Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 10 – № 3 – 2015

Azerbaijan National Academy of Sciences

AZERBAIJANI ASTRONOMICAL JOURNAL

Volume 10 – No 3 – 2015

Национальная Академия Наук Азербайджана

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ АЗЕРБАЙДЖАНА

Том 10 – № 3 – 2015

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının **"AZƏRBAYCAN ASTRONOMIYA JURNALI"** Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası (AMEA) Rəyasət Heyətinin 28 aprel 2006-cı il tarixli 50-saylı Sərəncamı ilə təsis edilmişdir.

REDAKSIYA HEYƏTİNİN TƏRKİBİ:

Baş Redaktor: N.S. Cəlilov

Baş Redaktorun Müavini: E.S. Babayev

Məsul Katib: P.N. Şustarev

Üzvlər:

Asvarov A.İ.	AMEA Fizika İnstitutu
Quliyev Ə.S.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Ətayi Ə.Ə.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Həziyev Q.Ə	AMEA Naxçıvan Bölməsinin Batabat Astrofizika Rəsədxanası
Hüseynov V.A.	Bakı Dövlət Universiteti
İsmayılov N.Z.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Quluzadə C.M.	Bakı Dövlət Universiteti
Mikayılov X.M.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası

Beynəlxalq Şura:

Baleqa Y.Y.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Çuryumov K.İ.	Kiyev Milli Universiteti, Ukrayna
Dağkəsəmənski R.D.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Həsənov S.Ə.	MDU, Rusiya
Musayev F.A.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Crosby N.B.	Aeronomiya İnstitutu, Belçika
Obridko V.N.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Rozelot J.-P.	Fransa
Ştaude Y.	Potsdam Astrofizika İnstitutu, Almaniya
Teyfel V.Q.	Astrofizika İnstitutu, Qazaxıstan

Texniki redaktor: Əsgərov A.B.

İnternet səhifəsi: http://www.shao.az/AAJ
Ünvan: Azərbaycan, Bakı, AZ-1001, İstiqlaliyyət küç. 10, AMEA Rəyasət Heyəti
Jurnal AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında (www.shao.az) nəşr olunur.
Məktublar üçün: ŞAR, Azərbaycan, Bakı, AZ-1000, Mərkəzi Poçtamt, a/q №153
e-mail: aaj@shao.az; **tel.:** (+99412) 439 82 48; **faks:** (+99412) 497 52 68

© 2015 Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası.
© 2015 AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası.
Bütün hüquqlar qorunmuşdur.
Bakı – 2015

"Астрономический Журнал Азербайджана" Национальной Академии Наук Азербайджана (НАНА). Основан 28 апреля 2006 г.

Web- адрес: http://www.shao.az/AAJ
Главный редактор: А.С.Гулиев
Заместитель главного редактора: Э.С.Бабаев
Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев

Технический редактор: Аскеров А.Б.

Адрес редакции: Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалийят 10, Президиум НАНА
Журнал издается в Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАНА
Адрес для писем: Азербайджан, Баку, AZ-1000, Главпочтамт, а/я №153, ШАО
e-mail: aaj@shao.az
тел.: (+99412) 439 82 48
факс: (+99412) 497 52 68

© Национальная Академия Наук Азербайджана, 2015 г.
© Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2015 г. Все права защищены.
Баку - 2015

Azerbaijani Astronomical Journal of the Azerbaijan National Academy of Sciences (ANAS) is founded in 28 Aprel 2006.

Online version: http://www.shao.az/AAJ
Editor-in-Chief: A.S. Guliyev
Associate Editor-in-Chief: E.S. Babayev
Secretary: P.N. Shustarev

Technical Editor: Asgarov A.B.

Editorial Office address: ANAS, 10, Istiglaliyyat Street, Baku, AZ-1001, the Republic of Azerbaijan
Journal is published in the Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi of ANAS.
Address for letters: ShAO, P.O.Box No153, Central Post Office, Baku, AZ-1000, Azerbaijan
e-mail: aaj@shao.az
tel.: (+99412) 439 82 48
fax: (+99412) 497 52 68

© 2015, Azerbaijan National Academy of Sciences.
© 2015, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved.
Baku -2015

MÜNDƏRİCAT

ANIZOTROP PLAZMA MHD DAYANIQSIZLIĞINDA ISTILIK SELININ ROLU
N.S. Cəlilov, V.D. Kuznetsov 5

CH CYG ULDUZUNUN SPEKTRİNDƏ Hα XƏTTİNDƏ BİR GECƏ ƏRZİNDƏ TEZDƏYİŞMƏLƏR
X.M. Mikayılov, B.N. Rüstəmov, İ.Ə. Ələkbərov, A.B. Rüstəmova 25

KVAZAR 3C 273-ÜN SPEKTRAL VƏ FOTOMETRİK DƏYIŞKƏNLIYI
N.A. Hüseynov 31

MİSİLLİ İFRAT YENİ ALIŞAN QALAKTİKALAR BARƏDƏ
İ.R. Salmanov, P.N. Şustaryov, M.S. Hacıyev 38

CONTENTS

EFFECTS OF HEAT FLUX TO DEVELOPMENT MHD INSTABILITIES IN AN ANISOTROPIC PLASMA
N.S. Dzhalilov, V.D. Kuznetsov 5

RAPID Hα VARIABILITY IN CH CYG DURING OF NIGHT
Kh.M. Mikayilov, B.N. Rustamov, I.A. Alakbarov, A.B. Rustamova 25

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC VARIABILITY OF THE 3C 273
N.A. Huseynov 31

GALAXIES WITH MULTIPLE SUPERNOVA EXPLOSIONS
I.R. Salmanov, P.N. Shustarev, M.S. Hadgiev 38

СОДЕРЖАНИЕ

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА НА РАЗВИТИЕ МГД-НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ
Н.С. Джалилов, В.Д. Кузнецов 5

БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ Hα В СПЕКТРЕ CH Cyg В ТЕЧЕНИИ НОЧИ
Х.М. Микаилов, Б.Н. Рустамов, И.А. Алекберов, А.Б. Рустамова 25

СПЕКТРАЛЬНАЯ И ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ КВАЗАРА 3C 273
Н.А. Гусейнов 31

О ГАЛАКТИКАХ С КРАТНЫМИ ВСПЫШКАМИ СВЕРХНОВЫХ
И.Р. Салманов, П.Н. Шустарев, М.С. Гаджиев 38

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА НА РАЗВИТИЕ МГД-НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2015 г. Н.С. Джалилов[1], В.Д. Кузнецов[2]

[1]Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана
[2]Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк

(e-mails: NamigD@mail.ru, kvd@izmiran.ru)

На основе 16-моментных МГД-уравнений, которые учитывают тепловые потоки в анизотропной бесстолкновительной плазме, рассмотрены свойства неустойчивостей. Для всех, возникающих в анизотропной плазме неустойчивостей в МГД-приближении (обычная несжимаемая шланговая неустойчивость, вторая сжимаемая почти продольная шланговая и почти поперечная зеркальная неустойчивость замедленных магнитозвуковых мод, а также тепловая неустойчивость, вызванная тепловым потоком вдоль магнитного поля), рассмотрены их аналоги в кинетическом приближении. Исследовано кинетическое дисперсионное уравнение в низкочастотном диапазоне вблизи тепловой скорости ионов. Учтено течение ионного компонента плазмы вдоль магнитного поля. Сравнения МГД и кинетических порогов и инкрементов неустойчивостей показали хорошее согласие двух подходов. Это дает основания считать, что 16-моментные МГД-уравнения с хорошей точностью могут описывать динамику бесстолкновительной анизотропной плазмы.

Ключевые слова: анизотропная плазма, солнечный ветер, МГД-неустойчивости

ВВЕДЕНИЕ

Прямые измерения космической плазмы в доступных для космических аппаратов областях - ионосфере, магнитосфере Земли и солнечном ветре, - показывают наличие температурной анизотропии плазмы относительно направления магнитного поля (см., например, [1]). Таким свойством обладает бесстолкновительная плазма в магнитном поле, наличие же столкновений частиц приводит к быстрой релаксации разности температур вдоль и поперек магнитного поля за время порядка времени столкновений. Между тем, наличие постоянных источников температурной анизотропии (различные кинетические процессы, сложная динамика частиц в магнитном поле, процессы сжатия и расширения плазмы в магнитном поле, процессы инжекции плазмы и микро-пересоединения и т.д.) способно поддерживать ненулевое значение температурной анизотропии, которое необходимо учитывать при описании крупномасштабных волновых процессов, и применять для этого вместо уравнений обычной МГД уравнения анизотропной МГД. Подобные условия реализуются в плазме верхней солнечной короны, где присутствует достаточно источников создания и поддержания температурной анизотропии плазмы, а реальный характер поведения волн важен здесь для изучения вопроса о нагреве солнечной короны в рамках волнового механизма. Жидкостное описание динамики подобной плазмы, пронизанной сильным магнитным полем (ларморовский радиус меньше, чем длина свободного пробега частиц), усложнено анизотропными эффектами. Например, в верхних слоях солнечной короны и в корональных дырах даже при малых значениях интенсивности магнитного поля ($B \sim 10^{-3}$ *Гс*) плазма относительно направления магнитного поля становится температурно-анизотропной, т.е. поперечные и продольные давления и температуры плазмы неодинаковы, $p_\perp/p_{||} = T_\perp/T_{||} \neq 1$ [2]. В таких условиях функции распределения частиц (особенно ионов) не максвелловские и при малости столкновений обычные изотропные МГД уравнения неприменимы. Для МГД описания такой плазмы широко применялись уравнения Чу-Гольдбергера - Лоу (ЧГЛ) [3-5]. Однако эти уравнения не учитывают тепловые потоки, которые естественным образом возникают вдоль магнитного поля в

бесстолкновительной плазме и содержат искусственно вводимые два адиабатических инварианта. Следовательно, эти уравнения не в состоянии описать такие важные сжимаемые неустойчивости как зеркальная и вторая шланговая неустойчивость. Для изучения эффектов, связанных с тепловым потоком вдоль магнитного поля, можно использовать наиболее общие МГД уравнения переноса для анизотропной плазмы, которые были получены многими авторами как уравнения для 16-ти моментов функции распределения частиц (см., например, [6-7]). Эти потоки обязаны своим происхождением течению плазмы вдоль магнитного поля.

В настоящей работе нами были использованы 16-моментные МГД-уравнения, которые учитывают тепловые потоки вдоль магнитного поля. Мы показали, что в МГД-приближении в однородной бесстолкновительной плазме, кроме классической шланговой неустойчивости, могут также возникать вторая шланговая и зеркальная неустойчивости. Кроме этих неустойчивостей возможна тепловая неустойчивость, которая связана с ненулевым начальным тепловым потоком и возникает в замедленных модах, распространяющихся против теплового потока. Этот результат может быть важным применительно к проблеме нагрева солнечной короны [8]. Используя полученные результаты и решения упрощенного кинетического дисперсионного уравнения для низкочастотных колебаний плазмы, проведено сравнение всех вышеуказанных МГД-неустойчивостей с низкочастотными решениями в кинетическом приближении – гидродинамических и кинетических порогов и инкрементов неустойчивостей. Для этого мы использовали би-максвелловские функции распределения ионов и электронов с относительным сдвигом их скоростей вдоль магнитного поля.

УРАВНЕНИЯ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЫ В 16-МОМЕНТНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Для описания плазмы обычно используется система уравнений, состоящая из кинетических уравнений для функций распределений каждого вида частиц и уравнений Максвелла для электромагнитного поля. Гидродинамическое описание базируется на том допущении, что функции распределения плазменных компонентов по степеням свободы тепловой энергии очень близки к функции Максвелла. Однако, в реальных ситуациях функции распределения частиц, особенно ионов, сильно отличаются от максвелловской. В короне, например, несмотря на малое отношение длины свободного пробега частиц к термодинамической шкале неоднорнсти $\lambda_{e,i}/\lambda_T \ll 1$, движение плазмы не может достаточно адекватно описываться теориями, которые допускают локальное распределение по скоростям близким к максвелловским [9].

Функция распределения $f_a(\mathbf{u},\mathbf{r},t)$ определяет в заданный момент времени t концентрацию частиц сорта a в шестимерном фазовом пространстве $(\mathbf{u},\mathbf{r})$ и является решением уравнения Больцмана–Власова:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{u}_a \cdot \nabla f_a + \frac{1}{m_a}\left[\mathbf{F}_a + e_a\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}_a \times \mathbf{B}]\right)\right] \cdot \nabla_{\mathbf{u}} f_a = \mathrm{Q}_a(f_a). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ – полные электрические и магнитные поля, e_a и m_a – электрический заряд и масса частицы сорта a, $\mathbf{F}_a$ – сила не электромагнитной природы, c – скорость света, $\nabla_{\mathbf{u}}$– градиент в пространстве скоростей и $\mathrm{Q}_a(f_a)$ – интегралы столкновений. При выводе этого статистического уравнения плазмы предполагалось, что отношение средней энергии взаимодействия двух частиц к их средней кинетической энергии достаточно мало [10]. Это условие, при использовании выражения радиуса Дебая r_D сводится к $æ = 1/(nr_D^3) \ll 1$, что в свою очередь означает, что плазма должна быть достаточно горячей и малоплотной. При малых æ корреляционные эффекты в равновесной плазме, как правило, малы. Если оценить порядки величин левой и правой части уравнения (1), то легко установить, что если порядок левой части равен единице, то правая часть имеет порядок æ для парных

столкновений (интегралы столкновений Ландау, например, [10]). Для корональных условий $æ \approx 10^{-6}$. Следовательно, мы можем рассмотреть бесстолкновительную плазму, опуская правую часть уравнения (1), $Q_a = 0$. Все макроскопические параметры плазмы (плотность, скорость течения, давление, тепловой поток, вязкость и т.д.) определяются соответствующими моментами функции распределения в пространстве микроскопических скоростей:

$$M^{(k)} = M^{(k)}_{\alpha_1 \dots \alpha_k}(\mathbf{r}, t) = \iiint \prod_{j=1}^{k} \mathrm{u}_{\alpha_j} f d\mathbf{u}, \quad \alpha_i = 1,2,3. \qquad (2)$$

Например, плотность частиц равна $n = n(\mathbf{r}, t) = \int f d\mathbf{u}$, тогда для скорости плазмы имеем $n\mathbf{V}(r, t) = \int \mathbf{u} f d\mathbf{u}$, и для разности давлений поперек и вдоль магнитного поля получаем $p_\perp - p_\parallel = \int m\left(\mathrm{u}_\perp^2 - \mathrm{u}_\parallel^2/2\right) f d\mathbf{u}$. Из-за сложности уравнения (1), обычно для изучения макроскопического поведения плазмы получают уравнения для интегральных моментов функции распределения. Эти уравнения называются уравнениями переноса или гидродинамическими уравнениями. Основная трудность вывода уравнений для моментов заключается в том, что цепочка уравнений бесконечна, и они все сцеплены между собой. Требуются дополнительные физически обоснованные условия прерывания этой цепочки уравнений. В зависимости от принимаемых условий можно получить различные гидродинамические уравнения переноса. Обычные изотропные МГД-уравнения являются одной из разновидностей этих уравнений переноса. Они выводятся для условии $Q_a \neq 0$, когда плазма является столкновительной и основное равновесное состояние подчиняется максвелловскому распределению. Затем условие применимости обычной гидродинамики используется для обрыва цепочки уравнений моментов функции распределения.

Для случая редких столкновений в сильном магнитном поле при определенных условиях (в основном для движений в поперечном к магнитному полю направлении) также удается вывести уравнения для макроскопических величин [3,11]. В этом случае продольные и поперечные компоненты микроскопической скорости выступают как две независимые переменные, от которых зависит функция распределения, $f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \to f\ (\mathbf{r}, \mathbf{u}_\perp, \mathbf{u}_\parallel\ t)$. Решение кинетического уравнения обычно ищется в виде разложения

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = f_0(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \sum_\nu a_\nu(\mathrm{r}, \mathrm{t}) \mathrm{P}_\nu(\mathbf{u}, \mathbf{r}, \mathrm{t}), \qquad (3)$$

где f_0 – нулевое приближение для функции распределения, a_ν – коэффициенты разложения, P_ν – ортогональный полином с номером ν. Если функцию f_0 заменить функцией Максвелла, тогда разложение (3) будет описывать состояние, близкое к термодинамическому равновесию. Такой метод поиска функции распределения называется методом Грэда [12]. Однако, использование обычной функции Максвелла неприменимо для описания плазмы с произвольным анизотропным давлением. Для этой цели в работах [13,7] была использована «сдвинутая» вдоль магнитного поля би-максвелловская функция

$$f_0 = \frac{n\,m}{2\pi\kappa T_\perp}\left(\frac{m}{2\pi\kappa T_\parallel}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m u_\perp^2}{2\kappa T_\perp} - \frac{m(u_\parallel - V_0)^2}{2\kappa T_\parallel}\right) \qquad (4)$$

в качестве нулевого приближения. Такая функция фактически является произведением двух функций Максвелла вдоль и поперек магнитного поля. Этот метод, в отличие от обычного метода Грэда, вводит два вектора теплового потока. В этом случае полная функция распределения находится из 16-ти моментных уравнений, в то время как обычный метод Грэда дает уравнения для 13-ти моментов.

