrad Dövlət Universitetinə

* E-mail: namigd@mail.ru

(indiki Sankt-Peterburq Universitetinə) yeni açılmış “Astrofizika” ixtisasına köçürürlər.

O zamanlar S.-Peterburq dünyanın “astronomiya paytaxtı” adlanırdı. Cəfər Quluzadə orada böyük məktəb keçir. O, dünya şöhrətli astronomlardan – akademik V. V. Sobolev, akademik A.A. Mixaylov, müxbir üzvlər – prof. O. A. Melnikov, prof. V. A. Krat, prof. M. İ. Subbotin, prof. V. A. Dombrovskiy, prof. A. A. Nikitin, V. G. Qarbatskiy və başqalarından dərslər almışdır.

Buraxılış dövlət imtahanlarını böyük müvəffəqiyyətlə verən Cəfər Quluzadə Dövlət imtahan komissiyasının yüksək qiymətinə layiq görülür. İmtahanın sonunda tələbələrin qiymətlərini elan edən Dövlət imtahan komissiyasının sədri prof. Qorşkov ayrıca qeyd edir: "Leninqrad Dövlət Universitetinin Dövlət imtahan komissiyası tələbə Quluzadənin yüksək hazırlığını xüsusilə qeyd edir."

Cəfər Quluzadənin məşhur alim, SSRİ EA-nın müxbir üzvü O.A.Melnikovun rəhbərliyi altında yerinə yetirdiyi diplom işi bütövlükdə çapa məsləhət görüldü və tələbələrin elmi işləri jurnalında çap olunub.

Universiteti müvəffəqiyyətlə bitirdikdən sonra Cəfər Quluzadə prof O. A. Melnikovun təklifi ilə Leninqrad (S.-Peterburq) Universitetinin Astrofizika kafedrasında aspiranturada saxlanılıb.

Hələ aspiranturada oxuduğu müddətdə o, Günəş spektrində güclü rezonans Fraunhofer xətlərinin profillərinin mərkəzi intensivliklərinin nəzəriyyədən çox fərqlənməsini, daha doğrusu, sıfırdan fərqli olmasını izah etmişdir. O göstərmişdir ki, güclü Fraunhofer xətlərinin mərkəzinə fluoressensiya və səpilmənin qeyri-kohərentliyi ilə yanaşı, xromosfer emissiyası da təsir edir. Bu da güclü Fraunhofer xətlərinin mərkəzi intensivliklərinin nəzəri gözlənilmədiyindən xeyli böyük olmasına səbəb olur.

Aspirantura illərini çox müvəffəqiyyətlərlə başa vuran Cəfər Quluzadə 1966-cı ildə Leninqrad Universitetinin elmi şurasında "Müxtəlif intensivlikli Fraunhofer xətlərinin profilləri haqqında" adlı dissertasiya işini müdafiə edir. Dissertasiya işinin opponətləri SSRİ Elmlər Akademiyasının müxbir üzvü, prof. V.A.Krat və f.-r.e.d. prof. A.A. Nikitin dissertasiya işinə çox yüksək qiymət verirlər.

Müdafiədən sonra Cəfər Quluzadə Leninqrad Universitetində və dünyanın astronomiya mərkəzi sayılan Pulkovo rəsədxanasında işə dəvət almışdır. Lakin öz doğma vətəninə qayıtmağa və orada çalışmağa üstünlük vermişdir.

1968-ci ildən Cəfər Quluzadə taleyini Bakı Dövlət Universiteti (BDU) ilə bağlamışdır. O, ilk dəfə olaraq BDU-nun Fizika fakültəsinin molekulyar fizika və optika kafedrasının nəzdində Astrofizika laboratoriyası və “Astrofizika” ixtisası açmış və ilk astrofizik ixtisasçılar hazırlamağa başlamışdır. 1975-ci ildə bu ixtisaslaşmanın əsasında BDU-da ilk dəfə olaraq Astrofizika kafedrası yaradılmışdır.

Hazırda AMEA-nın Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında çalışan elmi əməkdaşların böyük əksəriyyətini “Astrofizika” ixtisasını bitirənlər təşkil edir.

Onların hamısı Cəfər müəllimin tələbələri olmuşlar və Cəfər müəllimin tələbəsi olmaqla fəxr etdiklərini bildirirlər.

Professor Cəfər Quluzadə BDU–nun fizika fakültəsində 1968-69 -cu illərdə dosent, 1988-1991-ci illərdə professor əvəzi, 1991-ci ildən professor və 1997-ci ildən bu günə qədər Astrofizika kafedrasının müdiri vəzifəsində çalışır.

1985-ci ildə Cəfər Quluzadə “Atom spektroskopiyası” dərsliyini yazmışdır. Bu dərslük bütün universitetlərin magistratura pilləsində tədris olunur. Dərslük Türkiyənin İstanbul Universitetində türk dilinə tərcümə olunmuş və orada tədris olunur.

2004 – cü ildə Cəfər Quluzadənin “Klassik astronomiya” dərsliyi çapdan çıxıb. Qısa müddətdə bu kitaba böyük ehtiyac olduğundan 2007- ci ildə onun yeni, işlənilmiş ikinci nəşri çap olunub. Respublikanın bütün universitetlərində “Klassik astronomiya” kitabı əsas dərs kitabı kimi tədris olunur. 2012-ci ildə Cəfər Quluzadənin “Günəş fizikası” kitabı çapdan çıxmışdır. Nə rus dilində, nə ingilis dilində, nə də başqa dildə belə bir tədris kitabı yoxdur. 2006-cı ildə rus dilində Cəfər Quluzadənin “Günəşin Fraunhofer spektri” monoqrafiyası çapdan çıxmışdır.

Bunlardan başqa Cəfər Quluzadə astronomiya üzrə bir çox dərs vəsaiti yazmışdır: “Nikolay Kopernik və dünyanın heliosentrik sistemi”, “Təqvimlərin riyazi və astronomik əsasları” və s.

“Atom spektroskopiyası”, “Klassik astronomiya” və “Günəş fizikası” kitabları və xüsusilə rus dilində yazılmış “Günəşin Fraunhofer spektri” monoqrafiyası təkcə Azərbaycanda yox, onun hüdudlarından kənarda da astronomların masaüstü kitablarıdır. Cəfər Quluzadə 200-dən çox elmi məqalənin müəllifidir. O, Günəş fizikası sahəsində bir çox yeni tədqiqat üsulunu təklif etmiş və onlar tətbiq olunmaqdadır.

Onun “Günəş spektrində kəsilməz spektr səviyyəsinin təyini”, “Güclü udulma xətlərinin genişlənmə mexanizmlərinin təhlili”, “Zəif Fraunhofer xətlərinin profilərinin incə quruluşunun tədqiqi” və s. üsulları elm dünyasında qəbul olunmuşdur.

Prof. Cəfər Quluzadə Fraunhofer xətlərinin incə quruluşunu ətraflı tədqiq etmək üçün yeni kəmiyyət üsulu vermiş və bir neçə yeni fiziki kəmiyyətlər daxil etmişdir. Onlardan “differensial simmetriya” profilin verilmiş dərinliyində asimmetriyadan kənara çıxmanı, “inteqral asimmetriya” profilin bütövlükdə asimmetriyasını, “qalıq asimmetriya” hansı asimmetriyanın (bənövşəyi və ya qırmızı) üstün olduğunu və nəhayət, “nisbi asimmetriya” inteqral asimmetriyanın profilin ekvivalent enliyinin hansı hissəsini təşkil etdiyini göstərir. Bu üsul əvvəlki üsulların heç birinə söykənmir və onların izah edə bilmədiyi bir çox məsələləri izah etməyə imkan verir. Astrofizika ədəbiyyatına bu üsul “Quluzadə üsulu” kimi daxil olmuşdur.

Cəfər Quluzadənin aldığı bir çox elmi nəticələr K. Allenin Londonda çap olunmuş “Atrofiziki kəmiyyətlər “ kitabında, J.L.Tekin Vaşinqtonda çap olunmuş “A High – Dispersion Spectral Analysis of the BaII STAR HD 204075 (capricorni)” monoqrafiyasında, akademik V.V. Sobolevin “Kurs teoretikəskoy astrofiziki” kursunda və s. dərslik və monoqrafiyalarda yer almışdır. Cəfər Quluzadə bir çox ölkələrdə beynəlxalq konfransların təşkilat komitəsinin üzvi olmuş, iclaslarda sədrlik etmişdir. O, Respublika daxilində çıxan iki elmi jurnalın və xaricdə çıxan çoxseriyalı “Asian Transactions” elmi jurnalının redaksiya heyətinin üzvü və rəyçisidir.

2009-cu ildə ölkə prezidenti cənab İlham Əliyevin fərmanı ilə Cəfər Quluzadəyə “Əməkdar müəllim” fəxri adı verilmişdir. 2016-cı ildə o, Avropa nəşr və mediya evinin qızıl medalına layiq görülmüşdür. 2001-ci ildən Avropa astronomiya cəmiyyətinin üzvi seçilmiş, SSRİ Kosmonavtika federasiyasının fəxri diplomuna layiq görülmüşdür.