При выводе 16-ти моментных уравнений для прерывания цепочки уравнений применялись следующие допущения: 1) компоненты тензора вязкости малы по сравнению с компонентами давления $p_\perp$ и $p_\parallel$; 2) компоненты теплового потока малы $S_\perp, S_\parallel \ll \rho v_T^3$, , где $v_T = \sqrt{2\kappa T/m}$ – тепловая скорость частиц. В поперечном направлении эти требования выполняются, если $r_B \ll L_\perp$. В продольном же направлении должно быть $v_{T\parallel}\tau \ll L_\parallel$. Здесь $L_{\parallel,\perp}$ – характерные масштабы неоднородности плазмы, вызванными

волновыми движениями. Последнее условие означает, что силы давления малы по сравнению с электромагнитными силами, т.е. плазма в продольном направлении является холодной. 16-ти моментные уравнения были использованы многими авторами в теоретических исследованиях, особенно для моделирования солнечного ветра [14-17]. Эти уравнения переноса для описания макроскопического движения бесстолкновительной плазмы в присутствии ускорения силы тяжести и без учета магнитной диффузии записываются в следующем виде [6-7]:

$$\frac{d\rho}{dt}+\rho\,\mathrm{div}\,\mathbf{V}=0, \qquad \frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{V}\cdot\nabla \tag{5}$$

$$\rho\frac{d\mathbf{V}}{dt}+\nabla\left(p_{\perp}+\frac{B^2}{8\pi}\right)-\frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\nabla)\mathbf{B}=\rho\mathbf{g}+$$
$$+(p_{\perp}-p_{||})[\mathbf{h}\,\mathrm{div}\,\mathbf{h}+(\mathbf{h}\cdot\nabla)\mathbf{h}]+\mathbf{h}(\mathbf{h}\cdot\nabla)(p_{\perp}-p_{||}), \tag{6}$$

$$\frac{d}{dt}\frac{p_{||}B^2}{\rho^3}=-\frac{B^2}{\rho^3}\left[\mathrm{B}(\mathbf{h}\cdot\nabla)\frac{S_{||}}{B}+\frac{2S_{\perp}}{B}(\mathbf{h}\cdot\nabla)\mathrm{B}\right], \tag{7}$$

$$\frac{d}{dt}\frac{p_{\perp}}{B\rho}=-\frac{B}{\rho}(\mathbf{h}\cdot\nabla)\frac{S_{||}}{B^2}, \tag{8}$$

$$\frac{d}{dt}\frac{S_{||}B^3}{\rho^4}=-\frac{3p_{||}B^3}{\rho^4}(\mathbf{h}\cdot\nabla)\frac{p_{||}}{\rho}, \tag{9}$$

$$\frac{d}{dt}\frac{S_{\perp}}{\rho^2}=-\frac{p_{||}}{\rho^2}\left[(\mathbf{h}\cdot\nabla)\frac{p_{\perp}}{\rho}+\frac{p_{\perp}}{\rho}\frac{p_{\perp}-p_{||}}{p_{||}B}(\mathbf{h}\cdot\nabla)\mathrm{B}\right], \tag{10}$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt}+\mathbf{B}\,\mathrm{div}\,\mathbf{V}-(\mathbf{B}\cdot\nabla)\mathbf{V}=0, \qquad \mathrm{div}\,\mathbf{B}=0, \qquad \mathbf{h}=\frac{\mathbf{B}}{B} \tag{11}$$

В этих уравнениях электроны предполагаются холодными ($p_e \ll p_i$) и их вкладом пренебрегают. Индексы $||$ и $\perp$ обозначают величины в продольном и поперечном относительно внешнего магнитного поля $\boldsymbol{B}$ направлениях. Особенностью этих уравнений, отличающих их от уравнений обычной изотропной МГД и уравнений МГД-приближения бесстолкновительной плазмы Чу-Голдбергера-Лоу (ЧГЛ), является наличие в них двух тепловых потоков $S_{||}$ и $S_{\perp}$ вдоль магнитного поля, связанных с продольной и поперечной температурами. Отсутствие тепловых потоков вводит в ЧГЛ – уравнениях двух адиабатических инвариантов (уравнения (7) и (8) без правых частей), которые не подтверждаются в экспериментальных измерениях. Другим отличием 16-моментных МГД-уравнений от ЧГЛ – это включение двух дополнительных уравнений (9) и (10) эволюции тепловых потоков.

МАЛЫЕ КОЛЕБАНИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ

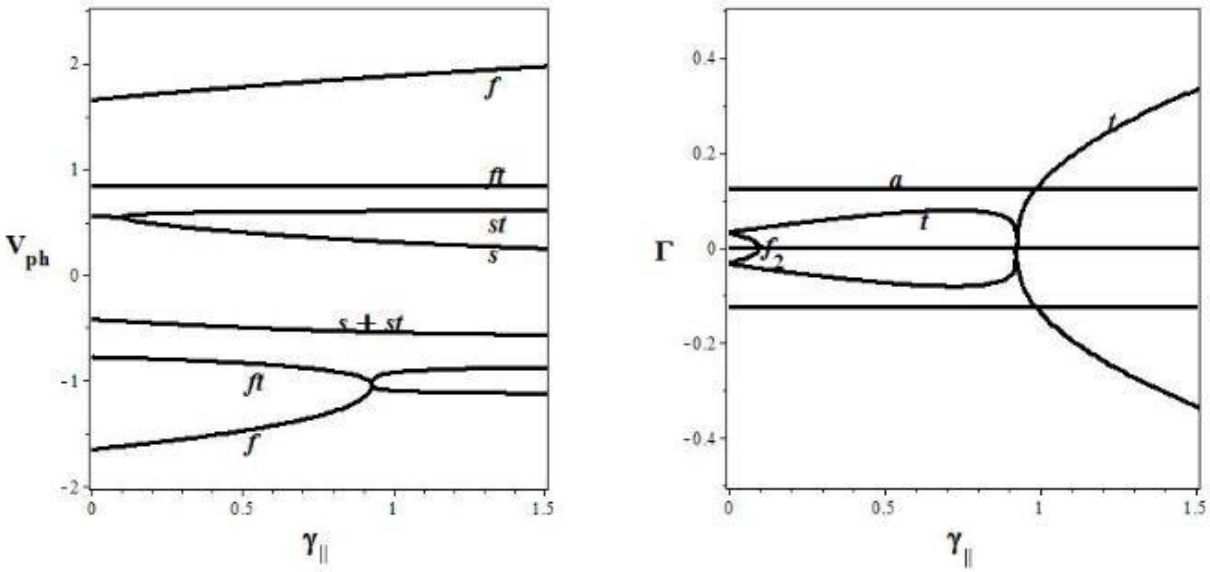
Для простоты рассмотрим случай, когда невозмущенное состояние плазмы стационарно и однородно: $\mathbf{g}$ = 0 и все величины $\{\mathrm{v}_0, \rho_0, p_{\perp 0}, p_{\|0}, B_0, S_{\perp 0}, S_{\|0}\} = \mathrm{const}$ не зависят от координат. Уравнения (5)–(11) автоматически удовлетворяют этим условиям с не нулевыми тепловыми потоками. Рассмотрим малые возмущения этих уравнений относительно равновесного состояния. Все физические переменные, например давление, представим в виде $p = p_0 + p'(\mathbf{r}, t)$. Здесь $p'(\mathbf{r}, t) \sim \exp i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)$, где $\omega = \omega_0 + \mathbf{k}\cdot\mathbf{V}_0$ является частотой колебаний в движущейся совместно с плазмой системе координат, $\mathbf{k}$ – волновой вектор колебаний. Для возмущений в линейном приближении получим следующую систему уравнений:

$$\omega\rho' - \rho_0(\mathbf{k}\cdot\mathbf{V}) = 0, \tag{12}$$

$$\omega\rho_0\mathbf{V} - \mathbf{k}\left(p'_\perp + \frac{\mathbf{B}_0\cdot\mathbf{B}'}{4\pi}\right) + \mathrm{k}_\parallel\frac{\mathrm{B}_0}{4\pi}\mathbf{B}' - \Delta[\mathbf{h}_0(\mathbf{k}\cdot\mathbf{h}') + \mathrm{k}_\parallel\mathbf{h}'] - \mathrm{k}_\parallel\mathbf{h}_0\left(p'_\parallel - p'_\perp\right) = 0, \quad (13)$$

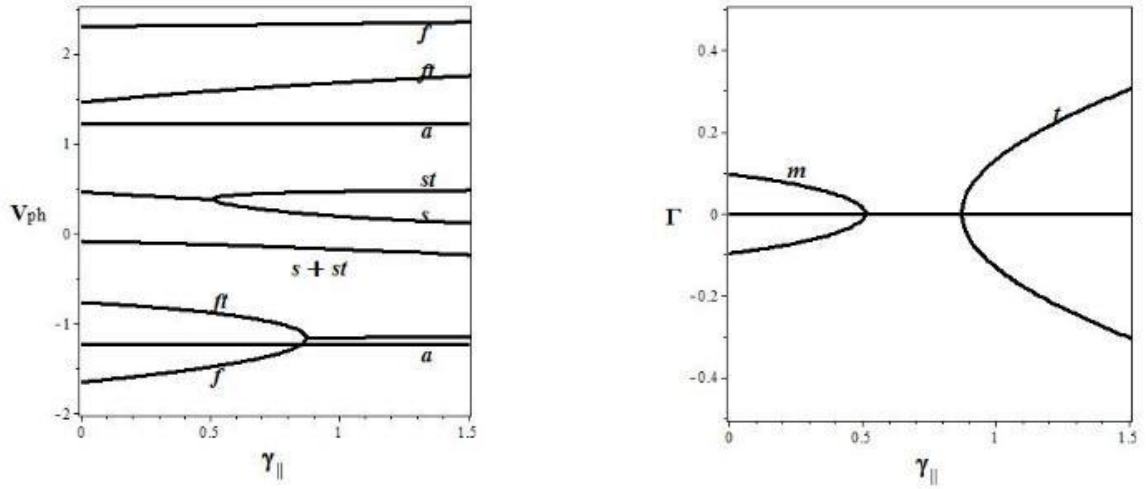
$$\omega\mathbf{B}' - \mathbf{B}_0(\mathbf{k}\cdot\mathbf{V}) + (\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0)\mathbf{V} = 0, \qquad (\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}') = 0, \quad (14)$$

$$a_0\frac{p'_\perp}{p_{\perp 0}} = a_1\frac{\mathrm{B}'}{\mathrm{B}_0} + a_2\frac{\rho'}{\rho_0}; \quad b_0\frac{p'_\parallel}{p_{\parallel 0}} = b_1\frac{\mathrm{B}'}{\mathrm{B}_0} + b_2\frac{\rho'}{\rho_0}. \quad (15)$$



а) б)

Рис.1а (слева), 1б (справа) Фазовые скорости V_{ph} (левый рисунок) и инкременты неустойчивостей **Γ** (правый рисунок) МГД-волн как функции теплового потока $\gamma_\parallel$(для $\gamma_\perp = 0.6$) при наклонном распространении относительно магнитного поля, θ = 45°. Показан пример области, где развивается шланговая неустойчивость (α = 0.3125, β = 0.625). На рисунках а) обозначены ветви колебаний: *s* – медленная магнитозвуковая (ММЗ), *f* – быстрая магнитозвуковая (БМЗ), *st* – медленная тепловая, *ft* – быстрые тепловые моды, а на рисунках б): – *a* альфвеновская шланговая неустойчивость, f_2– вторая шланговая неустойчивость в медленных магнитозвуковых модах, и *t* – тепловая неустойчивость.



а) б)

Рис.2а (слева), 2б (справа) То же самое, что показано на рис.1, но для области параметров, где развивается зеркальная неустойчивость (α = 2, β = 2). В этом случае альфвеновская ветвь (*a*) устойчива, зеркальная неустойчивость (*m*) возникает в прямых медленных модах (*s*+*st*), а тепловая неустойчивость (*t*) является следствием взаимодействия обратных быстрых мод (*ft*+*f*).

Для вывода этих уравнений были исключены возмущения тепловых потоков при использовании следующих выражений из исходных уравнений (5)–(11):

$$S'_\perp = \frac{k_\parallel p_{\parallel 0} p_{\perp 0}}{\omega \rho_0}\left(\frac{p'_\perp}{p_{\perp 0}} - \frac{\rho'}{\rho_0} - \frac{\Delta}{p_{\parallel 0}}\frac{B'}{B_0}\right) + 2S_{\perp 0}\frac{\rho'}{\rho_0}, \quad (16)$$

$$S'_\parallel = \frac{3k_\parallel p_{\parallel 0}^2}{\omega \rho_0}\left(\frac{p'_\parallel}{p_{\parallel 0}} - \frac{\rho'}{\rho_0}\right) - S_{\parallel 0}\left(3\frac{B'}{B_0} - 4\frac{\rho'}{\rho_0}\right). \quad (17)$$

Здесь $\Delta = p_{\parallel 0} - p_{\perp 0}$, $\mathbf{h_0} = \frac{\mathbf{B_0}}{B_0}$, $k_\parallel = (\mathbf{h_0}\cdot\mathbf{k}) = k\cos\theta$. Важно отметить, что если исключить из (16)–(17) начальные тепловые потоки, предположив в них $S_{\parallel 0} = S_{\perp 0} = 0$, то возмущенные потоки не обращаются в ноль: $S'_\parallel \neq 0$, $S'_\perp \neq 0$.

В коэффициенты $a_{0,1,2}$ и $b_{0,1,2}$ (приведены ниже) полученных уравнений (12)–(15) тепловые потоки $S_{\parallel 0}$ и $S_{\perp 0}$ входят как параметры. Строго говоря, эти потоки для частиц сорта *a* определяются как $\mathbf{S}_a = n_a m_a \langle c_a^2 \mathbf{c}_a\rangle/2$, где $\mathbf{c}_a = \mathbf{u}_a - \mathbf{V}$ - хаотическая тепловая скорость [10]. В присутствии внешнего магнитного поля компоненты этого потока определяются решением кинетических уравнений. Однако для оценок начальных значений переносимых вдоль магнитного поля тепловых потоков $S_{\parallel 0}$ и $S_{\perp 0}$ в бесстолкновительной плазме они могут быть представлены в виде произведения плотности тепловой энергии частиц на их скорость вдоль магнитного поля $u_\parallel \sim V_0$: $S_{\parallel 0} \approx \frac{3}{2} n_e \kappa_B T_\parallel \delta = \frac{3}{4}\delta V_0 p_\parallel$. Здесь δ является неизвестным параметром, который зависит от деталей функции распределения. Холлвег [18-19], сравнивая экспериментально измеренный тепловой поток (применительно к плазме солнечного ветра) с рассчитанным при заданной функции распределения электронным тепловым потоком, оценил поправочный параметр δ в зависимости от величины магнитного поля. Для полей в области $B = 0.1$–100 *Гс* параметр $\delta \approx 4 \div 0.1$. Аналогично была получена оценка для $S_{\perp 0} \approx 3\delta V_0 p_\perp/4$. Если использовать условие $S_{\parallel,\perp} \ll \rho v_T^3$, приведенное выше, можно получить ограничение - $V_0 \ll v_T$.

Вводим безразмерные параметры для основного состояния (для простоты записи далее индексы “0” опускаем):

$$\alpha = \frac{p_\perp}{p_\parallel}, \beta = \frac{B^2}{4\pi p_\parallel} = \frac{V_A^2}{c_\parallel^2}, c_\parallel^2 = \frac{p_\parallel}{\rho}, \eta = \frac{c_\parallel k_\parallel}{\omega}, \gamma_\parallel = \frac{S_\parallel}{p_\parallel c_\parallel}, \gamma_\perp = \frac{S_\perp}{p_\perp c_\parallel}, l = \cos^2\theta, \quad (18)$$

где $x = 1/\eta$ – нормированная к скорости звука комплексная продольная фазовая скорость, θ - угол между магнитным полем и волновым вектором. Здесь параметры *a* и β имеют очевидные выражения через плазменные бета-параметры $\beta_{||}$ и $\beta_\perp$: $\alpha = \beta_\perp/\beta_{||}$, $\beta = 2/\beta_\parallel$

С помощью этих параметров коэффициенты уравнения (15) определяются как

$$a_0 = 1 - \eta^2, \quad a_1 = 1 - 2\gamma_\perp\eta - (1-\alpha)\eta^2, \quad a_2 = 1 + 2\gamma_\perp\eta - \eta^2,$$
$$b_0 = 1 - 3\eta^2, \; b_1 = 2\eta\,(\alpha\gamma_\perp - 2\gamma_\parallel) - 2, \; b_2 = 3 + 4\gamma_\parallel\eta - 3\eta^2. \quad (19)$$

Подставляя уравнения (12) и (15) в (13) получим:

$$\frac{1}{\eta}\frac{\mathbf{V}}{c_\parallel} - \alpha\frac{\mathbf{k}}{k_\parallel}\left[\frac{a_1}{a_0}\frac{B'}{B} + \frac{a_2}{a_0}\frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{V})}{\omega} + \frac{(\mathbf{B}\cdot\mathbf{B}')}{4\pi p_\perp}\right] + (\alpha+\beta-1)\frac{\mathbf{B}'}{B}$$
$$-\frac{\mathbf{B}}{B}\left[\left(\frac{b_1}{b_0} - \alpha\frac{a_1}{a_0} - 2 + 2\alpha\right)\frac{B'}{B} + \left(\frac{b_2}{b_0} - \alpha\frac{a_2}{a_0}\right)\frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{V})}{\omega}\right] = 0, \quad (20)$$

$$\frac{\mathbf{B}'}{B} - \frac{\mathbf{B}}{B}\frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{V})}{\omega} + \frac{k_\parallel\mathbf{V}}{\omega} = 0, \quad (\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}') = 0. \quad (21)$$

Для альфвеновских колебаний, для которых $(\mathbf{k}\times\mathbf{B})=0$, система (20-21) переходит в

$$\frac{\mathbf{B}\times\mathbf{V}}{\mathrm{B}c_{\parallel}}+\eta(\alpha+\beta-1)\frac{\mathbf{B}\times\mathbf{B}'}{\mathrm{B}^2}=0, \qquad (22)$$

$$\eta\frac{\mathbf{B}\times\mathbf{V}}{\mathrm{B}c_{\parallel}}+\frac{\mathbf{B}\times\mathbf{B}'}{\mathrm{B}^2}=0. \qquad (23)$$

Детерминант этой системы уравнений дает $x^2=\alpha+\beta-1$. Или

$$\frac{\omega^2}{k^2}=\mathrm{V}_A^2\left(1-\frac{p_{\parallel}-p_{\perp}}{2p_{mag}}\right)\cos^2\theta, \quad p_{mag}=\frac{\mathrm{B}^2}{8\pi}, \qquad (24)$$

т.е. мы получили выражение, описывающее классические шланговые моды, которые связаны с возмущениями альфвеновского типа аналогично ЧГЛ приближению [4-5,20]. Тепловые потоки не влияют на эти моды, и они максимально неустойчивы при продольном распространении. Шланговая неустойчивость возникает, если $\alpha+\beta<1$ или $p_{\parallel}>p_{\perp}+2p_{mag}$.

Система уравнений (20)–(21) допускает, кроме несжимаемых мод альвеновского типа, следующее дисперсионное уравнение для сжимаемых мод:

$$\sum_{n=0}^{8}C_n x^n=0; \qquad (25)$$

$$C_0=3(2\alpha^2-\beta+l-2l\alpha^2+l\alpha-2\alpha);$$
$$C_1=4[\gamma_{\parallel}(2\alpha+\beta-l\alpha+l\alpha^2-\alpha^2-l)-\gamma_{\perp}2\alpha^2(1-l)];$$
$$C_2=10\alpha^2(l-1)+9(\beta-l\alpha+2\alpha)-6l+4\alpha^2(1-l)\gamma_{\perp}^2;$$
$$C_3=4\alpha^2(1-l)\gamma_{\perp}-4\gamma_{\parallel}(2\alpha+\beta-l\alpha);$$
$$\mathrm{C}_4=2\alpha^2(1-l)-2l-7(2\alpha+\beta-l\alpha);$$
$$C_5=4l\gamma_{\parallel},\ C_6=2\alpha+\beta-l\alpha+6l,\ C_7=0,\ C_8=-l.$$

Это полиномиальное уравнение 8-го порядка определяет безразмерную комплексную фазовую скорость x как функцию пяти независимых параметров $x=x(\alpha,\beta,\gamma_{||},\gamma_{\perp},\theta)$. Анализ этой системы уравнений показал, что наличие ненулевых тепловых потоков в исходном состоянии даже при $\gamma_{||}=\gamma_{\perp}$ меняет свойства волн и приводить к неустойчивостям [21-24].

Поскольку коэффициенты $C_{0\text{-}8}$ уравнения (25) являются действительными функциями параметров α, β, $\gamma_{||}$, $\gamma_{\perp}$ и l, то его решения являются либо действительными, либо комплексно сопряженными. Нечетные коэффициенты C_1, C_3, C_5 пропорциональны параметрами $\gamma_{||}$ и $\gamma_{\perp}$. Это приводит к тому, что при $\gamma_{||}\neq 0$, $\gamma_{\perp}\neq 0$ фазовые скорости для волн, распространяющихся вдоль и против направления теплового потока $V_{ph}=\mathrm{Re}(x)$, различаются, т.е. в этом случае имеет место асимметрия волн по отношению к направлению магнитного поля (теплового потока). Формально это связано с тем, что в дисперсионном уравнении (25) слагаемые, пропорциональные параметрами $\gamma_{||}$ и $\gamma_{\perp}$, содержат нечетные степени волнового вектора k, поэтому одновременная смена знака у k и $\gamma_{||}$, $\gamma_{\perp}$ не меняет уравнения. В противоположном случае уравнение изменяется. Причина такой асимметрии, как можно установить из исходных уравнений, в том, что при наличии начальных тепловых потоков возмущения давления плазмы при распространении вдоль и против направления теплового потока различаются, что и отражается в свойствах волн.

Приведем случаи продольного, поперечного и наклонного распространения волн относительно магнитного поля. Отметим, что ряд интересных частных случаев, когда удаётся аналитически проанализировать дисперсионное уравнение (25) при $\gamma_{||}=\gamma_{\perp}$, были рассмотрены нами в работах [21-24].

3.1. Продольное распространение.

Для случая распространения волн вдоль магнитного поля ($l=1$) дисперсионное уравнение (25) переходит в

$$(x^2-1)(\alpha+\beta-1-x^2)(x^4-6x^2-4\gamma_{\|}x+3)=0, \quad (26)$$

которое не зависит от $\gamma_{\perp}$. Это уравнение было проанализировано в [24]. Было показано, что тепловым модам соответствует последний множитель в (26), и с ростом $\gamma_{||}$ может развиваться колебательная неустойчивость в обратных модах, для которых $V_{ph}<0$. Легко показать, что порогу неустойчивости соответствует $\gamma_{\|}=\gamma_{*}=\sqrt{1+\sqrt{2}}(2-\sqrt{2})\approx 0.91$. На пороге $V_{ph}=-\sqrt{1+\sqrt{2}}$. С ростом $\gamma_{||}>\gamma_{*}$ инкремент неустойчивости увеличивается. В пределе $\gamma_{\|}\gg 1$ получим $x\approx(4\gamma_{\|})^{1/3}(-1\pm i\sqrt{3})/2$, который указывает на сильную неустойчивость (инкремент $\approx\sqrt{3}>1$).

3.2. Квазипоперечное распространение.

В предельном случае $l\to 0$ первые два решения (25) – это устойчивые БМЗ-волны с $x_{1,2}=\pm\sqrt{(2\alpha+\beta)/l}$. Влияния тепловых потоков на эти моды несущественны. Чтобы найти остальные шесть решений, нужно решать полиномиальное уравнение 6-го порядка.

Как было показано в [24], в условиях отсутствия тепловых потоков, когда $\gamma_{\|}=\gamma_{\perp}=0$, можно показать, что $x_{3\div 8}=\pm\sqrt{1/Z_{1,2,3}}$, где $Z_{1,2,3}$ являются решениями кубического уравнения

$$3(1-\sigma)Z^3+(9\sigma-5)Z^2+(1-7\sigma)Z+\sigma=0,\ \ \sigma=(2\alpha+\beta)/(2\alpha^2). \quad (27)$$

В общем случае точные решения этого кубического уравнения остаются сложными, однако в трех предельных случаях: $\sigma\approx 1,\sigma\ll 1$ и $\sigma\gg 1$ эти решения упрощаются. Разложив решения вблизи $\sigma=1$, получим: $x_{3\div 6}\approx\pm\left[(3\pm\sqrt{5})\right]^{1/2}$ и $x_{7\div 8}\approx\pm[3l(\sigma-1)/4]^{1/2}$. Первые четыре решения устойчивы $x_{3\div 6}^2>0$, однако последние могут стать неустойчивыми, $x_{7\div 8}^2<0$, если выполняется условие $\sigma<1$. Это условие совпадает с кинетическим условием возникновения зеркальной неустойчивости $2\alpha+\beta<2\alpha^2$ или $p_{\perp}^2>p_{\|}(p_{\perp}+p_{mag})$ [25, 20]. Хорошо известно, что зеркальная неустойчивость возникает в плазме с $\alpha=\frac{p_{\perp}}{p_{\|}}>1$. В пределе $\sigma\ll 1$ получим устойчивые звуковые моды $x_{3\div 6}\approx\pm\left[(5\pm\sqrt{13})/2\right]^{1/2}$ и неустойчивые ММЗ моды $x_{7\div 8}\approx\pm i\sqrt{l/\sigma}$. Наконец, если $\sigma\gg 1$, все сжимаемые моды устойчивы.

В условиях же присутствия начальных тепловых потоков $\gamma_{\|}\neq 0,\gamma_{\perp}\neq 0$ остальные шесть решений удовлетворяют уравнению

$$\sigma x^6+(1-7\sigma)x^4+2(\gamma_{\perp}-2\gamma_{\|}\sigma)x^3+(9\sigma-5+2\gamma_{\perp}^2)x^2+ \\ +2(2\gamma_{\|}\sigma-\gamma_{\|}-2\gamma_{\perp})x+3(1-\sigma)=0, \quad (28)$$

что существенно отличается от беспотокового случая (27). Легко показать, что вблизи $\sigma\approx 1$ неустойчивость не возникает, и $x\approx 3(1-\sigma)/2(2\gamma_{\perp}-\gamma_{\|})$. Остальные пять решений в этом случае должны находиться из уравнения

$$x^5-6x^3+2(\gamma_{\perp}-2\gamma_{\|})\,x^2+2(2+\gamma_{\perp}^2)\,x+2(\gamma_{\|}-2\gamma_{\perp})=0. \quad (29)$$

Численный анализ этого уравнения показал, что неустойчивые решения сложным образом зависят от комбинаций двух параметров тепловых потоков - $\gamma_{\perp}$и $\gamma_{\|}$, но никак не зависят от знака $(\sigma-1)$. Таким образом, получается, что тепловые потоки стабилизируют зеркальную неустойчивость, а вместо этого развивается тепловая неустойчивость. Порог тепловой неустойчивости может быть найден как действительные и положительные решения следующего уравнения, которое получается из (29):

$$\begin{gathered}13824\,\gamma_{\parallel}^{6}-62208\,\gamma_{\perp}\gamma_{\parallel}^{5}+\left(-12701+202464\,\gamma_{\perp}^{2}+6912\,\gamma_{\perp}^{4}\right)\gamma_{\parallel}^{4}+\\+\left(166084\,\gamma_{\perp}-357408\,\gamma_{\perp}^{3}-13824\,\gamma_{\perp}^{5}\right)\gamma_{\parallel}^{3}+\\+\left(28480-294636\,\gamma_{\perp}^{2}+423960\,\gamma_{\perp}^{4}+14464\,\gamma_{\perp}^{6}\right)\gamma_{\parallel}^{2}+\\+\left(-104320\,\gamma_{\perp}+388432\,\gamma_{\perp}^{3}-395808\,\gamma_{\perp}^{5}+69248\,\gamma_{\perp}^{7}\right)\gamma_{\parallel}-\\-25600+152192\,\gamma_{\perp}^{2}-348048\,\gamma_{\perp}^{4}+281792\,\gamma_{\perp}^{6}-45136\,\gamma_{\perp}^{8}-16384\,\gamma_{\perp}^{10}=0.\end{gathered} \tag{30}$$

В частности, при $\gamma_{\perp}=0$ это уравнение переходит в

$$13824\,\gamma_{\parallel}^{6}-12701\,\gamma_{\parallel}^{4}+28480\,\gamma_{\parallel}^{2}-25600=0. \tag{31}$$

3.3. "Шланговая" неустойчивость сжимаемых мод.

Дисперсионное уравнение (25), описывающее сжимаемые волновые моды, вблизи порога классической апериодической шланговой неустойчивости ($\eta^2=-a$, где $a=1/(1-\alpha-\beta)>1$), связанной с несжимаемыми модами альфвеновского типа, допускает при $\gamma_{\parallel}\neq 0$, $\gamma_{\perp}\neq 0$ решение для колебательной неустойчивости ("шланговая" неустойчивость сжимаемых мод) $\eta^2=-a(1+i\varepsilon)$. Для упрощенного случая $\gamma=\gamma_{\parallel}=\gamma_{\perp}$ и $|\varepsilon|\ll 1$ получим $x\approx\pm(\varepsilon/2+i)\sqrt{1/a}$. Вблизи порога

$$\varepsilon\approx\mp\frac{\gamma}{3\sqrt{a}}\frac{1+\alpha-3\alpha^2}{(1-\alpha)(1+2\alpha)}. \tag{32}$$

Кроме этого должно выполняться дополнительное условие $d_2l^2+d_1l+d_0=0$, где коэффициенты $d_{0,1,2}$– действительные функции параметров α, β и γ, которые могут быть легко определены из (25). Это означает, что неустойчивость имеет место только при фиксированном значении угла распространения θ. Это связано с резонансным взаимодействием трех обратных волновых мод. В следующем подразделе покажем, что в широком диапазоне углов имеет место резонансное взаимодействие быстрой и медленной звуковой волны, а при некотором критическом угле $\theta_c(\alpha,\beta,\gamma)$ этого диапазона в резонанс попадает и обратная БМЗ волна.

3.4. Наклонное распространение.

Для наклонного распространения ($l\neq 0$ и $l\neq 1$) приведем некоторые решения дисперсионного уравнения (25) в зависимости от параметров теплового потока. Рассмотрим две области плазменных бета: область $\beta_{\parallel}>\beta_{\perp}$, где может развиваться шланговая неустойчивость, и область развития зеркальной неустойчивости, когда $\beta_{\parallel}<\beta_{\perp}$. Фиксируем угол распространения $\theta=45^{\circ}$ (или $l=0.5$). На Рис.1а) и б) приведены действительные и мнимые части решения ($V_{ph}=\mathrm{Re}(x)$ – фазовая скорость, $\Gamma=\mathrm{Im}(x)\cos\theta$ – инкремент (если $\Gamma>0$) или декремент (если $\Gamma<0$) неустойчивости, как функции продольного теплового потока $\gamma_{\parallel}$ (при заданной $\gamma_{\perp}=0.6$) для случая $\beta_{\parallel}=3.2$ и $\beta_{\perp}=1$. Для этих параметров выполняется условие возникновения обычной апериодической несжимаемой шланговой неустойчивости, $\beta_{\parallel}>\beta_{\perp}+2$.

Как видно из Рис.1а, для фазовых скоростей, находящихся между медленными (*s*) и ускоренными (*f*) магнитозвуковыми модами, возникают две колебательные моды (быстрые (*ft*) и медленные (*st*)), которые связаны с тепловыми потоками. Все соседние ветви взаимодействуют между собой, и это особенно сильно для обратных волн, для которых $V_{ph}<0$. Из сравнения рисунков 1а и 1б следует, что в местах совпадения ветвей возникают неустойчивости. При малых $\gamma_{\parallel}$ в медленных прямых модах развивается так называемая вторая шланговая неустойчивость (f_2). В отличие от классической несжимаемой шланговой неустойчивости (*a*) эти моды являются сжимаемыми и на них тепловые потоки оказывают влияние. Из-за взаимодействия обратных мод возникает колебательная тепловая (*t*) неустойчивость, которая является аналогом кинетической потоковой неустойчивости в низкочастотном пределе [26]. Для $\gamma_{\parallel}<1$ доминирующей неустойчивостью являются обычная шланговая, а при $\gamma_{\parallel}>1$ – тепловая неустойчивость.

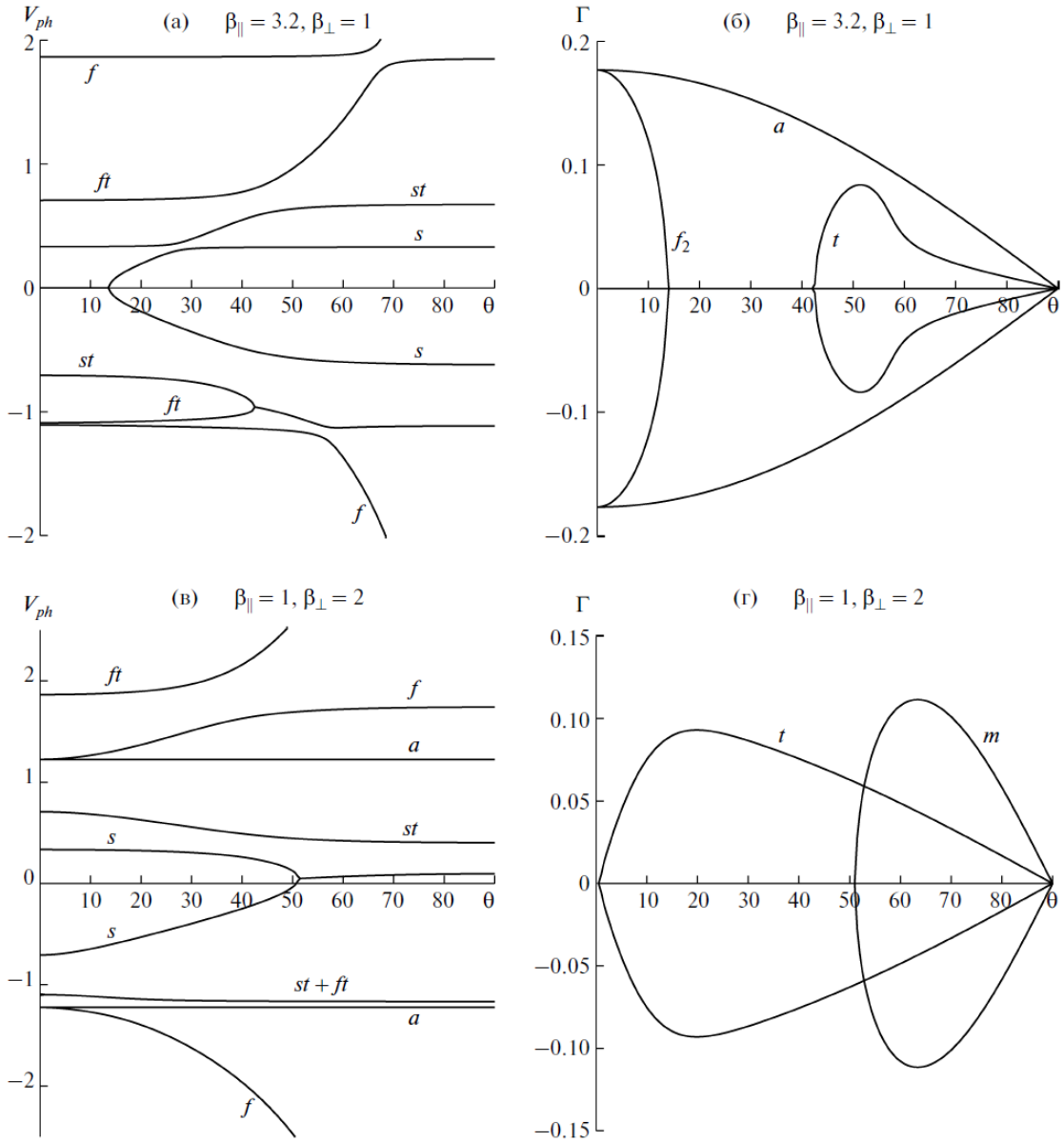


Рис. 3. Фазовые скорости V_{ph} и инкременты неустойчивостей Г МГД-волн как функции угла распространения относительно магнитного поля. Пример области $\beta_{\|} > \beta_{\perp}$, где развиваются шланговые неустойчивости (а, б), пример области $\beta_{\|} < \beta_{\perp}$, где развивается зеркальная неустойчивость (в, г). Тепловая неустойчивость возникает в обоих случаях. На рисунках (а) и (в) обозначены: *a* – альфвеновская, *s* – медленная магнитозвуковая (ММЗ), *f* – быстрая магнитозвуковая (БМЗ), *st* – медленная тепловая, *ft* – быстрые тепловые моды, а на рисунках б и г: *a* – альфвеновская шланговая неустойчивость, f_2 – вторая шланговая неустойчивость в медленных магнитозвуковых модах, *m* – зеркальная неустойчивость и – *t* тепловая неустойчивость.