Prof. Cəfər Quluzadə Fizika və Astronomiya üzrə Respublika koordinasiya şurasının üzvi, Astrofizika üzrə dissertasiya şurasının sədr müavini

ON THE FULL ASYMMETRY OF THE WHOLE FRAUNHOFER LINES PROFILES IN SPECTRUM OF THE SUN

D. M. Kuli-Zade ^{a*}, S. G. Mamedov ^b

^a Baku State University

*^b Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi,
Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

Quantitative method for the determination of asymmetry of whole Fraunhofer lines profile in the spectrum of the Sun and stars was proposed. New dimensional physical unit which is called integral or full asymmetry and determines asymmetry of whole lines profile was introduced. Full asymmetry of whole profile and its positive and negative fractions for 21 Fraunhofer lines of FeI in solar spectrum were defined. It was shown that with the increase of lines intensity full asymmetry significantly increases.

Keywords: Fraunhofer lines profile – Asymmetry – Full asymmetry

1. INTRODUCTION

Different methods are often used for the description of asymmetry of Fraunhofer lines profiles in the spectra of the Sun and stars: asymmetry coefficient, the third moment of distribution function of lines profiles, bisector - geometric locus of mid-chord which connects profile points on violet and red wings with similar intensity and others. However, these methods are not quantitative and have a descriptive character. This does not allow us to study the dependence of asymmetry of profiles on atomic and photospheric values which is very important for analysis of mechanisms leading to the asymmetry of Fraunhofer lines profiles in stellar atmosphere. Besides, for determination of asymmetry of whole Fraunhofer lines profiles there was no definite value. In the review by Atreshenko and Gadun [1] this point was especially emphasized: "There is no generally recognized characteristics for finding statistic dependences of asymmetry of lines

* E-mail: ckulizade@mail.ru

on, for example, atomic parameters to describe asymmetry of whole profile". In the Astrophysics Department of the Baku State University a new quantitative method was developed for investigation of asymmetry of Fraunhofer lines profiles, where a new physical value which quantitatively determines asymmetry of whole Fraunhofer lines profiles in the spectra of the Sun and stars, was introduced [2-4].

2. METHOD

The method of determining asymmetry of whole lines profile consists of the following. One takes two points with similar intensity on violet and red wings of line profile. Distance differences of these points from center of the profile for various profile depths are determined as:

$$\delta(R_i) = \Delta\lambda_{vi} - \Delta\lambda_{ri}, \quad (1)$$

which is a differential asymmetry and determines asymmetry on depth of the profile. Differential asymmetry $\delta(R_i)$ within the range of lines profile varies in value and in sign. In other words, within the range of the given line profile violet asymmetry $\delta(R) > 0$ is repeatedly replaced with red one $\delta(R) < 0$ and vice versa. Further, the dependence $\delta(R_i)$ on profile depth shown in Fig.1.

In the Fig.1 the dependence $\delta(R_i)$ on R for lines $\lambda 5367, 476A^\circ$ FeI in the spectrum of solar disc center is given. As it is seen, in the range of the given line profile $\delta(R)$, the sign repeatedly changes from $\delta(R) > 0$ (violet asymmetry) to $\delta(R) < 0$ (red asymmetry).

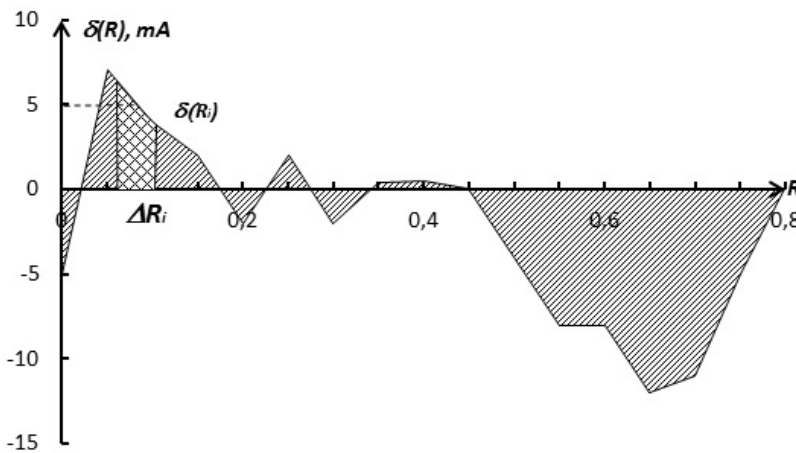


Fig. 1. Determination of asymmetry of whole profile.

Single shaded area which is limited by line dependence $\delta(R)$ on R with axis of abscissa can be expressed by the value

$$\Lambda = \sum_i^n |\delta(R_i)| \Delta R = \sum_{\delta(R)>0} |\delta(R_i)| \Delta R_i + \sum_{\delta(R)<0} |\delta(R_i)| \Delta R_i. \quad (2)$$

which is called as the integral of full asymmetry and determines the asymmetry of whole Fraunhofer line profile. This value is determined from observed lines profiles and measured in mA° .

In the equation (2) the first term determines the positive part

$$\Lambda_+ = \sum_{\delta(R)>0} |\delta(R_i)| \Delta R_i, \quad (3)$$

while the second term determines the negative part

$$\Lambda_- = \sum_{\delta(R)<0} |\delta(R_i)| \Delta R_i. \quad (4)$$

of the full asymmetry of line profile.

In Fig.1 double shaded area shows the component of summation in determining the asymmetry of whole Fraunhofer line profile. It should be noted that full asymmetry and its positive and negative parts are rather small values (several mA°). That's why in such studies it is necessary to select only non-blended lines with few isotopic shifts and practically free from hyperfine structure. In this regard it is convenient to use FeV lines of spectral region $\lambda\lambda 5000 - 7000 A^\circ$. Besides, for this task spectral devices of high spectral dispersion and high resolution must be used. That's why the study of fine structure of Fraunhofer lines profiles was started only after using digital double monochromators and Fourier spectrometers.

3. DETERMINATION OF FULL ASYMMETRY

We determined the asymmetry of a number of whole profiles of Fraunhofer lines of iron in the spectrum of solar disc center by the abovementioned method. Digital spectra obtained with the help of Fourier spectrometer of high-resolution were used [5]. Construction of lines profiles, determination of equivalent widths W and full or integral asymmetry Λ were conducted by the program ORIGIN. Results are given in the Table 1, where in the first column wavelengths of lines $\lambda(A^\circ)$ are presented, in the second equivalent widths in mA° , in the last three columns full asymmetry $\Lambda(mA^\circ)$ of whole profile and its positive and negative parts are given, correspondingly.

4. DISCUSSION

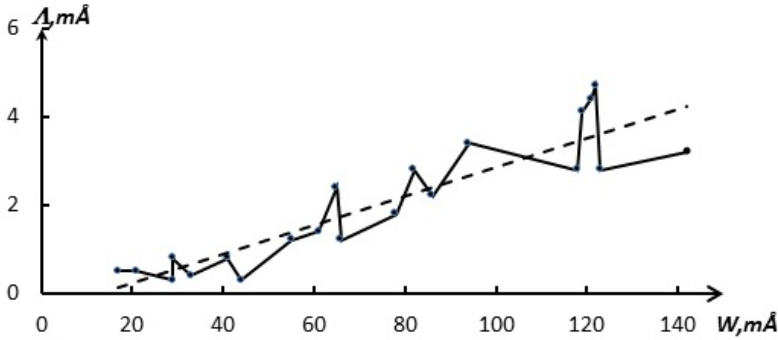


Fig. 2. Determination of asymmetry of whole profile.

As it was mentioned in the review by Atrosehniko and Gadun [1], the method of bisector does not allow us to study the dependence of asymmetry on atomic and phorospheric values, but the method of asymmetry coefficient gives the results which cannot be physically grounded. A number of authors obtained that with intensity of Fraunhofer lines the asymmetry coefficient which is determined by central moments of the second and third order, decreases and approaches zero for rather strong lines:

$$k = \frac{M_3}{(\sqrt{M_2})^3}. \quad (5)$$

We consider that this is a false result related to the description method.

As it is seen from (2), when determining full asymmetry of whole Fraunhofer line profile, modules of components are summed. Otherwise, inside lines profile positive and negative parts of asymmetry can compensate each other fully or partially, and asymmetrical line might seem as symmetrical. Previous methods cannot take into account the compensation of violet asymmetries in the same depths of line profile with red asymmetry in other depths. In our method this condition is taken into account with summing not the components $\delta(R_i)\Delta(R_i)$, but their modules. If asymmetry is related to dynamic processes in the solar photosphere, then it should influence more strongly on strong lines the formation of which covers the entire photosphere and chromospheres even partially, than on weak lines which occur in rather thin layer of photosphere. In Fig.2 the dependence of full asymmetry of whole line profile on equivalent widths of studied

lines is presented. As it is seen, with the increase of lines intensity full asymmetry clearly and significantly increases, which is expected from physical considerations.

REFERENCES

1. Atroshenko I.N., 1990, Gadun A.S. Asymmetry and absolute shifts of solar photospheric lines, *VINITI*, 1676, 90.
2. Kuli-Zade D.M. 2014, On the quantitative method for measurement and analysis of the fine structure of Fraunhofer line profiles, *Astron. Astrophys. Transactions*, 28, 4, 384-404.
3. Kuli-Zade D.M., 2001, Dependence of asymmetry of Fraunhofer lines profiles on intensity, *Astron. Jour.*, 1, 87-90.
4. Kuli-Zade D.M., 2001, Intensity dependence of the asymmetry of Fraunhofer line profiles, *Astronomy Reports*, 45, 1, 75-78.
5. Kurucz R.L., Furenlid I. , Brault J., Testerman L., 1984, Solar flux atlas from 296 to 1300 nm, New, Mexico, National Solar Observatory, 239.

KELVIN-HELMHOLTZ INSTABILITY IN THE SOLAR WIND PLASMAS: 16-MOMENTUM FLUID FORMALISM

*R. F. Ismayilli^{a*}, N. S. Dzhililov^a, B. M. Shergelashvili^{b,c,d},
S. Poedts^e, M. Sh. Pirguliyev^a*

*^a Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi,
Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

^b Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria

^c Abastumani Astrophysical Observatory at Ilia State University, Tbilisi, Georgia

*^d Combinatorial Optimization and Decision Support, KU Leuven campus Kortrijk,
E. Sabbelaan 53, 8500 Kortrijk, Belgium*

*^e Centre for Mathematical Plasma Astrophysics, Department of Mathematics,
KU Leuven, Leuven, Belgium*

We study wave properties and instabilities in a magnetized, anisotropic, collisionless plasma in the fluid approximation using the 16-momentum formalism [3]. In particular, we investigated equations different from the ideal MHD equations by including evolution equations for the heat fluxes with different components along the magnetic field $S_{\parallel}$ and in the transverse direction $S_{\perp}$. In this work, we studied the Kelvin-Helmholtz instability that occurs in the contact discontinuity interactions of the slow (350-400 km/s), fast (600-850 km/s) and CME (900-1200 km/s) components of solar wind, taking into account the pressure anisotropic properties ($p_{\perp}, p_{\parallel}$) of the wind plasma. This instability is investigated by solving the 16-momentum set of equations based on an assumed geometry.

Keywords: Magnetohydrodynamics (MHD) – Kelvin-Helmholtz instability (KHI) – Solar wind – 16-momentum transport equation – Collisionless plasma

* E-mail: rajab.ismayilli@gmail.com

1. INTRODUCTION

The Kelvin-Helmholtz instability (KHI) is one of the most important process in astrophysics and geophysics. It can occur in the presence of a two (or more) regions, which are in relative motion. The problem of the KHI of an anisotropic pressure plasma has been analyzed by several authors (Chandrasekhar [1], Talwar [2], etc.). The history of study of the wave instabilities including KHI using 16-momentum fluid formalism began with series works by N. S. Dzhililov and V. D. Kuznetsov [3]. In order to examine the KHI in the tangential discontinuity between collisionless flow regions of different velocities in the solar wind, we use the fluid approximations of the 16-moments set of the transport equations, guiding methodology in the paper [3]. In this article we will present simple configuration of tangential discontinuity with an opportunity to choose some special cases when parameters of plasmas such as the pressure, density, initial heat fluxes, plasma-beta and anisotropy obtained physical meaning values. We will discuss the cases when boundaries of three plasmas are Kelvin-Helmholtz unstable, by including dimensionless parameter h as ratio of flow speeds, which values provide enough condition for velocity shear across the interfaces.

2. THE BASIC MHD AND WAVE EQUATIONS

We solved these equations in Cartesian coordinates and considered an equilibrium state with velocity $v_0 = (0, 0, v_{0z}(x))$ and magnetic field $B_0 = (0, 0, B_{0z})$. In considered geometry $B = (B_x, B_y, B_z)$, $v = (v_x, v_y, v_z)$ magnetic field and mass flow respectively. We also assume that the initial equilibrium state with non-zero thermal fluxes is homogeneous, i.e. gravitational acceleration is ignored, $g = 0$ and the quantities $\rho_0, p_{\perp 0}, p_{\parallel 0}, B_0, S_{\perp 0}, S_{\parallel 0}$ are all assumed to be constant. We considered the stability of the system to linear perturbations of all the physical variables, according to the form $f = f_0 + f'(x, y, z, t)$, where $f'(x, y, z, t) \sim F(x) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)]$. Here, ω is the wave frequency and k_y, k_z are the wave numbers. We reduced the number of linearized equations governing the perturbations and obtained a second order differential equation for the x - component of the magnetic field.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(A(x) \frac{\partial B_x}{\partial x} \right) - \beta_A(x) B_x = 0, \quad (1)$$

where

$$A(x) = \frac{\beta_A \beta_\star}{k_y^2 \beta_\star + k_z^2 \beta_A}, \quad (2)$$

coefficients $a_{0,1,2}$ and $b_{0,1,2}$ are determined as

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 - \eta^2, & a_1 &= 1 - 2\gamma\eta - \bar{\alpha}\eta^2, & a_2 &= 1 + 2\gamma\eta - \eta^2, \\ b_0 &= 1 - 3\eta^2, & b_1 &= 2\gamma\eta(\alpha - 2) - 2, & b_2 &= 3 + 4\gamma\eta - 3\eta^2, \end{aligned} \quad (3)$$

where for the basic unperturbed physical parameters(indexes zero are dropped) were used dimensionless parameters

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{p_\perp}{p_\parallel}, \quad \bar{\alpha} = 1 - \alpha, \quad \beta = \frac{B^2}{4\pi p_\parallel} = \frac{v_A^2}{c_\parallel^2}, \quad c_\parallel^2 = \frac{p_\parallel}{\rho} \\ \eta &= \frac{c_\parallel k_z}{\omega_z}, \quad \gamma_\parallel = \frac{S_\parallel}{p_\parallel c_\parallel}, \quad \gamma_\perp = \frac{S_\perp}{p_\perp c_\parallel}, \quad \gamma = \gamma_\parallel = \gamma_\perp, \end{aligned} \quad (4)$$

where $\omega_z(x) = \omega - k_z V_0(x)$ is Doppler shifted frequency. We also assume for $k_z = k \cos \theta$, $k_y = k \sin \theta$ and after denoting $\cos^2 \theta \equiv \ell$ we can write $k_z = k\sqrt{\ell}$ and $k_y = k\sqrt{1-\ell}$. Here $c_\parallel$ is parallel sound speed, θ wave propagation angle relative to magnetic field, α anisotropy parameter, γ background heat fluxes parameter, β inversely proportional to the plasma beta ($\beta = 2/\beta_{pl}$).

3. DISPERSION RELATION AND SOLUTION

In this work for simplicity we are assuming a step discontinuity function for velocity profile $V_0 = V_{01}(x > 0)$, $V_0 = V_{02}(x < 0)$. Substituting this velocity profile into (1) we can obtain equation with constant coefficients which can be easily solved. This yield the following solution

$$B_x = C_1 e^{ik_x x} + C_2 e^{-ik_x x}, \quad (5)$$

here

$$k_x = \sqrt{-\frac{k_y^2 \beta_\star + k_z^2 \beta_A}{\beta_\star}}, \quad (6)$$

We can require that the found solution must satisfy the boundary conditions

$$\left\{ \rho_0 v_x \right\}_{x=0} = 0 \quad (\text{mass flux}), \quad (7)$$

$$\left\{ p'_\perp + \frac{B_0 B_z}{4\pi} \right\}_{x=0} = 0 \quad (\text{total pressure}). \quad (8)$$

The braces indicate that the terms inside those brackets distinguishes parameters for the two different flows. For simplicity we use average of velocities

$$\bar{V} = \frac{V_{01} + V_{02}}{2}, \quad \omega_z = k_z \bar{V}(V_F - m), \quad \eta = \frac{1}{M(V_F - m)}, \quad (9)$$

$$V_F = \frac{V_f}{\bar{V}}, \quad V_f = \frac{\omega}{k_z}, \quad M = \frac{\bar{V}}{c_{\parallel}}, \quad m = \frac{V_0}{\bar{V}}. \quad (10)$$

After applying boundary conditions we obtain dispersion relation which is polynomial equation of order 18 for complex phase velocity V_F :

$$\sum_{n=0}^{18} C_n V_F^n = 0. \quad (11)$$

Due to large expression of $C_n (n = 0..18)$ we do not include explicitly these coefficients in this paper. The equation has been solved numerically.

In this paper, our main goal is to calculate the growth rate of KHI in an anisotropic properties. Consequently, to eliminate the plasma instabilities, we assume the conditions of absence firehose and mirror instabilities, besides condition $\gamma = 0$. Consider the case where all the anisotropic plasma parameters for both shear flow are same. Differ only the flow velocities $V_{01} \neq V_{02}$. It is well known that the firehose instability occurs when the condition $\alpha + \beta < 1$ or $p_{\parallel} > p_{\perp} + 2p_{mag}$.