На втором примере на Рис. 2 а) и б) приведен случай развития зеркальной неустойчивости, когда $\beta_{\|} < \beta_{\perp}$. Для параметров взяты $\beta_{\|} = 1$, $\beta_{\perp} = 2$, и как в предыдущем случае $l = 0.5$, $\gamma_{\perp} = 0.6$. Как видно, сильные изменения произошли на ветвях медленных магнитозвуковых мод. Теперь слияние мод произошло при малых и больших $\gamma_{\|}$. В первом случае периодическая зеркальная неустойчивость возникает в результате резонансного взаимодействия прямых медленных звуковых и тепловых мод (*s*+*st*). С увеличением теплового потока зеркальная неустойчивость исчезает. Во втором случае выше порога $\gamma_{\|} > 0.9$ развивается тепловая неустойчивость, как результат слияния обратных быстрых мод. С

увеличением теплового потока эта неустойчивость усиливается.

В [27] исследовано поведение инкрементов найденных колебательных неустойчивостей $(\mathrm{Re}(\omega) \neq 0)$ с изменением $\gamma_\perp$. Получено, что увеличение $\gamma_\perp$ усиливает тепловую неустойчивость (*t*). Зависимость второй шланговой неустойчивости (f_2) от тепловых потоков более сложная: сначала с ростом $\gamma_\perp$инкремент уменьшается до минимума, а затем резко увеличивается. Однако увеличение $\gamma_\parallel$ всегда сглаживает эту неустойчивость. В области зеркальной неустойчивости с ростом $\gamma_\perp$порог тепловой неустойчивости (*t*) смещается в сторону малых $\gamma_\parallel$, а порог зеркальной неустойчивости перемещается в сторону больших $\gamma_\parallel$. При этом оба инкремента увеличиваются. Возникают области прикрытия этих двух неустойчивостей. Общая тенденция такова, что при $\gamma_\perp \geq 1$ в области малых $\gamma_\parallel$ доминирует зеркальная неустойчивость, а в области больших $\gamma_\parallel$ – тепловая неустойчивость.

Таким образом мы показали, что наличие теплового потока может приводить к взаимодействию мод и возникновению неустойчивости. Для простейшего одномерного случая и би-максвелловской функции распределения со сдвигом по скорости (4) суммарный тепловой поток равен

$$S = 2S_\perp + S_\parallel = nmV_0\left(v_\perp^2 + \frac{3}{2}v_\parallel^2 + V_0^2\right). \quad (33)$$

Здесь $v_{\parallel,\perp}$-тепловые скорости, V_0 - потоковая скорость. Таким образом, по сути, параметры гамма представляют собой функции остальных параметров плазмы и зависят от кинетического механизма создания теплового потока. Как пример, в следующем разделе мы будем предполагать, что эти тепловые потоки являются следствием однородного течения ионного компонента плазмы относительно электронного.

Теперь представим некоторые примеры, представляющие зависимость свойства волн и неустойчивостей от угла распространения волн. На рис. 3 а, б приведены действительные и мнимые части решения (фазовая скорость и инкремент/декремент неустойчивости) как функции угла распространения волны для случая $\beta_\parallel = 3.2$ и $\beta_\perp = 1$. Для этих параметров выполняется условие возникновения обычной апериодической несжимаемой шланговой неустойчивости, $\beta_\parallel > \beta_\perp + 2$. Как видно из рис. 3а, для фазовых скоростей, находящихся между медленными и ускоренными магнитозвуковыми модами, возникают две колебательные моды (быстрые и медленные), связанные с тепловыми потоками. Все соседние ветви взаимодействуют между собой, и это особенно сильно для обратных волн. В местах совпадения ветвей возникают неустойчивости. При малых углах распространения в медленных модах развивается так называемая вторая апериодическая шланговая неустойчивость, которая является сжимаемой. Из-за взаимодействия обратных тепловых мод возникает также колебательная тепловая (или, как будет видно из кинетического приближения, потоковая неустойчивость). В расчетах для тепловых параметров взяты значения $\gamma_\perp = 0.6$ и $\gamma_\parallel = 0.91$. . На втором примере на рис. 3в, г приведен случай $\beta_\parallel = 1$ и $\beta_\perp = 2$. Как видно, сильные изменения произошли на ветвях медленных магнитозвуковых мод. Теперь слияние мод произошло при больших углах распространения, где развивается квазипериодическая зеркальная неустойчивость. В этой области параметров тепловая неустойчивость имеет место для всех углов распространения. При этом фазовые скорости двух обратных (медленных и быстрых) тепловых мод совпадают (кривая с меткой *st+ft*).

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КИНЕТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Вывод кинетического дисперсионного уравнения в общем случае для малых непотенциальных колебаний в однородной горячей бесстолкновительной магнитоактивной плазме хорошо известен (см., например, [28-29, 10]). Оно получается путем линеаризации кинетического уравнения Власова и уравнений Максвелла. Это уравнение записывается в виде [28]

$$\begin{vmatrix} K_{xx}-n_z^2 & K_{xy} & K_{xz}+n_x n_z \\ K_{yx} & K_{yy}-n_x^2-n_z^2 & K_{yz} \\ K_{zx}+n_x n_z & K_{zy} & K_{zz}-n_x^2 \end{vmatrix} = 0, \qquad (34)$$

где K_{ij} - компоненты тензора комплексной диэлектрической проницаемости плазмы, $\boldsymbol{n} = \frac{\mathbf{k}\,c}{\omega}$ - показатель преломления плазмы для плоских волн с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$, c – скорость света. При выводе (34) предполагалось, что невозмущенное магнитное поле $\boldsymbol{B}_0$ направлено вдоль оси $\boldsymbol{z}$, волновой вектор находится в плоскости xz ($k_y = 0$), а угол между этими векторами равен θ. Считалось также, что в основном состоянии плазма однородная, а массовая скорость ее каждого компонента V_0 = const направлена вдоль магнитного поля. Переменная часть всех возмущенных физических величин также пропорциональна $\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)]$.

Предположим, что в основном состоянии по скоростям как электронная, так и ионная компонента плазмы распределены по би-максвелловскому закону

$$f_0(u) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_\parallel v_\perp^2} e^{-\frac{u_x^2+u_y^2}{v_\perp^2} - \frac{(u_z-V_0)^2}{v_\parallel^2}}, \qquad (35)$$

где $v = (2æT/m)^{1/2}$ –тепловая скорость частиц с массой m и температурой T, а æ - постоянная Больцмана. Индексы $||$ и $\perp$ в функции распределения относятся к температуре вдоль и поперек магнитного поля. Общая функция распределения состоит из суммы двух функций би-максвелловского распределения - для ионов и электронов. В основном состоянии имеется относительное движение электронов и ионов со скоростью $V_{0e} - V_{0i}$, из-за которого может возникать потоковая неустойчивость. Даже для такой упрощенной постановки задачи функции K_{ij} имеют все еще громоздкие выражения [28], и их мы здесь приводить не будем. Далее примем следующие упрощения для низкочастотного приближения.

1) Исключим эффекты, связанные с циклотронными вращениями частиц, т.е. для любого сорта частиц выполняется условие $k_x^2 v_\perp^2 < \Omega^2$, где Ω - циклотронная частота. Если ввести средний ларморовский радиус r_L и учитывать, что $r_{Le}^2 \ll r_{Li}^2$, то получим $k_x^2\, r_{Li}^2 < 1$.
2) Рассмотрим низкие частоты $\Omega_i \gg |\omega'|$, где $\omega' = \omega - k_z V_0$ - частота в движущейся системе координат.
3) Пусть выполняются следующие дополнительные условия

$$\Omega_i \gg k_z v_{i\parallel},\ \omega_L^2 \gg k^2 v^2,\ c^2 \gg V_A^2,\ c^2 \gg V_{ph}^2,$$

где ω_L - плазменная частота, V_A - альфвеновская скорость, V_{ph} - фазовая скорость волны, c – скорость света. После применения этих условий дисперсионное уравнение (34) существенно упрощается и распадается на два уравнения [20, 28]:

$$K_{xx} - n_z^2 = 0,$$
$$K_{yy} + \frac{K_{yz}^2}{K_{zz}} - n^2 = 0, \qquad (36)$$

которые описывают альфвеновские и магнитозвуковые низкочастотные волны. Для дальнейшего упрощения задачи допустим, что плазма состоит из двух сортов частиц – электронов и протонов, т.е. случай водородной плазмы. Тогда получим следующее дисперсионное уравнение:

$$A\left[(A\cos^2\theta - B\sin^2\theta)D - \sin^2\theta\,\frac{\beta_{\parallel e}}{2}C^2\right] = 0, \qquad (37)$$

$$A = \beta_{\parallel p}\left(\nu_p^2 + \tau_\parallel \nu_e^2\right) - \beta_A, \qquad B = 1 + \beta_\perp - \frac{\beta_{\perp p}^2}{\beta_{\parallel p}}\psi(\nu_p) - \frac{\beta_{\perp e}^2}{\beta_{\parallel e}}\psi(\nu_e),$$

$$C = \frac{\Psi(\nu_p)}{l_p} - \frac{\Psi(\nu_e)}{l_e} + \frac{k_z}{\omega}\left(V_{0e} - V_{0p}\right), \qquad D = \Psi(\nu_e) + \tau_\parallel \Psi(\nu_p),$$

$$\nu_a = \frac{\omega - k_z V_{0a}}{k_z u_{\parallel a}}, \qquad \beta_{\parallel a} = \frac{8\pi}{B_0^2} n_e æ T_{\parallel a}, \ \beta_{\perp a} = \frac{8\pi}{B_0^2} n_e æ T_{\perp a}, \ a = \{e, p\},$$

$$\beta_\parallel = \beta_{\parallel e} + \beta_{\parallel p}, \beta_\perp = \beta_{\perp e} + \beta_{\perp p}, \beta_A = 1 + \frac{1}{2}(\beta_\perp - \beta_\parallel), l_a = \frac{T_{\parallel a}}{T_{\perp a}}, \tau_\parallel = \frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp p}},$$

$$\psi(\nu_a) = 1 + \nu_a \left(i\sqrt{\pi}\frac{k_z}{|k_z|} - 2\int_0^{\nu_a} e^{t^2} dt \right) e^{-\nu_a{}^2}.$$

Здесь интеграл, входящий в функции $\psi(x)$ - дисперсионная функция плазмы, свойства которой известны (см., например [30]). Нам понадобятся следующие ее представления в предельных случаях:

$$\psi(x) \approx 1 + i\sqrt{\pi}\frac{k_z}{|k_z|}x - 2x^2, \quad |x| \ll 1; \qquad (38)$$

$$\psi(x) \approx -\frac{1}{2x^2}, \quad |x| \gg 1$$

4.1. Инкременты неустойчивостей

Для моделирования МГД-решений, рассмотренных в предыдущем разделе, примем следующие допущения. Рассмотрим случай, когда электроны изотермические и холодные, $T_{\parallel e} = T_{\perp e} = T_e \ll T_{\parallel p}$. Допустим также, что $V_{0e} = 0$ и $V_{0p} = V_0 \neq 0$. Будем решать уравнения (37) для комплексной фазовой скорости волны в системе отсчета плазмы $x = \nu_p$. Решения $A(x) = 0$ соответствуют альфвеновским колебаниям, в которых возникает обычная шланговая неустойчивость, если $\beta_A < 0$. Остальные решения уравнения (37) для магнитозвуковых ветвей получить в аналитическом виде затруднительно из-за функции $\psi(x)$. Как было показано выше (см. в рис. 3), в МГД-приближении взаимодействие мод и раскачка неустойчивостей происходит в случае, когда фазовые скорости находятся вблизи тепловой скорости ионов. Так как при $x \sim 1$ аналитических решений дисперсионного уравнения для магнитозвуковых ветвей (37) не существует, мы будем решать его численно. Из-за функции $\psi(x)$ дисперсионное уравнение имеет бесконечное количество решений, которые соответствуют различным ветвям, выходящим из точек резонанса частица-волна. Мы будем рассматривать слабо затухающие решения, которые в зависимости от параметров могут стать неустойчивыми ($\mathrm{Im}(x) > 0$). Вводим, как и в МГД-случае, безразмерные фазовую скорость волны вдоль магнитного поля $V_{ph} = \mathrm{Re}(x)$ и инкремент неустойчивости, колебаний $\Gamma = \cos\theta\, \mathrm{Im}(x)$. Найдем решения x при тех же значениях параметров $\beta_{\parallel p}$ и $\beta_{\perp p}$, которые рассматривались в МГД-случае. Для определенности положим $\beta_{\parallel e} = \beta_{\perp e} = \beta_{\parallel p}/100$ и $V = V_0/v_{\parallel p} = 1$. На рис. 4 представлены результаты решений для двух случаев: $\beta_{\parallel p} = 3.2$ и $\beta_{\perp p} = 1$, когда возникает шланговая неустойчивость, и $\beta_{\parallel p} = 1$, $\beta_{\perp p} = 2$, когда возможна зеркальная неустойчивость. Как видно из рисунков, в обоих случаях возникает обратная ($V_{ph} < 0$) колебательная "потоковая" мода, связанная с относительным движением компонент плазмы со скоростью V. Как в изотропной плазме ($\beta_\parallel = \beta_\perp$, этот случай здесь не приводим) возникают две потоковые моды с отрицательными фазовыми скоростями $V_{ph} > -V$ и $V_{ph} < -V$. Поскольку отличия этих скоростей от $-V$ малы, на рисунках они не видны и обозначены меткой *t*. Потоковая мода с $|V_{ph}| < V$ неустойчива, а мода с $|V_{ph}| > V$ затухающая. При этом инкремент неустойчивости и декремент затухания по модулю отличаются.

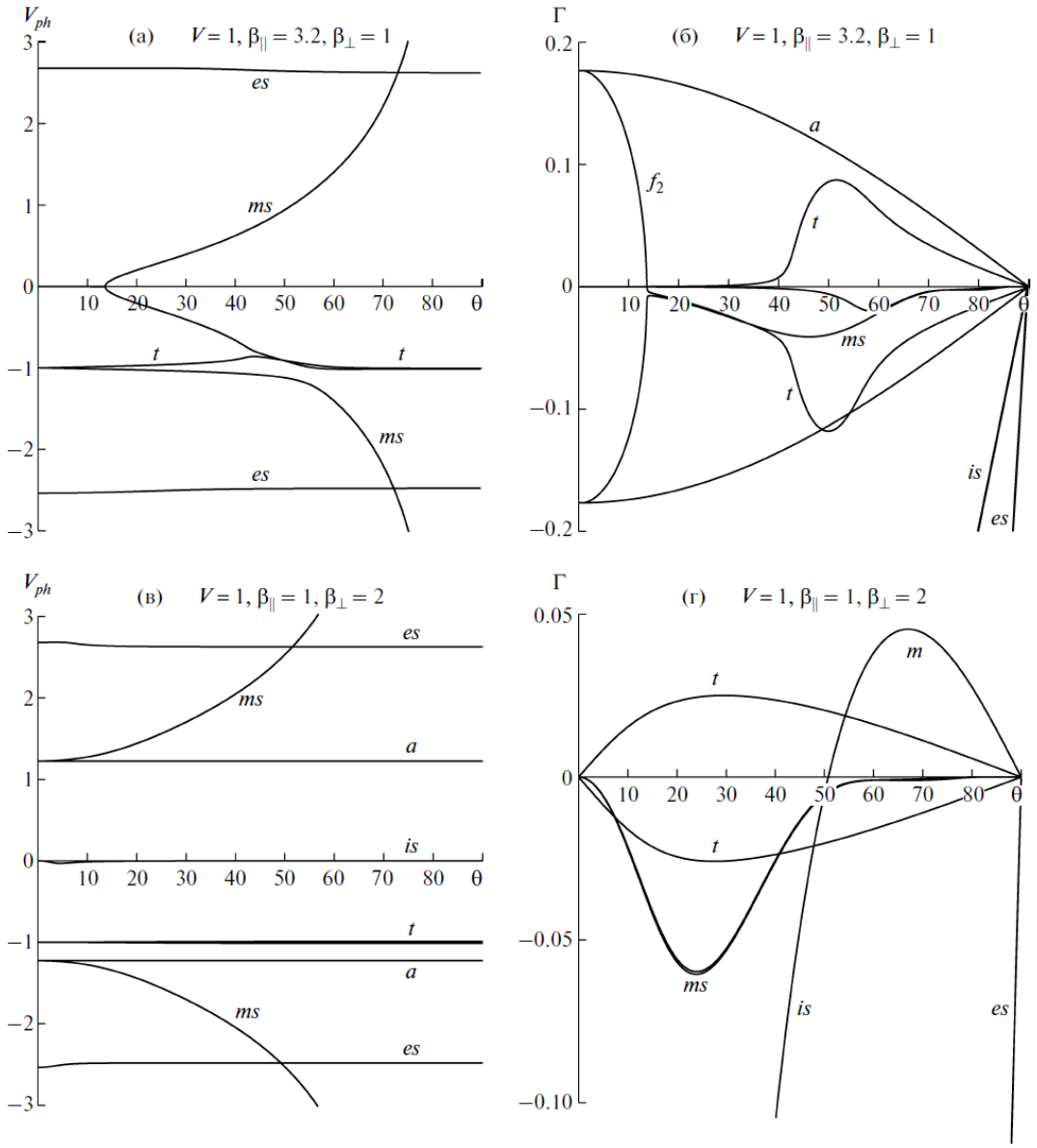


Рис. 4. Кинетические волновые моды в анизотропной плазме с относительным движением ионов и электронов. На рисунках отражены зависимость фазовых скоростей V_{ph} и инкремента неустойчивости Γ как функции угла распространения волн в двух случаях: $\beta_{\parallel p} > \beta_{\perp p}$, где развиваются шланговые неустойчивости (а и б), $\beta_{\parallel p} < \beta_{\perp p}$, где развивается зеркальная неустойчивость (в и г). Потоковая неустойчивость возникает в обоих случаях. Метки на рисунках означают: *ms* – магнитозвуковая, *is* – ионно-звуковая, *es* – электронно - звуковая мода и f_2 – вторая шланговая, *t* – потоковая и *m* – зеркальная неустойчивость.

В области шланговой неустойчивости происходит сильное взаимодействие потоковых мод с магнитозвуковой ветвью. Это приводит к усилению потоковой неустойчивости по сравнению с изотропным случаем. Инкремент имеет максимум в тех местах, где фазовые скорости двух ветвей совпадают, θ ~ 50°. Кроме того, в этом случае при малых углах распространения происходит слияние прямых и обратных магнитозвуковых мод и возникает вторая шланговая неустойчивость.

На рис. 4в и г в области $\beta_{\parallel p} < \beta_{\perp p}$, возникает квазипериодическая зеркальная неустойчивость. Эта неустойчивость возникает в ионно-звуковой моде (кривые с меткой *is*), для которой $V_{ph} < 0$. Из-за малости этой фазовой скорости в масштабе рис. 4в эта ветвь не видна. Отметим, что в изотропной плазме ионно-звуковая мода является

сильнозатухающей и апериодической (этот рисунок мы здесь не приводим). Как видно, взаимодействие потоковых мод, в отличие от предыдущего случая, с магнитозвуковой модой слабое. В этом рассматриваемом случае потоковые моды (обозначены *t*), магнитозвуковая мода (*ms*) и электронная звуковая мода (*es*) практически совпадают с изотропным случаем.

Сравнение полученных инкрементов Г в МГД-приближении (рис. 3б, г) и в кинетике (рис. 4б, г) показывает хорошее качественное согласие между ними. Имеют место завышенные значения максимумов МГД-инкремента в области зеркальной неустойчивости.

4.2.Пороги неустойчивостей

Здесь мы приведем результаты аналитических разложений, полученных из дисперсионного уравнения (37) для всех четырех типов неустойчивостей в приближении холодных электронов, $\tau_\parallel \ll 1$. В численных решениях выше было взято значение $\tau_\parallel = 0.01$. Полученные ниже простые аналитические формулы хорошо описывают точные численные решения и могут быть полезными с практической точки зрения. В приведенных формулах все параметры бета относятся к протонам и в индексах буква "*p* " опущена.

4.2.1.Шланговая неустойчивость

Классическая несжимаемая шланговая неустойчивость развивается для альфвеновских колебаний. Получаем известное решение [25, 31], с которым совпадает МГД-решение, полученное в предыдущем разделе,

$$x \approx x_a = \pm\sqrt{\beta_A/\beta_\parallel}. \qquad (39)$$

Неустойчивость возникает, если $\beta_A < 0$, т.е. если $\beta_\parallel > 2 + \beta_\perp$. Из определения Г следует, что максимальная неустойчивость возникает в продольном направлении, $\theta = 0$.

4.2.2. Зеркальная неустойчивость

Зеркальная неустойчивость, которая развивается для апериодических ионно-звуковых (*is*) мод, описывается формулой

$$x \approx x_m = i\,\frac{b-\sqrt{b^2+4ac}}{2a}, \qquad (40)$$

$$a = 2(1-l)\beta_\perp^2 - l\beta_\parallel^2;\ b = \sqrt{\pi}\beta_\perp^2(1-l);$$
$$c = (1-l)(\beta_\parallel - \beta_\perp^2 + \beta_\parallel\beta_\perp) + l\beta_\parallel\beta_A,$$

где $l = \cos^2(\theta)$. Неустойчивость возникает, если $\mathrm{Im}(x_m) > 0$, что соответствует $c < 0$. Порог неустойчивости определяется условием $c = 0$, из которого получаем критический угол

$$\cos^2(\theta_c') = l_c = \frac{\beta_\perp^2 - \beta_\parallel(1+\beta_\perp)}{\beta_\perp^2 - \beta_\parallel(1+\beta_\perp) + \beta_\parallel\beta_A}. \qquad (41)$$

Условие неустойчивости $l < l_c$ при этом выражается как $\theta > \theta_c'$. В области возникновения зеркальной неустойчивости ($\beta_\parallel < \beta_\perp$, где $\beta_A > 0$) из $0 \le l_c \le 1$ следует известный критерий возникновения зеркальной неустойчивости, $\beta_\parallel < \beta_\perp^2/(1+\beta_\perp)$, с которым точно совпадает критерий в МГД-приближении [23-24]. Максимум инкремента неустойчивости $\Gamma = \sqrt{l}\left(b - \sqrt{b^2+4ac}\right)/(2a)$ как функция от l приводит к решению полиномиального уравнения восьмого порядка. Этот анализ здесь приводить не будем. Условие справедливости найденной формулы (40) определяется из требования, что в области $l < l_c$ должно быть $b^2 + 4ac > 0$. Это требование дает нижний предел для $\beta_\parallel$. Вместе с критерием это условие имеет вид

$$\left(1 - \frac{\pi}{8}\right)\frac{\beta_\perp^2}{1+\beta_\perp} < \beta_\parallel < \frac{\beta_\perp^2}{1+\beta_\perp}. \qquad (42)$$

Для более низких $\beta_\parallel$, когда в (40) $b^2 + 4ac < 0$, x_m определяется из решения кубического уравнения. Это уравнение здесь также не приводим.

4.3.3.Вторая шланговая неустойчивость

Апериодическая вторая шланговая неустойчивость развивается в магнитозвуковой моде и описывается решением

$$x \approx x_f = \pm i\sqrt{\frac{-c}{l\beta_\parallel^2}}, \qquad (43)$$

где c определен в (40). Для продольного распространения, $l = 1$, эта формула совпадает с (40). Условием неустойчивости является, как и в случае зеркальной неустойчивости, $c < 0$. Порог неустойчивости определяется уравнением $c = 0$, т.е. $l = l_c$, что точно совпадает с порогом неустойчивости в МГД-приближении (см. рис. 1б и 2б). Неустойчивость имеет место при условии $\beta_A < 0$, т.е. $\beta_\parallel > 2 + \beta_\perp$(здесь напомним, что $2 + \beta_\perp > \beta_\perp^2/(1+\beta_\perp)$). Тогда областью неустойчивости будет $l > l_c = \cos^2(\theta_c)$, т.е. $\theta < \theta_c$. Следует отметить, что между областями зеркальной и второй шланговой неустойчивостей $\theta_c < \theta < \theta_c'$ неустойчивости нет, $c > 0$. Инкремент неустойчивости $\Gamma = \sqrt{-c}/\beta_\parallel$ имеет максимум при продольном распространении, $l = 1$, и при этом совпадает с инкрементом обычной шланговой неустойчивости.

4.3.4.Потоковая неустойчивость

Для получения простой формулы, которая описывала бы потоковую неустойчивость, обратимся к рис. 4, из которого видно, что для потоковой моды параметр $\nu_p \approx -V$. Это дает подсказку, как искать решения для этой ветви. Представим этот параметр как $\nu_p = \tau_\parallel^{1/2} y - V$. Тогда $\nu_e = \left(m_e/m_p\right)^{1/2} y \ll 1$. Далее разложим -функцию: $\psi(\nu_p) \approx \psi(-V) + \tau_\parallel^{1/2} y\, \psi'(-V)$. Для производной $\psi(x)$ воспользуемся формулой

$$\psi'(x) = \psi(x)\frac{1-2x^2}{x} - \frac{1}{x}$$

Для малых и больших аргументов можно применять разложения (38). Заметим также, что $\psi(-1) \approx -0.076 - 0.65i$. Подставив эти разложения в (37) и опустив, малые поправки, получим

$$y^2 \approx \frac{0.5V^2\beta_\parallel \sin^2\theta}{(\beta_\parallel V^2 - \beta_A)\cos^2\theta - [1 + \beta_\perp - \psi(-V)\beta_\perp^2/\beta_\parallel]\sin^2\theta}. \qquad (44)$$

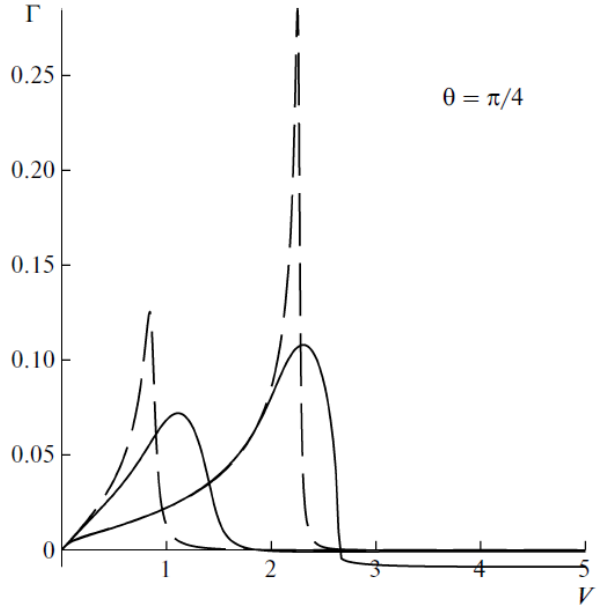


Рис. 5. Инкремент потоковой неустойчивости как функция скорости потока в случае угла распространения $\theta = \pi/4$. Слева направо первый пик относится к случаю $\beta_{\parallel p} = 3.2$, $\beta_{\perp p} = 1$, а второй - к случаю $\beta_{\parallel p} = 1$, $\beta_{\perp p} = 2$. Пунктирные кривые соответствуют инкременту, найденному на основе приближенной аналитической формулы (25).

Условием неустойчивости является Im(y) > 0. При этом инкремент неустойчивости определяеся как $\Gamma = \tau_{\parallel}^{\frac{1}{2}}\mathrm{Im}(y)\cos\theta$. При $V = 0$ неустойчивость исчезает. В частном изотермическом случае, $\beta_{\parallel} = \beta_{\perp} = \beta$, получаем

$$y^2 \approx \frac{0.5V^2\beta\sin^2\theta}{(\beta V^2-1)\cos^2\theta-[1+\beta-\beta\psi(-V)]\sin^2\theta}. \quad (45)$$

При больших скоростях $V = V_0/u_{\parallel p} \gg 1$, когда $\psi(-V) \to 0$, неустойчивость не возникает, $y^2 > 0$. Легко можно показать, что для частиц с би-максвелловским распределением, которое сдвинуто по оси z на V_0, в резонанс с волной попадают те ионы, для которых выполняется условие $v_z < V_0$ (включая $v_z < 0$). В этой области для распределения по скоростям выполняется условие $\partial f_0/\partial u_z > 0$. Для колебаний, фазовая скорость которых находится вблизи тепловой скорости ионов, $V_{ph}\sim 1$, условие резонанса $|V_{ph} - V| \leq 1$ нарушается с ростом V.

Для малых скоростей, когда $\psi(-V) \to 1$, для инкремента получаем

$$\Gamma \approx \pm\frac{\sin(2\theta)}{2\sqrt{2}}\, V\sqrt{\beta\tau_{\parallel}}\,. \quad (46)$$

На рис. 5 приведены примеры инкремента потоковой неустойчивости на основе точных решений. Сделано сравнение точного решения с приближенным (44). Малые скорости описываются хорошо. Порог неустойчивости также согласуется с точными расчетами. Найденная формула (44) позволяет без труда оценить максимума инкремента и порог потоковой неустойчивости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение 16-ти моментного МГД-приближения для описания бесстолкновительной и температурно-анизотропной плазмы позволило изучить МГД-волны и неустойчивости при наличии анизотропии тепловых потоков. Анизотропия потоков заключается в том, что направленный вдоль магнитного поля суммарный тепловой поток состоит из двух составляющих: вызванных продольными и поперечными тепловыми движениями частиц, и эти потоки разные ($\gamma_{||} \neq \gamma_{\perp}$). Главной целью в данной работе был учет влияния этого обстоятельства на распространение и неустойчивость МГД-колебаний в анизотропной плазме. Мы показали, что все три типа сжимаемых неустойчивостей – вторая шланговая, зеркальная и тепловые колебательные неустойчивости существенно изменяются с изменением параметров $\gamma_{||}$ и $\gamma_{\perp}$. Присутствие второго потока тепла, связанного с поперечными тепловыми движениями частиц, усиливает неустойчивости и смещает их пороги. Если оценить эти параметры как $\gamma\sim\rho V_0 V_{th}^2/(pc_s) \approx V_0/c_s$ (где V_0- массовая скорость, V_{th} - тепловая скорость, c_s - звуковая скорость) то увидим, что в солнечной короне и в ветре могут иметь место как большие, так и малые γ. Так как наличие анизотропии температуры в солнечном ветре и в короне установлено в многочисленных наблюдениях (по характеристикам излучения тяжелых ионов), то найденные неустойчивости могут играть существенную роль в нагреве и в генерации крупномасштабной турбулентности. Первая оценка влияния тепловой неустойчивости в медленных модах, распространяющихся против теплового потока, на нагрев солнечной короны сделана в работе [24]. В работе [26] было сделано сравнение кинетических инкрементов с инкрементами в МГД-приближении. Было показано, что параметры $\gamma_{||}$ и $\gamma_{\perp}$ зависят от способа организации теплового потока на кинетическом уровне, т.е. от функции распределения и от магнитного поля. Это значит, что для заданных плазменных параметров в зависимости от поставленной задачи на кинетическом уровне мы должны получать конкретные значения параметров $\gamma_{||}$ и $\gamma_{\perp}$. В данной работе эти параметры выбраны произвольном образом и как независимые.

Было сделано сравнение порогов и инкрементов неустойчивостей, которые получаются из МГД-уравнений для бесстолкновительной анизотропной магнитоактивной плазмы (16-моментное приближение), с их аналогами в кинетическом приближении. Рассматриваемые МГД-уравнения являются более обобщенными по

сравнению с ЧГЛ-уравнениями из-за включения двух дополнительных уравнений, описывающих эволюцию тепловых потоков. В результате получаются новые моды и неустойчивости, о сущности которых было мало известно. Исследованы только те неустойчивости, которые связаны с анизотропией температуры относительно направления магнитного поля и теплопередачей. Было использовано упрощенное кинетическое дисперсионное уравнение с учетом однородного течения ионной компоненты плазмы вдоль магнитного поля. Численно были получены в принципе известные ранее результаты, (см.например, в [20,25,31-35]), за исключением случая, когда фазовая скорость близка к тепловой скорости ионов. В этом случае известные аналитические формулы не всегда применимы. Показано, что кроме классической шланговой неустойчивости, которая развивается для несжимаемых альфвеновских колебаний, также возможна вторая сжимаемая шланговая неустойчивость, которая развивается на быстрых, почти продольных магнитозвуковых модах. О возможности этой неустойчивости было известно на основе изучения высокочастотных колебаний в электронной плазме [36-37]. Зеркальная неустойчивость развивается для сильнозатухающих "звуковых" мод при больших углах распространения [20]. Вследствие движения ионного компонента плазмы относительно электронного возникает также колебательная потоковая неустойчивость. С точки зрения реализации в космических условиях важно то, что эта неустойчивость возникает также и в изотропной плазме при любой малой скорости течения. Зависимость инкремента этой неустойчивости от температурной анизотропии плазмы носит сложный характер. Для всех трех видов сжимаемых неустойчивостей низкочастотных колебаний найдены простейшие аналитические формулы для инкрементов и порогов неустойчивостей, которые могут быть полезными с практической точки зрения.