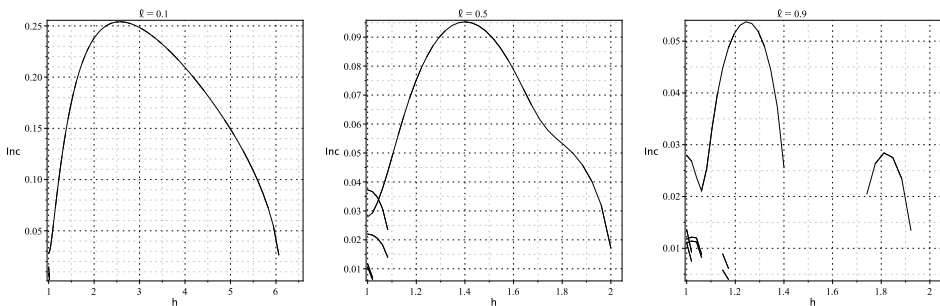


Fig. 1. The normalized phase velocity $Re(V_F) = Re(\omega/k_z \bar{V})$ of waves depends on ratio of shear velocities $h = V_{01}/V_{02}$ for given $\ell = \cos^2\theta$ values. Here anisotropy parameters $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.05$, the inverse plasma beta $\beta_1 = \beta_2 = 0.15$, Mach number $M_1 = M_2 = 8$. Branch $Re(V_F) = 1$ corresponds to KH mode.

4. CONCLUSION

Based on the 16-momentum MHD transfer equations we have considered the two shear plasma flows along the magnetic field excluding the effect of the gravitational acceleration. It was assumed that both flows are anisotropic and homogeneous, excluding heat flow. We obtain the increment of KHI, unlike ordinary case of hydrodynamic has a maximum and the instability has two threshold. In other words, KHI occurs within $h_1 < h < h_2$, where $h = V_{01}/V_{02}$ characterizes the shift between the flow velocities. In future work, we will investigate KHI properties depending on the anisotropy parameters and heat flux.

ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the Science Development Foundation under the President of the Republic of Azerbaijan - Grant №EIF-KETPL-2-2015-1(25)-56/11/1

REFERENCES

1. Chandrasekhar S., 1961, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford Univ. Press, New York
2. Dzhalilov N. S., Kuznetsov V. D., Staude J., 2011, Contrib. Plasma Phys., 51(7), 621
3. Talwar S P., 1965, Phys. Fluids, 8, 1295

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ – КАК ЭФФЕКТИВНЫЙ КРИТЕРИЙ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

*Ш. Ш. Гусейнов^{a*}, И. Г. Газраманов^a, С. Ш. Гусейнов^a,
В. М. Сомсиков^b, Ю. Н. Левин^b, А. Б. Андреев^b,
В. И. Капытин^b*

*^a Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси,
Национальная Академия Наук Азербайджана, Баку, Азербайджан*

^b ДТОО «Институт Ионосферы» АО «НЦКИТ» Республики Казахстан

В работе проведено исследование флуктуаций радиоизлучения Солнца на частотах $f = 1$ ГГц и $f = 3$ ГГц и анализированы данные (поляризованные) радиоизлучения на частотах $f = 1; 4; 9; 17$ ГГц, полученные с помощью солнечного радио поляриметра Нобеяма (Япония). Обнаружено, что за $1 \div 4$ дня до мощной солнечной вспышки ($6.5 \leq M \leq 8.7$) в радиоспектрах Солнца усиливаются низкочастотные пульсации с характерным временем $t_x \geq 35$ мин. Методами фрактального анализа установлено, что во временных рядах существует детерминированный хаос. Выявлено, что для пяти больших протонных событий выполняется критерий Танака-Эноме (F_3/F_8). Получено, что из 25 изолированных солнечных всплесков 17 вспышек имеют оценку $6.5 \leq M \leq 8.7$. Все вышеуказанные факты дают нам возможность увеличивать интервал времени предсказания состояния космической погоды приблизительно в два раза.

Ключевые слова: Космическая погода – Радиоизлучения – Фрактальный анализ – Радиополяриметре

* E-mail: shirin.guseyn@gmail.com

1. ВВЕДЕНИЕ

Более 20 лет назад в связи с освоением космоса и развитием технологических систем на повестку дня встала проблема оценки состояния и возможности прогнозирования процессов в любой области гелиосферы. Понятие «космическая погода» включает в себя ряд явлений, которые наблюдаются на Земле и в околоземном пространстве, определяемые активными процессами на Солнце. Известно, что основными факторами, определяющими космическую погоду, являются выбросы корональных масс Солнца и корональные «дыры», когда высвобождается большой поток солнечной энергии от Солнца в виде электромагнитного излучения и облаков замагниченной плазмы.

В настоящее время большое внимание уделяется изучению солнечно-земных связей и прогнозированию космической погоды. Несмотря на это, сопоставление солнечных явлений с геомагнитными возмущениями показывает, что надежность предсказания не превышает $40 \div 50$ процентов [1]. В связи с этим, особый интерес представляет анализ солнечных данных и выявление новых, подходящих для прогнозирования характеристик, которые должны повысить эффективность прогноза.

Всплески радиоизлучения Солнца в различных диапазонах длин волн (начиная с сантиметровых, кончая метровыми), могут служить предикторами возмущений в окрестности Земли, благодаря разности скоростей электромагнитной и корпускулярной эмиссии Солнца. Данные о радиовсплесках очень важны как для исследования физики Солнца, так и в прикладном аспекте для диагностики и прогноза космической погоды [2].

Фоновые потоки надтепловых и энергичных заряженных частиц на Солнце и в гелиосфере существуют всегда. Особенно сильное ускорение протонов и других ионов может иметь место во время вспышек на Солнце, а также на фронте распространяющейся ударной волны в короне Солнца и в межпланетной среде. Протонные события - это одно из важнейших и опаснейших явлений космической погоды, которые нуждаются в тщательном изучении. В настоящее время введена пятибалльная шкала оценки возмущений, которая меняется от R1 для вспышек баллы M до R5, самых мощных вспышек, балл которых > 12.5 . Для характеристики солнечных протонных событий в околоземном пространстве введена пятибалльная оценка уровня потока протонов от S1 для потока протонов $10 \text{ ч/сек}\cdot\text{см}^2$, до S5 для потока протонов на четыре порядка больше. Под прогнозом геоэффективных солнечных явлений понимается совокупность всех видов прогнозов на Солнце, солнечном ветре и в околоземном пространстве в данное время или за определенный временной интервал.

2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ИХ ОБРАБОТКА

В работе исследованы флуктуации микроволнового излучения Солнца на частотах $f = 1$ ГГц и $f = 3$ ГГц. В качестве наблюдательного материала мы использовали 25 изолированных солнечных всплесков мощностью $1 \leq M \leq 3$ балла, наблюдавшихся в 2010-15 гг. на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы Республики Казахстан. Наблюдения радиоизлучения Солнца проводились с 8⁰⁰ часов утра до 18⁰⁰ часов вечера (по местному времени) регулярно на фиксированных длинах волн 10.7 и 27.8 см. Шаг дискретизации $\Delta t = 5$ сек. Соответствующий временной ряд $I_i(t)$ содержит информацию за последовательное 7-8 часов в сутки, что составляет $\sim 5040 - 5760$ значений. Это является вполне достаточным для анализа флуктуации изменяющихся с характерным временем t_x - в интервале от 10 минут до 60 минут. Обработка полученных радиоспектров с помощью методов Динамические Фурье-Спектры (ДФС) и фрактальных анализов (МФА) были проведены в работе [3].

Сотрудники ИЗМИРАН (Москва, Троицк) и Института Ионосферы (Алматы) совместно установили, что до настоящего момента в 24 цикле солнечной активности, кроме двух наземных возрастаний солнечных космических лучей (17 мая 2012 и 6 января 2014 г.), еще есть три события 27 января, 7 марта и 13 марта 2012 г. [4]. Все эти события можно считать кандидатами в наземные возрастания солнечных лучей. 27 января 2012 г. - первое большое протонное событие началось 23 января после вспышки класса М 8.7. Событие продолжалось до 1 февраля 2012 г. Следующий мощный всплеск солнечной активности начался 2 марта и продолжалось по 8 - 9 марта 2012 г. 9 марта 2012 г. произошла вспышка класса М 6.3, 10 марта 2012 г. - М 8.4, 11 марта вспышка класса С. 13 марта последовала продолжительная вспышка класса М 7.9, начавшаяся в 16:35 UT и закончившаяся в 20:46 UT и вспышка класса С. Кроме того, мы анализировали данные (поляризованного радиоизлучения на частотах $f = 1; 4; 9; 17$ ГГц), полученные с помощью солнечного радиополяриметра Нобеяма (Япония). Для обработки нами были использованы данные, взятые с сайта <http://solar.nro.ac.jp>. Временной ряд построен с шагом дискретизации $\Delta t = 1$ минута. Мы исследовали временные ряды, связанные с эволюцией пятна (изменение площади и увеличение интенсивности), дающего вспышку с $5.5 \leq M \leq 8.7$, а также проверили пять больших протонных событий на то, что как выполняется для них критерий Танака-Эноме протонности события. Согласно этому критерию протонные вспышки могут возникать в активных областях, у которых спектральная плотность потока излучения на волне 3 см больше 10 солнечных единиц потока ($F_3 \geq 10$ с. е.

п.), отношение потоков на волнах 3 и 8 см больше 1 ($F_3/F_8 \geq 1$) [5].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ И ЕГО АНАЛИЗ

Как видно из рис.1 и 2 наиболее часто встречаются пики в спектрах мощности на частоте $f = 1$ ГГц с характерным временем $t_x = 10 \div 15$ мин. и одновременно пики с характерным временем $t_x = 35 \div 40$ мин. увеличиваются в сторону появления мощных солнечных вспышек, а заметная связь с вспышкой этой частоте не обнаружена. На рис.3 и 4 видно, что изменение амплитудных спектров радиофлуктуаций на частоте $f = 3$ ГГц имеет более хорошую корреляцию с мощной солнечной вспышкой. Другими словами, по времени в сторону наступления вспышки периоды с характерным изменением $t_x = 10 \div 25$ мин. исчезают, а мощность характерным изменением $t_x = 35 \div 50$ мин. увеличивается. Для интерпретации полученных результатов рассмотрели один из возможных механизмов возникновения осцилляций с характерным временем $t_x \geq 35$ мин. в области солнечных пятен. Механизм, предложенный А.А.Соловьевом и Е.А.Киричком, называется моделью мелких солнечных пятен [6].

Мы предполагаем, что причина исчезновения определенной части коротких порядков пульсаций является новые осцилляции, которые возникают в активизирующихся областях пятен и способствуют затуханию флуктуаций. Вследствие такого затухания в спектрах мощности наблюдаются пики, соответствующие осцилляциям с характерным временем $t_x \geq 35$ мин [7].

Результаты обработки и анализа радиофлуктуаций на частотах $f = 1$ ГГц и $f = 3$ ГГц наблюдавшихся 2010 ÷ 15 гг. на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы Республики Казахстан и поляризованной интенсивности потока в диапазонах $f = 1; 2; 4; 9; 17$ ГГц, наблюдавшихся в Нобеяма (Япония) на солнечном радиополяриметре показали, что с мощной солнечной вспышкой имеется очень хорошая корреляция. Кроме этого, исследования выявили, что для пяти больших протонных событий за 1 ÷ 4 дня до вспышки выполняются также критерий $F_{3.5}/F_{7.5} > 1$, $F_{3.5}/F_{10} > 1$, $F_{3.5}/F_{15} > 1$, аналогичный критерию Танака-Эноме $F_3/F_8 \geq 1$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных исследований и полученных количественных оценок, были сделаны следующие выводы:

1. Обнаружено, что наблюдаемые пульсации с характерными временами изменения $t_x \geq 35$ мин. в сантиметровом диапазоне радиоизлучения Солн-

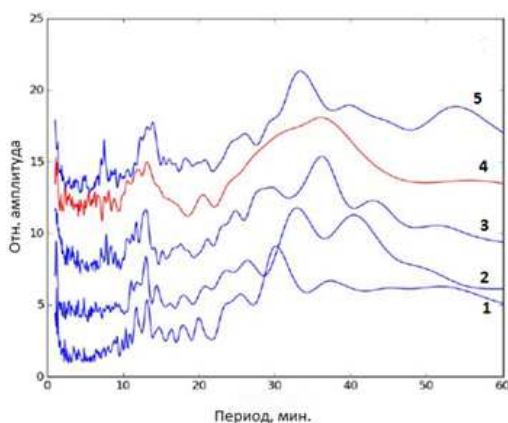


Рис. 1. Амплитудные спектры флуктуаций уровня сигнала на частоте 1 ГГц. Первая половина дня. Каждый график представляет собой суммарный спектр за 25 день.

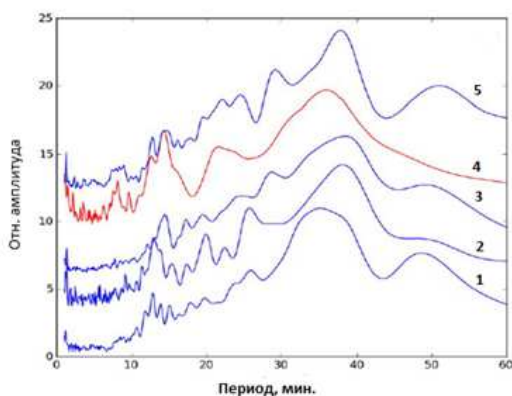


Рис. 2. Амплитудные спектры флуктуаций уровня сигнала на частоте 1 ГГц. Вторая половина дня. Каждый график представляет собой суммарный спектр за 25 день. График 4 - день вспышки. Графики ниже 4 - дни перед вспышкой, выше - дни после вспышки.

ца может являться параметром предсказания мощной солнечных вспышек ($6.5 \leq M \leq 8.7$) за 1-4 дня до событий.

2. Выявлено, что 1 ÷ 4 дня до вспышки размерность аттрактора $D = 3 \div 4$ вложения – d в сторону вспышки увеличивается. Низкая оценка-D означает, что в исследуемых временных рядах существует детерминированный хаос.

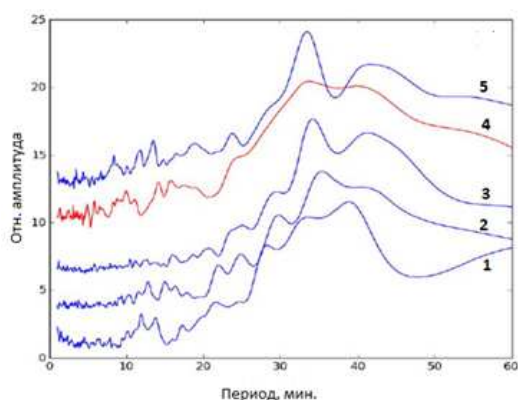


Рис. 3. Амплитудные спектры флуктуаций уровня сигнала на частоте 3 ГГц. Первая половина дня. Каждый график представляет собой суммарный спектр за 25 день.

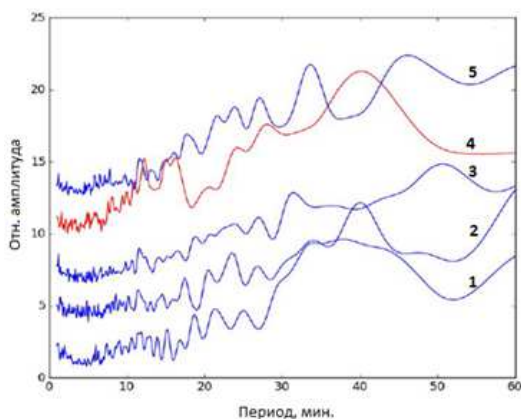


Рис. 4. Амплитудные спектры флуктуаций уровня сигнала на частоте 3 ГГц. Вторая половина дня. Каждый график представляет собой суммарный спектр за 25 день. График 4 - день вспышки. Графики ниже 4 - дни перед вспышкой, выше - дни после вспышки.

3. Для пяти больших протонных событий за $1 \div 4$ дня до вспышки выполняются также критерий $F_{3.5}/F_{7.5} > 1$, $F_{3.5}/F_{10} > 1$, $F_{3.5}/F_{15} > 1$, аналогичный критерию Танака-Эноме $F_3/F_8 \geq 1$. Таким образом, получено, что из 25-и изолированных солнечных всплесков 17 всплесков имеют оценку $6.5 \leq M \leq 8.7$ баллов. Для повышения надежности кратковременного прогноза ($1 \div 4$ дня)

солнечных вспышек необходимо использовать информацию о состоянии солнечной и гелиосферной активности, в том числе, и данные сети нейтронных мониторов. Это в свою очередь, даёт нам возможность увеличивать интервал времени предсказания состояния космической погоды приблизительно в два раза.

5. БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают глубокую благодарность руководству Института Ионосферы за доступ к наблюдательным данным, а также сотруднице института Крякуновой О.Н. за ознакомление нас с данными об интенсивности солнечных космических лучей, которые были получены на мировой сети станции нейтронных мониторов расположенных в Алма-Ате.

ЛИТЕРАТУРА

1. Joselin J.A., 1995, Geomagnetic activity forecasting: the state of the art, Rev. Geophys., Vol.33, No3, 383-401.
2. Гонтарев О.Г., Жумабаев Б.Т. и др., 2013, Радиоастрономия в Казахстане сегодня. В кн., Геодинамика и солнечно-земные связи, Алма-Аты, 208-219.
3. Гусейнов Ш. Ш., 2015, Прогнозирование мощных солнечных вспышек по радио-оптическим характеристикам. Проблем эволюции открытых систем (Журнал ПЭОС), Вып. 17, том 2, 51-56.
4. Белов А. В., Ерошенко Е.А., Крякунова О.Н., Николаевский Н. Ф. и др., 2015, Возможные наземные возрастания солнечных космических лучей в 2012г. Известия РАН серия физическая, том 79, №5, 615-619.
5. Tanaka H., Enome S., 1975, The Microwave Structure of Coronal Condensations and Its Relation to Proton Flare., Sol. Phys., Vol. 40, №1, 123-133.
6. Соловьев А.А., Киричек Е.А., 2008, Солнечная и солнечно – земная физика. Тр. XII-Пулковской междунаро. конф. по физике Солнца. С.Петербург, Пулково, 349.
7. Гусейнов Ш. Ш., Гахраманов И.Г., Гусейнов С.Ш., Сомсиков В.М., Левин Ю.Н., Андреев А.Б., Капытин В.И., 2016, Прогнозирование космической погоды по исследованиям спектрального состава флуктуации радиоизлучения Солнца., BDU “Fizikanın aktual problemleri” IX –Respublika elmi konfransı, 32-37.