Проведенное сравнение полученных МГД и кинетических неустойчивостей показало, что количество неустойчивых мод, поведение инкрементов неустойчивостей, их амплитуды и пороги неустойчивостей, имеют вполне хорошее согласие друг с другом. Установлено, что инкремент тепловой МГД - неустойчивости очень чувствителен к выбору параметров $\gamma_{\parallel}$ и $\gamma_{\perp}$, и особенно к $\gamma_{\parallel}$. Найденные из простой формулы (33) значения гамма-параметров являются большими, чем те, при которых в численных расчетах имело место совпадение результатов в МГД и кинетике, что ставит задачу построения адекватной кинетической модели организации тепловых потоков, которые появляются в МГД-описании. Для уменьшения значений гамма-параметров, например, можно рассмотреть кинетику встречных потоков плазмы с различными температурами, но с одинаковыми скоростями. Таким образом, полученные хорошие соответствия между порогами и инкрементами низкочастотных кинетических и МГД-неустойчивостей дают основание считать, что МГД-уравнения на основе 16-моментых уравнений переноса является адекватным приближением для жидкостного описания бесстолкновительной плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Matteini L., et al. **Geophys. Res. Lett.,** 2007, **34**, L20105.
2. Aschwanden M. J. **Physics of the Solar Corona.** An In traduction with Problems and Solutions. Berlin: Springer, 2005.
3. Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E. **Proc. Roy. Soc.** London A, 1956, 236, 112.
4. Kato Y., Tajiri M., Taniuti T. **J. Phys. Soc. Japan**, 1966, 21, 765.
5. Баранов В.Б., Краснобаев К.В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М: Наука, 1977.
6. Ораевский В.Н., Коников Ю.В., Хазанов Г.В. **Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме.** М: Наука, 1985.
7. Ramos J. J. **Phys. Plasmas**, 2003, 10, 3601.
8. Джалилов Н.С., Кузнецов В.Д. **Письма в АЖ,** 2011, **37**, 706.
9. Marsch E. **Living Rev. Solar Phys,** 2006**, 3**, 1.
10. Ахиезер А.И. **Электродинамика плазмы**. М.: Наука, 1974.
11. Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З. **Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций**. М.: Из-во АН СССР, 1958. Вып. 3. С. 268.
12. Grad H. **Commun. Pure and Appl. Math,** 1949**, 2**, 331.

13. Oraevskii V., Chodura R., Feneberg W. **Plasma Phys**, 1968, **10**, 819.
14. Demars H.G., Schunk R.W. **J. Phys. D**, 1979, 12, 1051.
15. Olsen E.L., Leer E. **Geophys. Res. J.,** 1999, 104, 9963.
16. Li X. **J. Geophys. Res.,** 1999, 104, 19773.
17. Lie-Svendsen O., Leer E., Hasteen V.H. **J. Geophys.Res**., 2001**, 106**, 8217.
18. Hollweg J.V. **J. Geophys. Res.,** 1974, **79**, 3845.
19. Hollweg J.V. **J. Geophys. Res**., 1976**, 81**, 1649.
20. Киценко А.Б., Степанов К.Н**. ЖЭТФ,** 1960**, 38**, 1840.
21. Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J. **Astron. Astrophys.,** 2008**, 489**, 769.
22. Кузнецов В. Д., Джалилов Н. С. **Физика плазмы,** 2009**, 35**, 1041.
23. Кузнецов В.Д., Джалилов Н.С. **Физика плазмы,** 2010, **36**, 843.
24. Dzhalilov N.S, Kuznetsov V.D., Staude J. **Contrib. Plasma Phys**., 2011**, 51**, 621.
25. Веденов А.А., Сагдеев Р.З. **Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций** Отв. редактор М.А. Леонтович. М.: Изд. АН СССР, 1958.Т. 3. С. 278.
26. Джалилов Н.С., Кузнецов В.Д. **Физика плазмы,** 2013, **39**, 1122.
27. Кузнецов В.Д., Джалилов Н.С. **Геомагнетизм и аэрономия**, 2014, в печати
28. Stix T.H. **The theory of plasma waves.** New York–San Francisco–Toronto–London: McGraw–Hill book comp., 1962.
29. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. **Основы электродинамики плазмы**. М.: Высшая школа, 1978.
30. Fried B.D., Conte S.D. **The plasma dispersion function**. N.Y.: Academic Press, Inc., 1961.
31. Chandrasekhar S., Kaufman A.N., Watson K.M. **Proc. R. Soc.** London, 1958, A245, 435.
32. Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. **ЖЭТФ**, 1961**, 12**, 130.
33. Hasegawa A. **Plasma Instabilities and Nonlinear Effects**. N. Y.: Springer, 1975.
34. Михайловский А.Б. **Теория плазменных неустойчивостей**. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы.М.: Атомиздат, 1975.
35. Gary S.P. **Theory of Space Plasma Microinstabilities.**Cambridge Univ. Press, 1993.
36. Hollweg J.V., Vıılk H.J**. J. Geophys. Res.,** 1970**, 75**, 5297.
37. Hellinger P., Matsumoto H. **J. Geophys. Res**., 2000, **105**, 10519.

EFFECTS OF HEAT FLUX TO DEVELOPMENT MHD INSTABILITIES IN AN ANISOTROPIC PLASMA

N.S. Dzhalilov, V.D. Kuznetsov

Using the 16-moment equations that take into account heat fluxes in anisotropic collisionlessplasma, the properties of magnetohydrodynamic (MHD) instabilities are investigated. For all instabilities occurring in the MHD approach (the usual incompressible firehose instability, the second type of compressible almost longitudinal firehose instability, and the almost transverse mirror instability of slow magnetosonic modes, as well as thermal instability caused by the heat flux directed along the magnetic field), their kinetic analogs are considered. The kinetic dispersion relation in the low frequency range in the vicinity of the ion thermal velocity is analyzed. The flow of ions plasma along the magnetic field is taken into account. The thresholds and instability growth rates obtained in the MHD and kinetic approaches are found to be in good agreement. This indicates that the 16-moment MHD equations adequately describe the dynamics of anisotropic collisionless plasma.

Key words: anisotropic plasma, solar wind, MHD-instabilities

ANIZOTROP PLAZMA MHD DAYANIQSIZLIĞINDA ISTILIK SELININ ROLU

N.S. Cəlilov, V.D. Kuznetsov

Anizotrop plazma dinamikasında istilik seli ilə bağlı effektləri nəzərə alan 16-momentlər tənliklər sistemini tətbiq etməklə maqnit-hidrodinamik (MHD) dayanıqsızların xassələri tədqiq olunur. MHD yaxınlaşmasında mümkün ola bilən bütün tip plazma dayanıqsızlıqları (klassik sıxılmayan şlanq dayanıqsızlığı, 2-ci tip sıxılan uzununa şlanq dayanıqsızlığı, maqnit-səs dalğalarında eninə güzgü dayanıqsızlığı və maqnit sahəsi boyunca yönəlmiş istilik seli ilə bağlı olan istilik dayanıqsızlığı) və onların kinetik analoqları müqayisəli şəkildə baxılmışdır. Aşağı tezliklərdə alınmış kinetik dispersiya tənliyi faza sürətinin ionların istilik sürətləri ətrafındakı qiymətləri üçün analiz edilmişdir. İonların maqnit sahəsi boyunca axını nəzərdə tutulmuşdur. MHD və kinetik yaxınlaşmalarda dayanıqsızların başlama kriteriyaları və amplitudun artma tempi tapılmış və bunların bir-birlərinə yaxşı uyğun olduqları göstərilmişdir. Bu isə onun göstəricisidir ki, 16- momentli MHD tənlikləri toqquşmasız anizotrop plazma dinamikasını adekvat olaraq izah edə bilir.

Açar sözlər: anizotrop plazma, Günəş küləyi, MHD dayanıqsızlıqları

БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ Hα В СПЕКТРЕ CH Cyg В ТЕЧЕНИИ НОЧИ

© 2015 г. Х.М. Микаилов, Б.Н. Рустамов, И.А. Алекберов, А.Б. Рустамова

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана
(xidir.shao@rambler.ru)

Спектральные наблюдения были проведены на эшелле спектрометре, в кассегреновском фокусе 2-х м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории. 15.07.2015г. за одну ночь в течение 6 часов с экспозициями 20 мин были получены 14 эшелле спектров симбиотической звезды CH Cyg. Были обнаружены замечательные изменения в спектре звезды в течение ночи: профили эмиссионной линии Hα представляли собой двухкомпонентный эмиссионный профиль с центральным поглощением. Интенсивность синей эмиссионной компоненты (V) подвергался более сильному изменению в течение ночи. В течение ночи отношение V/R линии Hα уменьшается от 0.93 до 0.49, а затем увеличивается до значений 0.97.

Ключевые слова: симбиотическая звезда -CH Cyg, профиль Hα, интенсивность линии

CH Cyg является одной из наиболее ярких (визуальная звездная величина в максимуме m_v=6 ^{m}.5, а в минимуме приблизительно m_v=10 ^{m}.5) и близко расположенных (расстояние по измерениям Hipparkos 244+/-35 *парсек*) тесных симбиотических звезд. По современным представлениям симбиотическая система состоит из красного гиганта спектрального класса M7 и горячего компактного компаньона – аккрецирующего белого карлика. Существует предположение, что в системе присутствует третья G-компонента, третья звезда также является красным гигантом.

Наряду с синхронным увеличением в лучах U и V, замечены фотометрические[1-3] и спектральные [1,4-6] изменения, приходящие на 2014-2015 гг., что не оставляет сомнения о вхождении CH Cyg в очередную активную фазу.

Появление мерцаний (за промежуток времени от нескольких минут до нескольких часов, внезапное повышение блеска с амплитудой 0 ^{m}.1- 0 ^{m}.5) в оптическом диапазоне у CH Cyg, можно считать характерным фотометрическим поведением в активной фазе звезды.

К примеру, в результате фотометрического мониторинга, в «спокойном» состоянии звезды (2010-2013 гг.) не фиксировано [7, 8], в то время как в 2014-2015 гг. наблюдалось [2,9] мерцание оптического блеска звезды CH Cyg.

С целью выявления возможных проявлений особенностей в спектре звезды в связи с быстрыми фотометрическими переменностями с малыми амплитудами, в Шамахинской Астрофизической Обсерватории в течение нескольких ночей был проведен спектральный мониторинг симбиотической системы CH Cyg. Данное сообщение посвящено описанию быстрых изменений профиля линии Hα в спектре звезды CH Cyg в течение одной ночи (15.07.2015 г) в промежутке времени ~ 6 *часов*.

НАБЛЮДЕНИЯ

Спектры CH Cyg в области длин волн λλ 4700– 6800 *ÅÅ* были получены в течение одной ночи (15.07.2015) в фокусе Кассегрена 2-м телескопа Шамахинской обсерватории на эшелле-спектрометре с применением CCD-камеры 580×530 пикселей с дисперсией 10.5 *Å /мм* у Hα (спектральное разрешение R = 14 000 [10]). Наблюдения выполнялись непрерывно в течение 6-ти *часов* с экспозицией по 20 *минут* на каждый спектр. Всего было получено 14 эшелле-спектров. Наблюдения и обработка эшелле – спектров выполнены с помощью пакета программ DECH-20, разработанного в САО РАН [11]. Для калибровки шкалы длин волн, т.е. для перехода от шкалы пикселей к шкале длин волн, были использованы спектры дневного неба (Sky) и торий-аргоновой лампы (ThA) тот же день. Учет возможных инструментальных сдвигов длин волн производился путем наложения участков

спектра с теллурическими линиями в спектрах исследуемой звезды и (Sky).

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для всех имеющихся спектров по профилям эмиссионных линий Hα были измерены следующие параметры: лучевые скорости синего и красного эмиссионного пика и центральной абсорбции (V_{be}, V_{re}, V_a), эквивалентные ширины эмиссионных компонентов (W_{be}, W_{re}), интенсивности в единицах непрерывного спектра компонентов (I_b , I_r) и их отношение (V/R). Результаты измерений приведены в Табл.

На Рис.1 показаны профили эмиссионной линии Hα по всем наблюдавшимся спектрам CH Cyg в течение одной ночи. Для наглядности они наложены друг на друга и сглажены по лучевой скорости центральной абсорбции, которую приблизительно можно принять за лучевую скорость CH Cyg. Как видно из рисунка, профили линии Hα представляют собой 2-х компонентный эмиссионный профиль с центральной абсорбцией, параметры которого меняются от спектра к спектру в течение одной ночи. Лучевые скорости синей (V) и красной (R) эмиссионных компонент линии Hα составляют примерно -100 *км/с* и 0 *км/с* соответственно, а лучевая скорость центральной абсорбции близка к скорости центра масс звезды (-60 *км/с*). Отношение интенсивностей синей (V) и красной (R) компонент показывают сильную переменность, и по всем профилям оказывается меньше единицы, что характерно для истечения вещества.

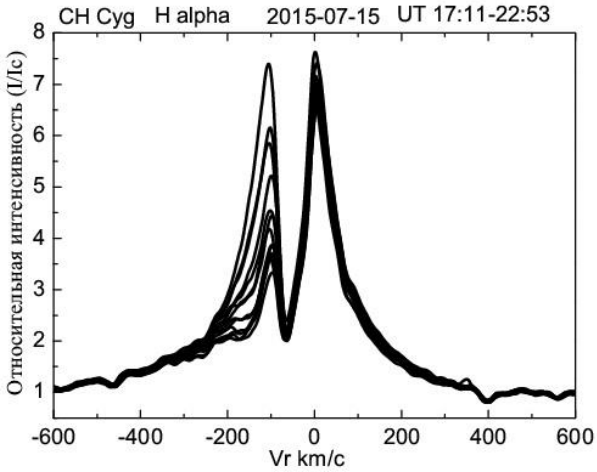


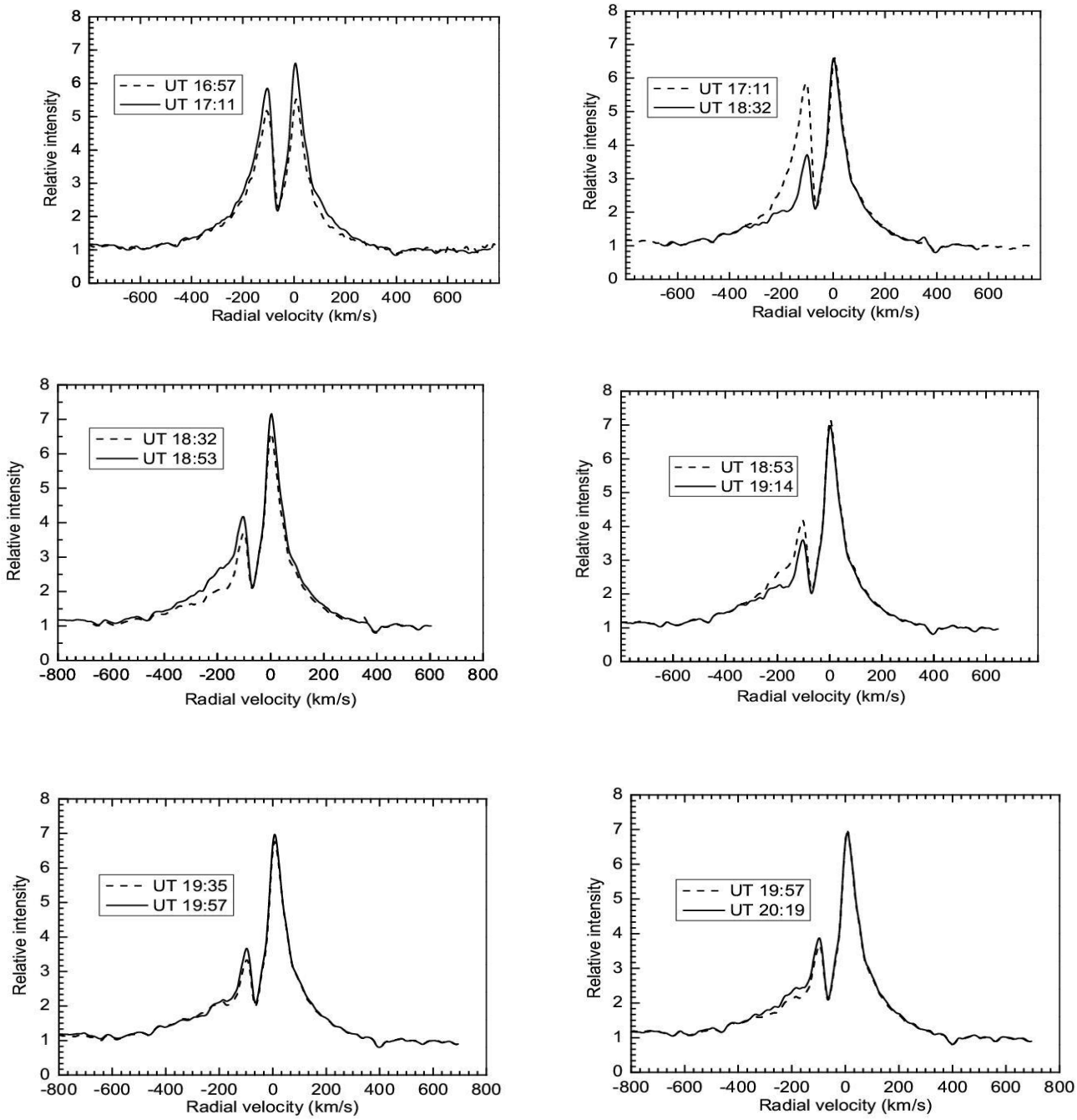
Рис.1 Характер переменности эмиссионной линии Hα в спектре CH Cyg.

Таблица. Спектральные параметры эмиссионной линии Hα в спектре CH Cyg

№	UT	JD 2457219 +	Vr (*km/s*)			W_λ(*A°*)		I_b	I_r	V/R
			V_{be}	V_{re}	V_a	W_{be}	W_{re}			
1	17:11	0.2160	-104.41	5.37	-63.55	13.45	13.94	5.79	6.54	0.89
2	18:32	0.2729	-96.83	5.79	-65.86	8.18	14.05	3.68	6.59	0.56
3	18:53	0.3014	-100.26	6.27	-63.52	11.14	15.35	4.15	7.16	0.58
4	19:14	0.3160	-99.61	6.03	-64.41	9.29	14.89	3.57	6.98	0.51
5	19:35	0.3313	-98.6	6.12	-65.97	8.36	14.72	3.33	6.76	0.49
6	19:57	0.3465	-99.03	6.25	-65.17	8.83	15.16	3.66	6.97	0.53
7	20:19	0.3611	-100.3	6.05	-65.37	10.02	15.43	3.87	6.86	0.56
8	20:40	0.3792	-99.27	6.52	-64.96	9.65	14.42	3.8	6.6	0.58
9	21:06	0.3944	-103.06	5.5	-65.05	11.39	14.75	4.53	6.75	0,67
10	21:28	0.4090	-100.82	6.89	-64.62	10.59	14.62	4.39	6.67	0.66
11	21:49	0.4243	-102.33	5.36	-64.57	12.29	15.21	5.18	7.04	0.74
12	22:37	0.4423	-105.12	3.84	-65.33	14.08	16.5	6.08	7.37	0.83
13	22:53	0.4535	-106.23	1.9	-64.43	15.93	16.24	7.22	7.42	0.97

ОБСУЖДЕНИЕ

Как было отмечено выше (см. Рис.1), в период наших спектральных наблюдений профили эмиссионной линии Hα представляют собой 2-х компонентный эмиссионный профиль с центральным поглощением. Относительно устойчивый красный эмиссионный пик обладает положительной лучевой скоростью, а центральная абсорбция смещена в синюю сторону. На Рис.2 приведено поведение профилей эмиссионной линии Hα в спектре CH Cyg по спектрам, полученным в течение одной ночи. Подобные профили могли формироваться во вращающемся аккреционном диске с радиальной составляющей скорости, направленной от звезды, т.е. указывают на присутствие на луче зрения истечения и/или выброса вещества. Вместе с тем эти линии появляются в результате наложения абсорбционной детали на одиночную эмиссионную линию.



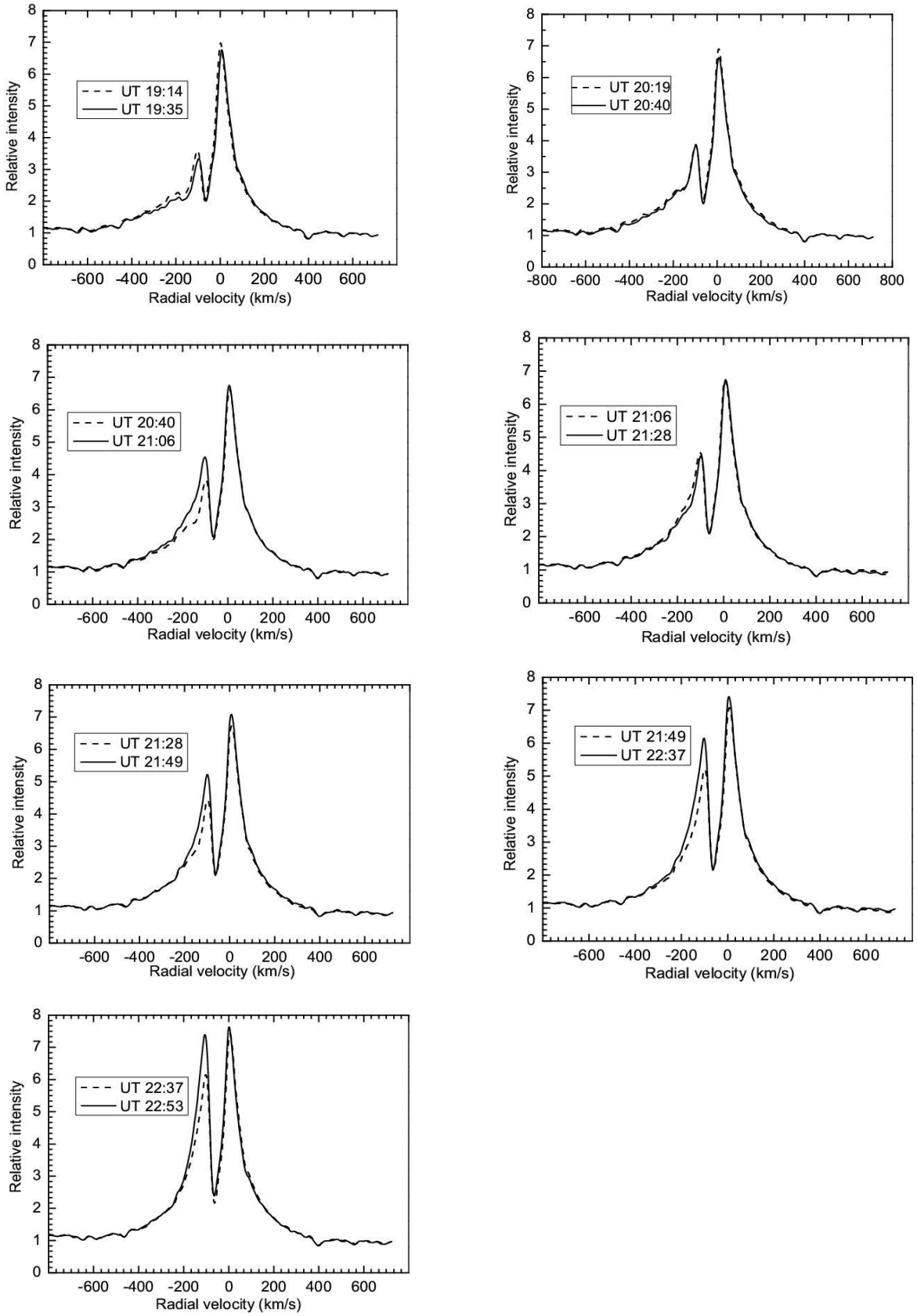


Рис.2 Изменение профилей эмиссионной линии Hα в спектре CH Cyg на шкале времени около 6 часов (15.07.2015).

В пользу каждого из этих механизмов имеются наблюдательные данные, и этот вопрос широко дискутируется в литературе. Не вдаваясь в подробности, отметим, что в работе [12], с привлечением опубликованных в литературе данных, был подробно изучен этот вопрос. Авторы пришли к такому заключению, что аккреционный диск у этих звезд является переходным явлением в активной фазе системы, связанным со вспышками. В «спокойном» состоянии системы форма и поведение профилей линий водорода со временем указывают на отсутствие аккреционного диска. Лучевая скорость центральной абсорбции у эмиссионной линии Hα относительно устойчива и близка к скорости системы ~ - 60 *км/с* и практически не реагирует на замеченную переменность синей эмиссионной компоненты. Как видно из Рис.1и Рис.2 в промежутке времени ~ 6 *часов*, синяя эмиссионная компонента подвергается быстрым изменениям, а красная компонента адекватно не реагирует на эту переменность. С увеличением интенсивности (I_b), лучевая скорость синей эмиссионной компоненты (V_{be}) смещается в сторону отрицательных лучевых скоростей. В работе [6] выявлена идентичная картина переменности в эмиссионной линии Hα за промежуток времени ~ 40 *минут*. В 2014-15гг., в активной фазе системы CH Cyg была обнаружена быстрая фотометрическая переменность с амплитудами $0^m.1$-$0^m.3$ и ~$0^m.5$ за характерное время 7-15 *минут* и 4 *часа,* соответственно [2,3]. По-видимому, подобные быстрые спектральные изменения в эмиссионной линии Hα в спектре CH Cyg, связаны с мерцаниями в оптическом блеске звезды, которые характерны в активной фазе системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В период наших спектральных наблюдений профили эмиссионной линии Hα в спектре CH Cyg представляют собой 2-х компонентный эмиссионный профиль с центральным поглощением, параметры которого меняются от спектра к спектру в течение одной ночи. В промежутке времени ~ 6 *часов*, от спектра к спектру (время экспозиция каждого спектра 20 *минут*) синяя эмиссионная компонента подвергается быстрым изменениям. Отношение интенсивностей синей (V) и красной (R) компонентов показывают сильную переменность в промежутке времени ~ 6 *часов*, к концу наблюдения возвращаются к своим начальным значениям (V/R ~1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rspaev F., Kondratyeva L., Aimuratov E. CH Cygni: New brightening in 2014 **Commiss.27and 42 of the IAU Inform. Bull. on variable stars**, 2014, № 6117.
2. Shugarov S., Sekeras A., Skopal A. and Komissarova G. Investigation of a rapid photometric variability of the symbiotic system CH Cyg is current 2014-15 active phase**. Physics of Evolved Stars** 2015, 8-12 Jun 2015, France
3. Shugarov S., Skopal A., Sekeras M., Komissarova G. and Wolf M. Rapid photometric variability of the symbiotic system CH Cyg is during 2008-15. Physics of Evolved Stars: A Conference dedicated to the Memory of Oliver Chesneau, **EAS Publications Series** 71-72, 2015, 107-108
4. Skopal A. CH Cygni campaign A comment on the recent evolution in the line spectrum of CH Cygni **ARAS Eruptive Stars Information Letter #14** | 2015-03-31 | 15 / 56
5. Skopal A. CH Cygni campaign. A note on applicability of low-resolution spectra of CH Cyg**. ARAS Eruptive Stars Information Letter #16** | 2015-05-13 |
6. Skopal A. CH Cygni campaign The current CH Cygni active phase. Emergence of unforseen hydrogen line profiles**. ARAS Eruptive Stars Information Letter #19**| 2015-10-09|
7. Sokoloski J.L. (Columbia), Zamanov R.,, Stoyanov K., (IOA, Bulgaria), Bryson, S., M. Stil M . (**NASA Ames)** Cessation of optical flickering from the symbiotic star CH Cygni ATel #2707, on 30 Jun 2010; 14:52 UT
8. Stoyanov K., Zamanov R., (Bulgaria), Sokoloski J.L. (**Columbia, USA**) Optical flickering from the symbiotic star CH Cygni is still missing ATel #4316, on 20 Aug 2012; 05:38 UT
9. Stoyanov K., Latev G.,Nikolov G., Zamanov R., **(Institute of Astronomy and NAO, Bulgaria),** Sokoloski J.L. (Columbia University, USA) Reappearance of the optical flickering from the symbiotic star CH Cyg ATel #6560, on 9 Oct 2014; 07:26 UT
10. Mikailov Kh. M., Khalilov V. M., and Alekberov I. A., Tsirk. ShAO **109**, 21 (2005).
11. Galazutdinov G. A**., Preprint SAO** No. 92 (Spets. Astrofiz. Observ., Nizh. Arkhyz, 1992).
12. D.Kotnik-Karuza and R.Jurdana-Sepic CH Cygni 1987-89: The inactive state as precursor to the new outburst **Astron.Astrophys.Suppl.Ser.** 1998, **131**, 229-237

RAPID Hα VARIABILITY IN CH CYG DURING OF NIGHT

Kh.M. Mikayilov, B.N. Rustamov, I.A. Alakbarov, A.B. Rustamova

The spectral observations were performed by using of echelle spectrograph of Cassegrain focus of the 2-m telescope at Shamakhy Astrophysical Observatory. During 6 hours in one night (07/15/2015) 14 echelle spectrograms of symbiotic star CH Cyg with the exposure time of 20 minutes were obtained. Hα line shows a two emission component structure with the absorption line in the center. The intensity of blue emission component (V) changes strongly during night; the value of ratio V/R of line Hα decreases from 0:93 to 0:49 and then increases to a value 0.97.

Key words: symbiotic star-CH Cyg, Hα profile, line intensity

CH CYG ULDUZUNUN SPEKTRİNDƏ Hα XƏTTİNDƏ BİR GECƏ ƏRZİNDƏ TEZDƏYİŞMƏLƏR

X.M. Mikayılov, B.N. Rüstəmov, İ.Ə. Ələkbərov, A.B. Rüstəmova

Spektral müşahidələr Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2-m teleskopunun kasseqren fokusunda eşele spektrometrdə aparılıb. 15.07.2015-ci il tarixdə bir gecə ərzində, 6 saat müddətində, hər birinin ekspozisiya müddəti 20 dəq. olmaqla, CH Cyg simbiotik ulduzunun 14 eşele spektri alınıb. Bir gecə ərzində ulduzun spektrində tezdəyişmələr aşkar olunub. Hα şülanma xəttinin profili mərkəzi udulma ilə ayrılmış iki şüalanma komponentindən (göy və qirmızı) ibarət şüalanma profili kimi təmsil olunur. Göy şüalanma komponentinin (V) intensivliyi bir gecə ərzində daha böyük dəyişkənliyə məruz qalır. Hα xəttinin göy və qırmızı komponentlərinin intensivlikləri nisbəti (V/R) bir gecə ərzində 0.93 dən 0.49 –a qədər azalır, sonra isə 0.97 qiymətinə qədər yüksəlir.

Açar sözlər: simbiotik ulduz- CH Cyg, Hα profil, xəttin intensivliyi

СПЕКТРАЛЬНАЯ И ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ КВАЗАРА 3С 273

© 2015 г. Н.А. Гусейнов

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
(nazimqaramamedli@mail.ru)

Рассматриваются фотометрические и спектральные переменности квазара 3С 273 за период 1978-1994 годах. Проанализирован характер изменения потока в непрерывном спектре и в интенсивности различных линий. Наблюдается высокая степень корреляции между потоками в длинах волн 1300 *Å* и 1650 *Å* в непрерывном спектре. Корреляция составляет r = 96,8%. Поток в непрерывном спектре 1650 *Å* и поток в линии C IV (1550 *Å*) показывают обратную корреляцию (r = -61.8). Изучено изменение потока со временем в линиях OVI, L_α, Si IV + OIV и CIV и установлено, что переменность в непрерывном спектре и в линиях носит хаотичный характер.

Ключевые слова: Ядра активных галактик, красное смещение, УФ спектры, квазар 3С 273

ВВЕДЕНИЕ

Исследование быстрой переменности является эффективным методом диагностики физических процессов, происходящих в компактных аккрецирующих сверхмассивных объектах. Характерное время этой переменности говорит о чрезвычайно малых размерах (10^{15}-10^{16} *см*) областей, излучающих оптический континуум и широкие эмиссионные линии. Исследование фотометрической и спектральной переменности необходимо для выяснения структуры активных ядер, без понимания которых невозможно приблизиться к решению проблемы центрального энергетического источника [1, 2]. Анализ этих объектов дает уникальную возможность для решения многих проблем релятивистской астрофизики, теоретической физики и космологии.

Впервые квазары были обнаружены в 1960 году как радиоисточники, совпадающие в оптическом диапазоне со слабыми звездообразными объектами. В 1963 году голландский астроном M. Schmidt и J. B. Оке доказали, что линии в их спектрах сильно смещены в красную сторону [3,4].

Ближайший и наиболее яркий квазар 3С 273 имеет блеск около 13^m и красное смещение z = 0.158 (что соответствует расстоянию около 2.4 млрд световых лет). На картах Паломорского атласа квазары отличаются точечным (звездообразным) видом. Их спектральные характеристики отличаются от сейфертовских галактик высокой светимостью. Квазары различаются как в радио, так и в оптическом диапазоне излучения. Размер квазара 3С 273 составляет~10^{17} *см*, светимость L=10^{46} *эрг/сек*, а масса M =10^8 $M_\odot$.

К настоящему времени до конца неизвестно, что является причиной необычного поведения квазаров. Имеются различные теоретические модели активности квазаров.

Квазар — это яркий объект в центре галактики, который производит примерно в 10 триллионов раз больше энергии в секунду, чем наше Солнце. Его излучение очень изменчиво во всех диапазонах (от радио до гамма) длин волн. Переменность квазаров впервые была обнаружена Ефремовым и Шаровым [5].

По одной из теорий, квазары представляют собой галактики на начальном этапе развития, в которых сверхмассивная чёрная дыра поглощает окружающее вещество [6]. Общепринятая модель галактик с активными ядрами состоит из вращающейся массивной центральной чёрной дыры и окружающего её аккреционного газового диска, являющегося источником мощного ионизирующего излучения. Эта модель качественно объясняет наблюдаемую корреляцию потоков в непрерывном спектре.

Очень сложно определить точное число обнаруженных на сегодняшний день квазаров. Это объясняется, с одной стороны, постоянным открытием новых квазаров, а с другой — отсутствием четкой границы между квазарами и другими типами активных галактик. В опубликованном в 1987 году списке Хьюитта — Бэрбриджа число квазаров было равно 3594. В 2005 году группа астрономов использовала в своём исследовании данные уже о 195 000 квазарах [7].

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдательный материал был взят из IUE архива базы данных [8]. Наблюдения проводились в 1978-1994 годах. Из IUE архива базы данных взяты 253 спектра в ультрафиолетовой (УФ) области. Из них 142 SWP спектра, охватывающих область1000-2000 *Å*, остальные LWP спектры, охватывающие область 2000-3300 *Å*. Для SWP спектров дисперсия составляет 1.515 *Å/мм*, а разрешение - 6 *Å/мм*. В данной работе мы рассматриваем только SWP спектры.

На Рис. 1 приведено изменение потока на уровне непрерывного спектра в области 1300 *Å*. Как видно из рисунка, наблюдается увеличение и уменьшения потока. Самые активные изменения наблюдаются 1986-1988 годы. Это может быт связано с двойной вспышкой, которая произошла в 1976-1986 гг.

На Рис.3 приведено изменение потока в линии O VI 1033 *Å* со временем. Как видно, поток в линии O VI также хаотически меняется со временем.

Как видно из Рис.4, наблюдается изменение потока линии в L_α (1216 *Å*). Наблюдается уменьшения и увеличение интенсивности со временем, так же изменения потока в линии L_α продолжительностью в несколько лет и несколько недель.

Как видно из Рис.5 наблюдается изменение интенсивности линии Si IV +OIV 1399 *Å*. Прослеживается беспорядочный характер изменений в интенсивности, какой–либо цикличности не обнаруживается.

Как видно из Рис.6 , наблюдается изменение интенсивности линии C IV (1549 *Å*). И оно носит хаотический характер.