МГД ВОЛНЫ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Н. С. Джалилов, С. Ш. Гусейнов*

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси,
Национальная Академия Наук Азербайджана, Баку, Азербайджан*

С применением 16-моментных МГД уравнений переноса исследованы свойства малых колебаний в анизотропной электронно-протонной плазме. На основе полученного нами общего дисперсионного уравнения дана классификация волновых мод, схожей с кинетическими выводами в низкочастотном бесстолкновительном приближении. Изучены свойства шланговых и зеркальных неустойчивостей в условиях околоземной плазмы солнечного ветра.

Ключевые слова: 16-моментные МГД уравнения – Электронно-протонная плазма – Анизотропность

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В космических условиях очень часто встречаются случаи (например, в межзвездной среде, в коронах звезд, в астрофизических дисках, в звездных ветрах, в гелиосфере и магнитосферах планет и др.), когда плазма сильно разрежена и слабо-столкновительная. В таких условиях, если присутствует внешнее магнитное поле, то плазма становится анизотропной и обычные МГД уравнения не применимы. В таких ситуациях поперечные и продольные кинетические температуры (и значит давления) различаются, и плазма становится неравновесной. Кроме этого, вдоль магнитного поля возникает тепловой поток. Все эти эффекты являются источниками неустойчивости плазмы [1], которые в обычной изотропной плазме возникать не могут. Например, классические кинетические шланговые и зеркальные неустойчивости возникают как результат анизотропии в давлениях [2]- [5]. Однако, макроскопическое описание подобных явлений, которые обусловлены наблюдательными фак-

* E-mail: namigd@mail.ru

тами, ставит задачу жидкостного описания динамики бесстолкновительной плазмы. Вывод таких уравнений сопровождается с некоторыми трудностями. Один из случаев, когда удается получить замкнутую систему уравнений, это когда предполагается, что функции распределения частиц анизотропной неравновесной плазмы близки к би-максвелловской [6]. ЧГЛ-уравнения являются простейшим примером такого подхода [7]. Однако эти уравнения не учитывают тепловой поток вдоль магнитного поля. Более полными являются 16-моментные МГД-уравнения переноса, учитывающие тепловой поток [8]- [9]. Эти уравнения переноса применялись для моделирования солнечного ветра [10]- [13] и для изучения МГД-неустойчивостей в анизотропной плазме [14]- [20]. Однако, в этих работах рассмотрена однокомпонентная – ионная плазма. Это упрощающее приближение достигается допущением холодных электронов, т.е. $T_e \ll T_i$. Роль электронов в этом случае сводится только к обеспечению квазинейтральности плазмы. Однако, в реальных условиях это приближение может выполняться только в специальных условиях [1]. Например, измеряемые в солнечном ветре ионные и электронные температуры в основном бывают одного порядка [21]. Кроме этого, если становятся существенными эффекты, связанные с тепловым потоком, то участие электронов в теплопереносе важно и должно быть учтено.

Для α сорта частицы плазмы 16-моментные МГД уравнения в общепринятых обозначениях представляются в следующем виде:

$$\frac{d\rho_\alpha}{dt} + \rho_\alpha \mathbf{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \sum_\alpha \left[\nabla p_{\alpha\perp} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \left(\frac{p_{\alpha\parallel} - p_{\alpha\perp}}{B^2} \mathbf{B} \right) \right] = 0, \quad (2)$$

$$B p_{\alpha\parallel} \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{B^2 p_{\alpha\parallel}}{n^3} \right) + \mathbf{B} \cdot \nabla S_{\alpha\parallel} + 2 \left(S_{\alpha\perp} - \frac{1}{2} S_{\alpha\parallel} \right) \mathbf{B} \cdot \nabla \ln B = 0, \quad (3)$$

$$B p_{\alpha\perp} \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{p_{\alpha\perp}}{B n} \right) + \mathbf{B} \cdot \nabla S_{\alpha\perp} - 2 S_{\alpha\perp} \mathbf{B} \cdot \nabla \ln B = 0, \quad (4)$$

$$B S_{\alpha\parallel} \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{B^3 S_{\alpha\parallel}}{2 n^4} \right) + \frac{3 p_{\alpha\parallel}}{m_\alpha} \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{p_{\alpha\parallel}}{n} \right) = 0, \quad (5)$$

$$B S_{\alpha\perp} \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{S_{\alpha\perp}}{n^2} \right) + \frac{p_{\alpha\parallel}}{m_\alpha} \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{p_{\alpha\perp}}{n} \right) - \frac{(p_{\alpha\parallel} - p_{\alpha\perp}) p_{\alpha\perp}}{n m_\alpha} \mathbf{B} \cdot \nabla \ln B = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} + \mathbf{B} \mathbf{div} \mathbf{v} - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} = 0, \quad (7)$$

$$\mathbf{div} \mathbf{B} = 0. \quad (8)$$

В этих уравнениях $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$, $\rho_\alpha = n m_\alpha$, $\alpha = \{e, i\}$ и $S_\parallel$ и $S_\perp$ являются тепловыми потоками вдоль магнитного поля, вызванными продольными и

поперечными тепловыми движениями частиц сорта α .

Рассмотрим распространение малых возмущений в однородной анизотропной плазме, состоящей из электронов и протонов. Предполагая, что в основном состоянии все физические величины однородны и постоянны по времени, и считая что, все возмущенные величины представимы в виде разложения Фурье как $f = f_0 \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t))$ (где амплитуда возмущения $f_0 = \text{const}$), из системы (1-8) можно получить дисперсионное уравнение. Подробный вывод дисперсионного уравнения представлен в нашей работе [22]. Вводим обозначения

$$\begin{aligned} \rho \approx \rho_i = nm_i, \varphi_\alpha &= \frac{p_{\alpha\perp}}{p_{\alpha\parallel}}, \bar{\varphi}_\alpha = 1 - \varphi_\alpha, c_{\alpha\parallel}^2 = \frac{p_{\alpha\parallel}}{\rho_\alpha}, \beta_\alpha = \frac{B^2}{4\pi p_{\alpha\parallel}}, \\ \eta_\alpha &\equiv \frac{c_{\alpha\parallel} k_{\parallel}}{\omega} = \frac{c_{\alpha\parallel} k}{\omega} \cos \theta, l = \cos^2 \theta, \bar{S}_{\alpha\parallel} = \frac{S_{\alpha\parallel}}{p_{\alpha\parallel} c_{\alpha\parallel}}, \bar{S}_{\alpha\perp} = \frac{S_{\alpha\perp}}{p_{\alpha\perp} c_{\alpha\parallel}}, \\ \gamma_\alpha &= \bar{S}_{\alpha\parallel} = \bar{S}_{\alpha\perp}, c_{\alpha\perp}^2 = \frac{p_{\alpha\perp}}{\rho_\alpha}, \Omega \equiv \frac{c_{i\parallel}}{c_{e\parallel}} = \frac{\psi}{\sqrt{\Lambda_e}}, \\ \Lambda_\alpha &= \frac{m_i + m_e}{m_\alpha} \approx \frac{m_i}{m_\alpha}, \Lambda_e = \kappa^2 \approx 1836, \psi^2 = \frac{p_{i\parallel}}{p_{e\parallel}} = \frac{T_{i\parallel}}{T_{e\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь все безразмерных величины относятся к основному состоянию плазмы, и θ - угол распространения волны относительно направлению магнитного поля, ω - частота колебаний, k - волновое число.

Возможны два вида колебаний - несжимаемые и сжимаемые. В плоскости, перпендикулярной к магнитному полю возникают прототипы классических альфвеновских колебаний в изотропной МГД, которые являются несжимаемыми. Для них дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\frac{\omega^2}{c_{i\parallel}^2 k^2} = l \left(\beta_i + \varphi_i - 1 + \frac{\varphi_e - 1}{\psi^2} \right). \quad (10)$$

В размерных величинах это соответствует к

$$\omega^2 = c_A^2 k_{\parallel}^2 \left(1 - 4\pi \sum_{\alpha} \frac{p_{\alpha\parallel} - p_{\alpha\perp}}{B^2} \right), \quad (11)$$

где $c_A^2 = B^2/4\pi\rho$ - квадрат альфвеновской скорости. В этих колебаниях может возникать шланговая неустойчивость, если удовлетворяется критерия

$$\beta_i + \varphi_i + \varphi_e/\psi^2 < 1 + 1/\psi^2. \quad (12)$$

Как видно, шланговая неустойчивость исчезает, если электроны и ионы изотропны, т.е. $\varphi_e = 1$, $\varphi_i = 1$. Максимальный инкремент неустойчивости достигается при параллельном распространении ($l = 1$).

Дисперсионное уравнение для сжимаемых мод представляется в виде:

$$U_{12}x^{12} + U_{10}x^{10} + U_8x^8 + U_6x^6 + U_4x^4 + U_2x^2 + U_0 + \gamma_\alpha [U_9x^9 + U_7x^7 + U_5x^5 + U_3x^3 + U_1x] = 0, \quad (13)$$

где $x = \eta_i^{-1}$, а коэффициенты $U_0 - U_{12}$ определены в работе [22]. При переходе в однокомпонентную ионную плазму, $\psi \rightarrow \infty$, общее дисперсионное уравнение (13) переходит в известное уравнение [22].

2. ВОЛНЫ В БЕСПОТОКОВОМ РЕЖИМЕ

Для идентификации волновых мод исключим эффекты, связанные с тепловыми потоками. Пусть $\gamma_\alpha = 0$. Для простоты обозначим $t = x^2$, $v_{ph}^2 \equiv \omega^2/c_{i\parallel}^2 k^2 = lt$. Тогда уравнение (13) представляется в виде

$$U_{12}t^6 + U_{10}t^5 + U_8t^4 + U_6t^3 + U_4t^2 + U_2t + U_0 = 0. \quad (14)$$

В случае параллельного распространения волн относительного магнитного поля ($l = 1$) уравнение (14) удастся представить в виде множителей:

$$(t - 1) (-\psi^2 t + \kappa^2) (\psi^2 t - \psi^2 \beta_i - \psi^2 \varphi_i + \psi^2 - \varphi_e + 1) \bar{Z} = 0, \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{Z} \equiv & -\psi^4 t^3 + 3\kappa^2 \psi^2 t^2 + 6\psi^4 t^2 - 18\kappa^2 \psi^2 t - 3\psi^4 t + 9\kappa^2 \psi^2 + \\ & + 3\psi^2 t^2 - 3\kappa^2 t - 9\psi^2 t + 9\kappa^2. \end{aligned} \quad (16)$$

В (15) первое решение $t = 1$ соответствует медленным ионно-акустическим модам (*SIA*), для которых $\omega^2 = c_{i\parallel}^2 k_{\parallel}^2$. Второй множитель $(-\psi^2 t + \kappa^2) = 0$ соответствует медленным электронно-акустическим модам (*SEA*), для которых $\omega^2 = c_{e\parallel}^2 k_{\parallel}^2$. Третий множитель в (15) $\psi^2 t - \psi^2 \beta_i - \psi^2 \varphi_i + \psi^2 - \varphi_e + 1 = 0$ описывает ускоренные магнитозвуковые моды (*FMS*), для которых $\omega^2 = c_{i\parallel}^2 k_{\parallel}^2 (\varphi_i \psi^2 + \beta_i \psi^2 - \psi^2 + \varphi_e - 1) / \psi^2$, которую можно представить в виде $\omega^2 = c_A^2 k_{\parallel}^2 \left(1 - 4\pi \sum_{\alpha} \frac{p_{\alpha\parallel} - p_{\alpha\perp}}{B^2} \right)$. Ускоренные магнитозвуковые моды при квази-параллельном распространении становятся несжимаемыми и неустойчивыми (вторая шланговая неустойчивость), а дисперсионное уравнение совпадает с альфвеновскими (11).

Четвертый множитель в (15) $\bar{Z} = 0$ - это кубическое уравнение. Сложных точных формул для решения кубического уравнения здесь приводить не будем. Воспользуемся разложением по малому параметру $1/\kappa^2 = \epsilon \ll 1$. Пусть $\psi^2 = \mu$. Тогда

$$\begin{aligned}\bar{Z} \equiv & -\epsilon\mu t [\mu t^2 - 3(2\mu + 1)t + 3(\mu + 3)] + \\ & + 3[\mu t^2 - (6\mu + 1)t + 3(\mu + 1)] = 0.\end{aligned}\quad (17)$$

При $\epsilon \rightarrow 0$ получим

$$t_{1,2} = \frac{6\mu + 1 \pm \sqrt{(6\mu + 1)^2 - 12(\mu + 1)\mu}}{2\mu}, \quad (18)$$

или

$$\omega^2 = \left[\frac{6 + \tau_{\parallel} \pm \sqrt{24 + \tau_{\parallel}^2}}{2} \right] c_{i\parallel}^2 k_{\parallel}^2. \quad (19)$$

Здесь первое решение (верхний знак) описывает медленных звуковых мод (*SS*). Это решение можно представить в виде

$$\omega^2 = \left[\frac{6 + \tau_{\parallel} + \sqrt{24 + \tau_{\parallel}^2}}{2(1 + \tau_{\parallel})} \right] c_{s\parallel}^2 k_{\parallel}^2. \quad (20)$$

При $\tau_{\parallel} \rightarrow 1$ (изотермическая плазма) $\omega^2 = 3c_{s\parallel}^2 k_{\parallel}^2$, а при $\tau_{\parallel} \rightarrow \infty$ (холодные ионы) $\omega^2 = c_{s\parallel}^2 k_{\parallel}^2$. Второе решение (нижний знак) описывает быстрых ионно-акустических мод (*FIA*)

$$\omega^2 = \left[\frac{6 + \tau_{\parallel} - \sqrt{24 + \tau_{\parallel}^2}}{2} \right] c_{i\parallel}^2 k_{\parallel}^2. \quad (21)$$

При $\tau_{\parallel} \rightarrow 1$ (изотермическая плазма) $\omega^2 = c_{i\parallel}^2 k_{\parallel}^2$, а при $\tau_{\parallel} \rightarrow \infty$ (холодные ионы) $\omega^2 = 3c_{e\parallel}^2 k_{\parallel}^2$.

Третье решение (17)

$$t_3 \approx \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{3}{\mu} = \frac{3\kappa^2}{\psi^2}, \quad (22)$$

что соответствует к быстрым электронно-акустическим модам (*FEA*), $\omega^2 = 3c_{e\parallel}^2 k_{\parallel}^2$.

Таким образом, в беспотоковом режиме при параллельном распространении общее дисперсионное уравнение (13) переходит в (15), которое описывает шест мод: быстрых магнитозвуковых, медленных звуковых, быстрых/медленных ионно-акустических и быстрых/медленных электронно-акустических мод. Из них только быстрые магнитозвуковые волны могут стать неустойчивыми при выполнении условия развития шланговой неустойчивости.

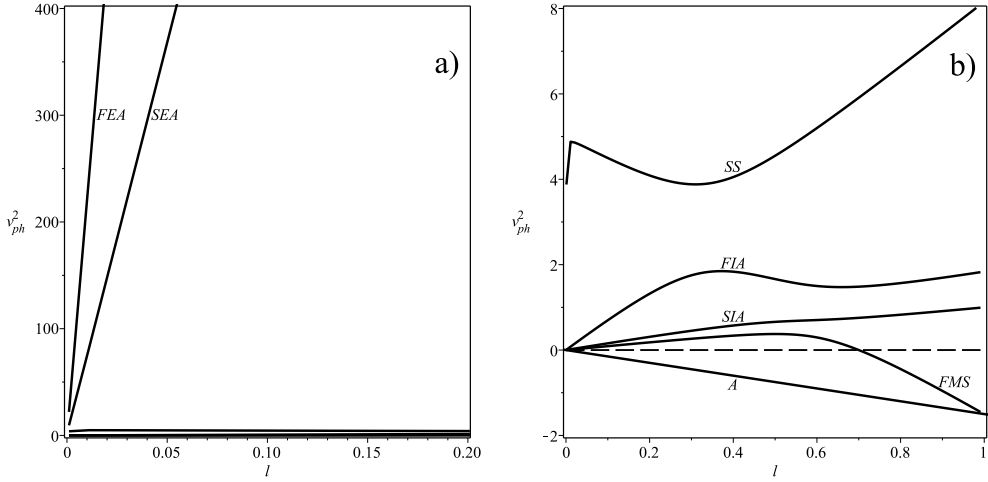


Рис. 1. Зависимость квадрата фазовой скорости распространения волн от параметра угла распространения $l = \cos^2 \theta$ в случае возникновения шланговой неустойчивости (12): $\varphi_e = \varphi_i = 0.67$; $\beta_i = 1$; $\psi = 0.5$. Неустойчивыми становятся ($v_{ph}^2 < 0$) альфвеновские (A) и быстрые магнитозвуковые (FMS) моды. На левом рисунке (а) показаны электронные акустические волны, а на правом рисунке (б) все остальные волновые ветви.

При квазиперпендикулярном распространении волн ($l \rightarrow 0$) из дисперсионного уравнения (14) для ускоренных магнитозвуковых волн получаем

$$\omega^2 = k^2 (c_A^2 + 2c_{s\perp}^2), \quad (23)$$

которые являются устойчивыми. Для остальных мод колебанит $\omega^2 \sim l \rightarrow 0$.

В общем случае, когда волны распространяются под произвольным углом ($0 < l < 1$) дисперсионное уравнение (14) можно решать численно. Коэффициенты этого уравнения являются действительными функциями пяти параметров: l - параметр угла распространения волны относительно направления магнитного поля; β_i - параметр интенсивности магнитного поля; ψ - степень неизотермичности плазмы; φ_e и φ_i - степени анизотропии электронной и ионных составляющих плазмы. При выборе набора параметров выделим случай, когда возможна шланговая неустойчивость (условие (12) выполняется). На рис.1 показана зависимость квадрата нормированной фазовой скорости v_{ph}^2 от l . Если $v_{ph}^2 < 0$, то возникает неустойчивость. На кривых указаны названия волновых мод, которые мы установили для продольного распространения. При заданных на рис.1 параметрах альфвеновские волны (A) для всех углов становятся неустойчивыми (шланговая неустойчивость), а быстрые магнитозвуковые моды (FMS) становятся неустойчивыми только при

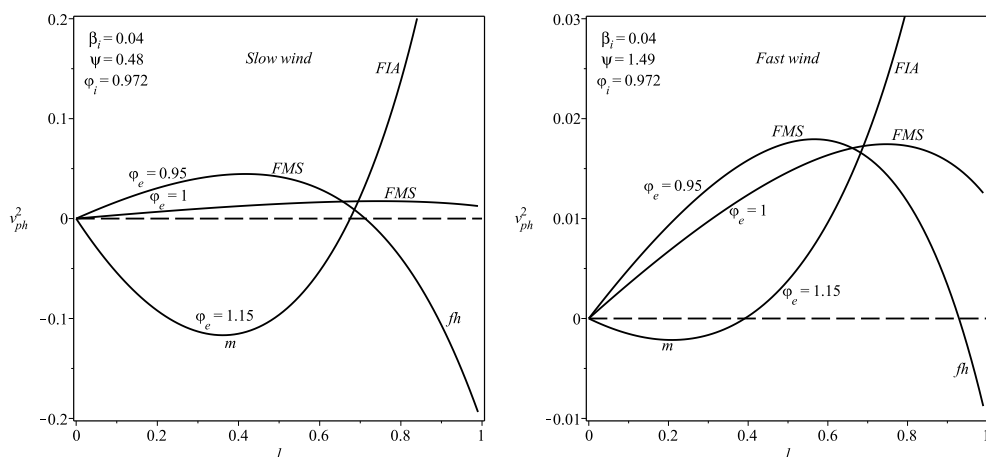


Рис. 2. Зависимость квадрата фазовой скорости распространения волн от параметра угла распространения $l = \cos^2 \theta$ в случае возникновения второй шланговой (fh) и зеркальных (m) неустойчивостей в солнечном ветре. Неустойчивыми становятся быстрые магнитозвуковые (FMS) и быстрые ионно-акустические моды (FIA).

квазипродольном распространении (вторая шланговая неустойчивость). Порог неустойчивости FMS – мод определяется условием $U_0(l, \psi, \beta_i, \varphi_e, \varphi_i) = 0$, где функция U_0 определена в (14). Для устойчивых мод фазовые скорости располагается в порядке, как $A < FMS < SIA < FIA < SS < SEA < FEA$.

Другой пример возникновения неустойчивости при наклонном распространении волн приведен на рис.2 в условиях солнечного ветра вблизи земной орбита. Как известно, плазма солнечного ветра, особенно ее ионная компонента, сильно анизотропная (см. например в [23]).

Кроме того, степень анизотропии φ_i является функцией плазменного бета, $\beta_{||} = 2/\beta_i$, и эта зависимость для медленного и быстрого потока отличаются. Используя эти зависимости, мы рассчитали инкремент неустойчивых мод в солнечном ветре. Как видно, в обоих компонентах ветра возникают неустойчивости одинакового типа: наклонная шланговая неустойчивость (fh) у быстрых магнитозвуковых модах (FMS) и зеркальная неустойчивость (m) у быстрых ионно-акустических модах (FIA). Однако неустойчивость в медленном потоке гораздо сильнее чем у быстрых потоках.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью исследования причины возникновения наблюдаемых в космической плазме (корона Солнца и звезд, солнечный и звездные ветры, магнитосферы Земли и планет, гелиосфера и др.) крупномасштабной волновой турбулентии, мы рассмотрели волновые неустойчивости в анизотропной однородной плазме. Полученное общее дисперсионное полиномиальное уравнение 14-го порядка является обобщением ранее исследованного одножидкостного случая на двухжидкостный. Учет электронных и ионных компонентов плазмы существенно усложняет конечный результат из-за взаимодействия волновых ветвей обоих компонентов. Полученное уравнение включает в себя эффекты, связанные с анизотропией обоих компонентов, а также эффекты анизотропных тепловых потоков. Для упрощения задачи в этой работе мы анализировали дисперсионное уравнение без учета тепловых потоков. Для продольного распространения волн относительно магнитного поля волновые моды разделяются и их дисперсионные уравнения точно совпадают с волновыми ветвями электронных и ионных компонентов, известных из кинетического рассмотрения. Показано, что без учета теплового потока в плазме могут развиваться только классические шланговые и зеркальные неустойчивости. Шланговая неустойчивость развивается у альфвеновских и квазипродольных ускоренных магнитозвуковых модах. Присутствие анизотропных электронов сильно влияет на условие возникновения шланговой неустойчивости. Если $T_{e\perp} < T_{e\parallel}$, то устойчивость усиливается. В противоположном случае $T_{e\perp} > T_{e\parallel}$ эта неустойчивость подавляется. Она полностью исчезает, если $T_{e\perp} > T_{e\parallel} + T_{i\parallel}$. В реальных условиях, например, в условиях гелиосферы, ситуация противоположная, и шланговая неустойчивость может развиваться.

Вторая классическая неустойчивость - это сжимаемая зеркальная неустойчивость. Она развивается при квазипоперечном распространении ионно-акустических мод. Влияние электронного компонента на критерии возникновения зеркальной неустойчивости существенное. В зависимости от значения отношения $T_{i\parallel}/T_{e\parallel}$ порог неустойчивости смещается.

Показано, что оба потока солнечного ветра неустойчивы относительно второго шлангового и зеркальных неустойчивостей. Полученные результаты объясняют того наблюдаемого факта, что турбулентность в медленном ветре сильнее чем в быстром ветре.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президента Азербайджанской Республики – Грант № EIF-KETPL-

2-2015-1(25)-56/11/1

ЛИТЕРАТУРА

1. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей // Неустойчивости однородной плазмы, т.1. Москва Атомиздат, 1975, 272 с // Неустойчивости неоднородной плазмы, т.2. Москва Атомиздат, 1977, 360 с
2. S. Chandrasekhar, A.N. Kaufman, and K.M. Watson, 1958, Proc. R. Soc. London A245, 435.
3. A.A. Vedenov and R.Z. Sagdeev, 1958, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 3, 278.
4. E.N. Parker, 1958, Phys. Rev. 109, 1874.
5. A. Hasegawa, 1969, Phys. Fluids 12, 2642.
6. Ахизер А.И., 1974, Электродинамика плазмы, Москва, Наука, 720 с.
7. G.F. Chew, M.L. Goldberger, and F.E. Low, 1956, Proc. Roy. Soc. London A236, 112.
8. V.N. Oraevskii, Y.V. Konikov, and G.V. Chazanov, 1985, Transport processes in anisotropic near-Earth plasma, Moscow, Nauka, 173 pp
9. J.J. Ramos, 2003, Phys. Plasmas 10, 3601.
10. H.G. Demars and R.W. Schunk, 1979, J. Phys., D12, 1051.
11. X. Li, 1999, J. Geophys. Res., 104, 19773.
12. E.L. Olsen and E. Leer, 1999, J. Geophys. Res., 104, 9963.
13. O. Lie-Svendsen, E. Leer, and V.H. Hansteen, 2001, J. Geophys. Res., 106, 8217.
14. Dzhililov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J., 2008, Astron. Astrophys., 489, 769.
15. Kuznetsov V.D., Dzhililov N.S., 2009, Plasma Phys. Rep., 35, 962.
16. Kuznetsov V.D., Dzhililov N.S., 2010, Plasma Physics Rep., 36, 788.
17. Dzhililov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J., 2011, Contrib. Plasma Phys., 51 (7), 621.
18. Dzhililov N.S., Kuznetsov V.D., 2012, Astronomy Letters, 37, 649.
19. Dzhililov N.S., Kuznetsov V.D., 2013, Plasma Phys. Rep., 39, 1026.
20. Dzhililov N.S., Kuznetsov V.D., 2014, Geomagnetism and Aeronomy, V. 54, No. 7, pp. 1–6.

21. SchwennRand MarschE(ed), 1990/1991, Physics of the Inner Heliosphere vols I and II (Berlin: Springer)
22. Dzhililov N.S., Huseynov S.Sh., 2016, AAJ: Azarbaijan Astronomical Journal, No. 1, pp. 1–16
23. Petr Hellinger, Kasper J.C. et al, 2006, Geophysical Research Letters, Vol. 33, No. 9, L09101.