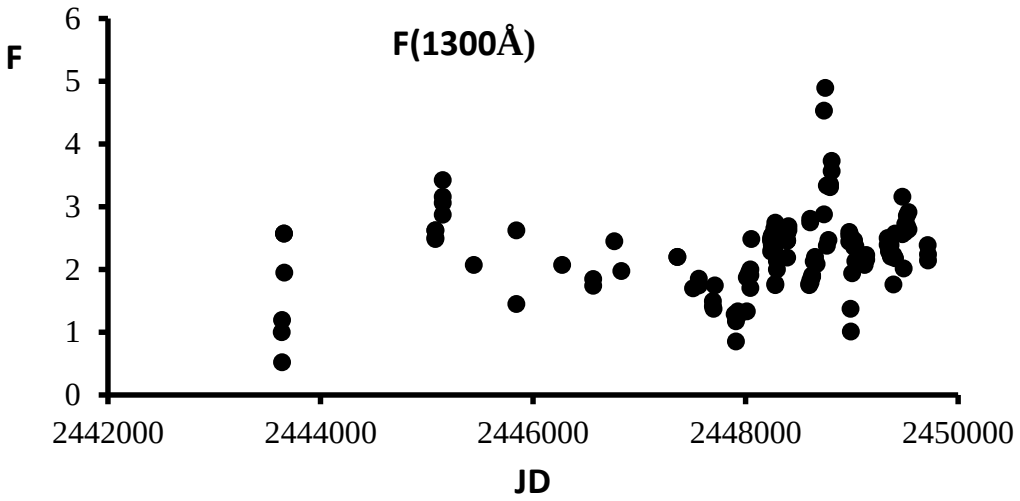


Рис 1. Изменение потока в непрерывном спектре (F 1300 *Å*). F –это поток света в –*эрг/см² сек Å*.

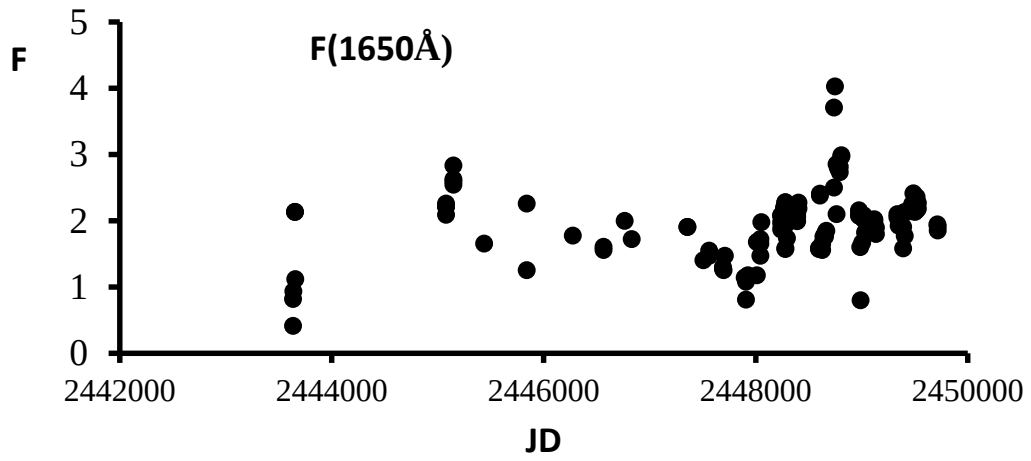


Рис 2. Изменение потока в непрерывном спектре (F 1650 *Å*). F –это поток света в –*эрг/см² сек Å*.

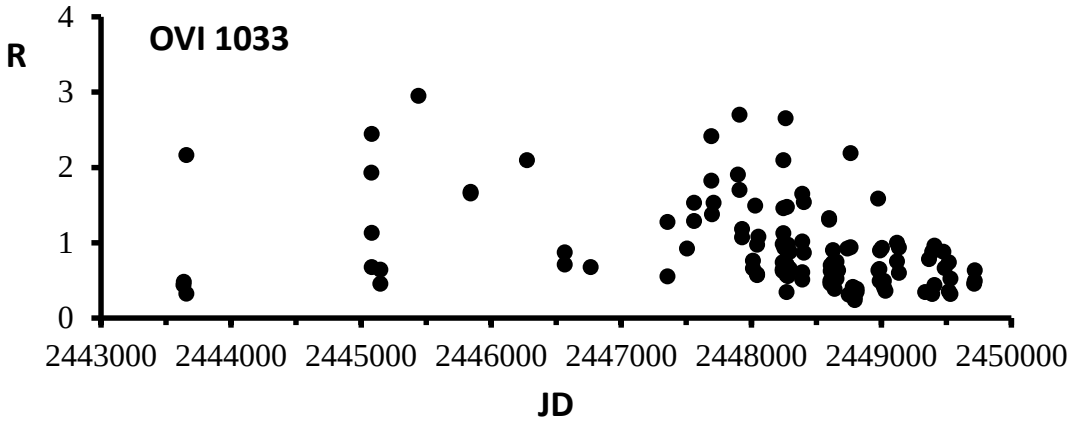


Рис. 3. Изменение потока линии O VI 1033 *Å*.

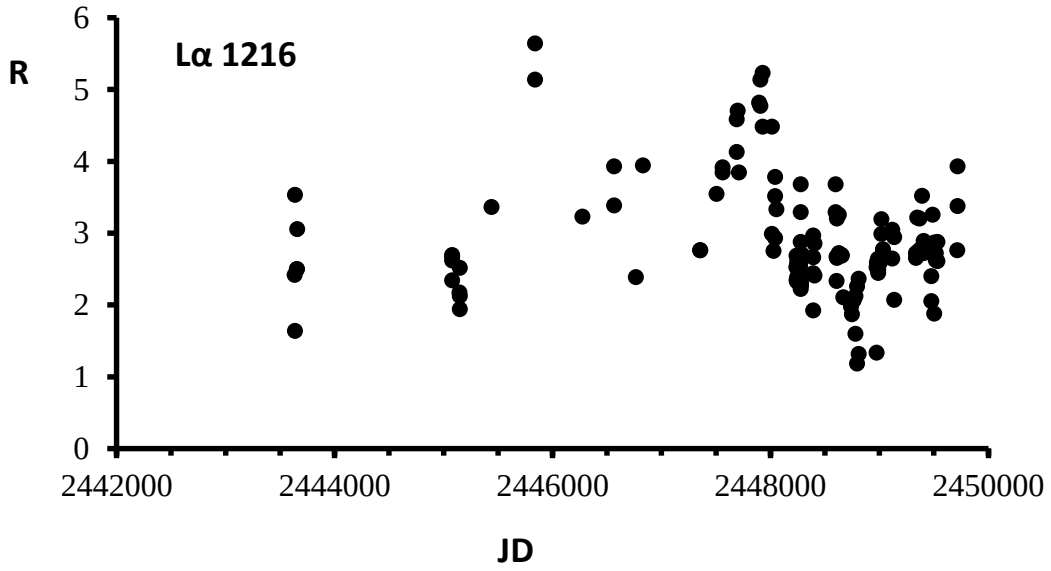


Рис. 4. Изменение со временем потока в линии L_α.

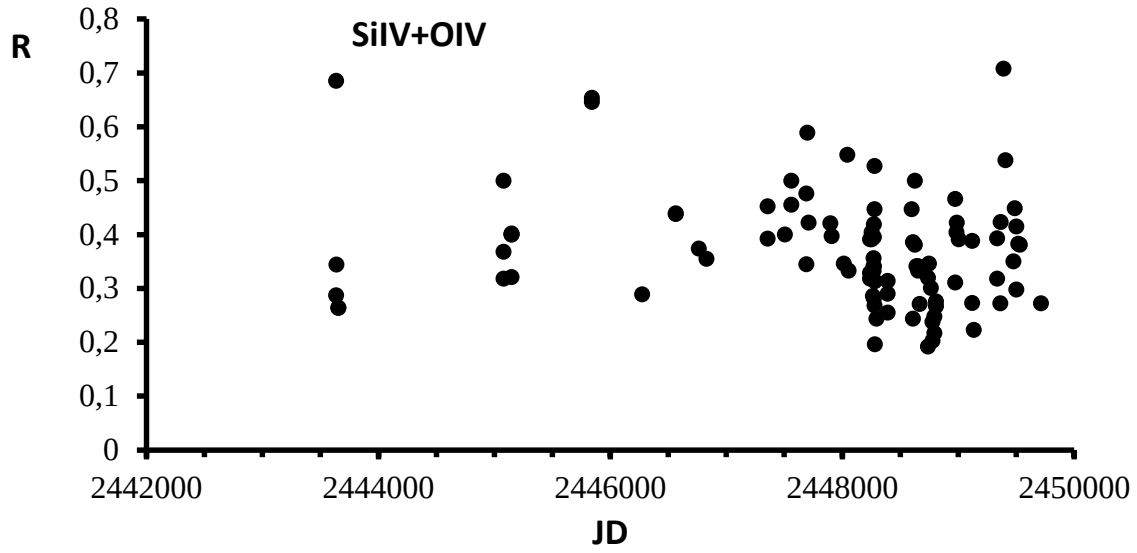


Рис. 5. Изменение интенсивности линии Si IV +OIV 1399 *Å*.

Мы измерили поток в непрерывном спектре в двух полосах -1300 *Å* и 1650 *Å*. Также мы оценили интенсивность в различных эмиссионных линиях. Мы рассмотрели только эмиссионные линии в УФ части спектра. Нас в основном интересует характер изменения интенсивности в различных спектральных диапазонах, так как изучение интенсивности дает возможность построит фотоионизационную модель окружающего газового облака. Согласно этой модели, окружающее газовое облако ионизируется излучением, идущем из центрального источника. По этой причине возникает и длинноволновое излучение. Расчет интенсивности эмиссионных линий в рамках этой модели, хорошо согласуется с наблюдениями. Обработка спектров показала, что наблюдается переменность разного характера. Наблюдаются долговременные (годовые) и кратковременные изменения блеска и интенсивности в различных линиях.

Как видно из Рис.7, наблюдается высокая степень корреляции между потоками в непрерывном спектре (F 1300 *Å* и F 1650 *Å*), r = 96.8%. Как видно из Рис. 8, поток в непрерывном спектре при 1650 *Å* и поток в линии C IV 1550 *Å* показывают обратную корреляцию (r = -61.8%). Это говорит о том что, возникающая энергия в непрерывном спектре не полностью расходуется на образование различных эмиссионных линий.

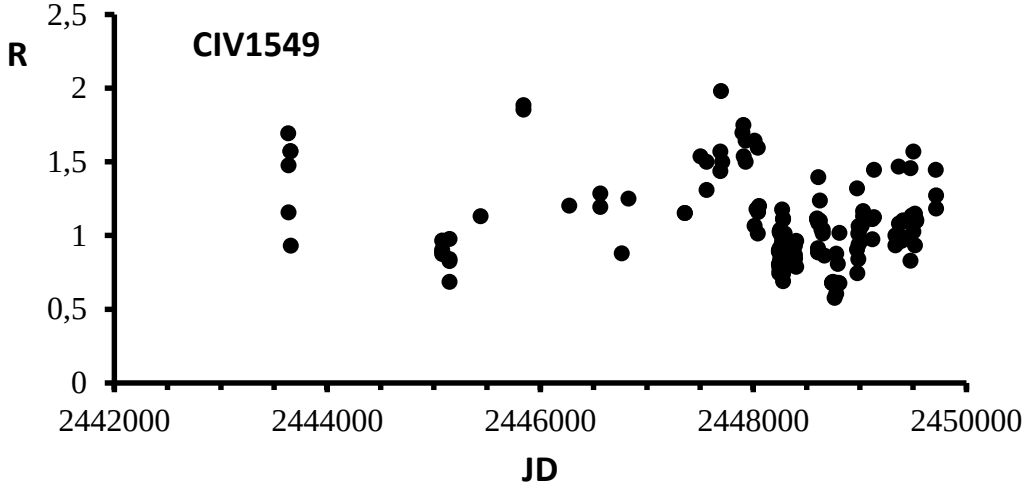


Рис. 6. Изменение интенсивности линии C IV (1549 *Å*)

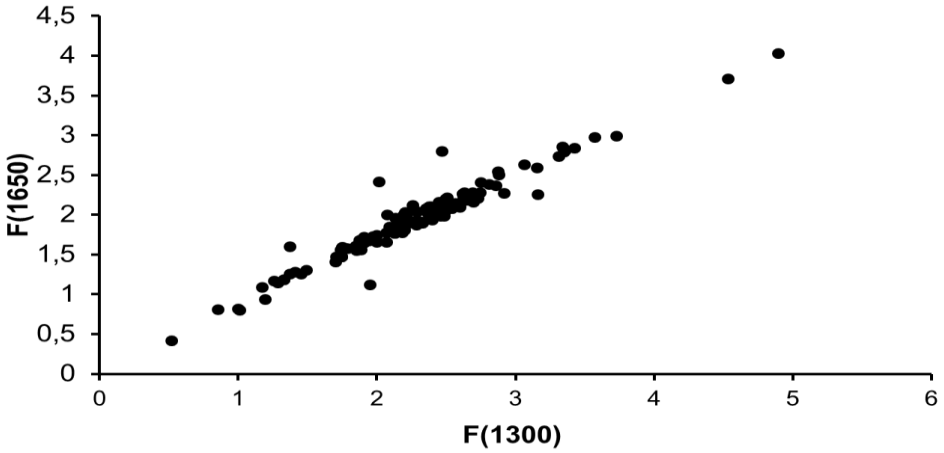


Рис. 7. Сравнение потоков в непрерывном спектре (F 1300 Å и F 1650 Å).

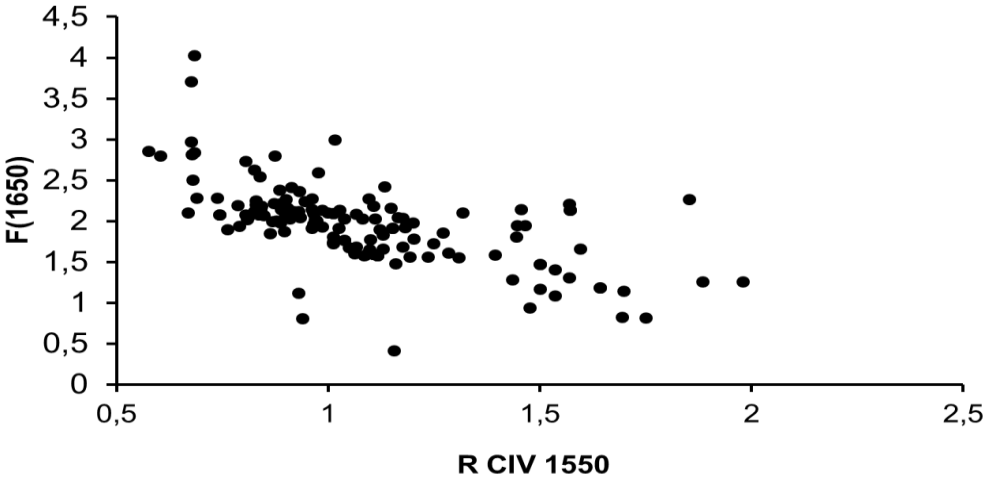


Рис. 8. Сравнение потока в непрерывном спектре F 1650 Å и в линии C IV (1550 Å). r = -61.8%.

Надо отметит то что, сильная переменность наблюдается и в непрерывном спектре и в эмиссионных линиях, особенно, в 1985-1988гг. Фотометрические наблюдения, приведенные нами и другими авторами подтверждают, что в этот период квазар 3C 273 был активным. В мае 1988 года квазар 3C 273 был особенно активным [9, 10, 13]. А так же в этом сезоне наблюдалось изменения потока в непрерывном спектре и в потоке в различных линиях в течение одной и той же ночи.

Зная характер изменения потока в различных диапазонах, мы можем сделать выбор между различными моделями. Одним из ключевых вопросов, стоящих перед астрофизиками, является вопрос об энергетическом источнике активности компактных объектов, механизм их энерговыделения и коллимации истекающего вещества. Мы пока подробно этот вопрос не будем обсуждать. Напомним лишь то, что большинство астрофизиков склоняются к магнитогидродинамической модели активности компактных источников.

Согласно современным представлениям, массивные черные дыры присутствуют в большинстве галактик и остаются активными, пока на них падает в достаточном количестве вещество. Это и ограничивает время их активной жизни. Обычно предполагается, что аккреция вещества носит дисковый характер [11].

ОБСУЖДЕНИЕ

В работе Courvoisier [9] сообщается о проведении координированных

многополосных наблюдений квазара 3C 273 в 1985-1988 гг. Наблюдения охватывают очень широкую область спектра. Отмечен разный характер переменности в разных спектральных областях. Показано также, что 5 апреля 1988 года квазар 3C 273 был необычно активным. В этом сезоне было зафиксировано как уменьшение, так и увеличение потока на 40% за сутки.

Исследование квазара 3C 273, проведенные в работе [10,12] выявило, что за счет двойной вспышки полная амплитуда переменности блеска явно увеличилась в 1976 и 1986 гг. -до $0^m.5$.

Проведенные фотометрические UBVR наблюдения 19-20 апреля 1988 г. квазара 3C 273 так же показали изменение блеска на протяжении 2.8 *часа*. Амплитуда переменности в фильтрах UBVR блеска в течение одной ночи составляла $0^m.23$, $0^m.10$, $0^m.14$ и $0^m.13$, соответственно [13].

В этой работе проанализирован характер изменения потока в непрерывном спектре и интенсивность в различных линиях. Наблюдается высокая степень корреляция между потоками в длинах волн 1300 *Å* и 1650 *Å* в непрерывном спектре. Корреляция составляет r = 96.8%. Поток в непрерывном спектре 1650 *Å* и поток в линии C IV 1550 *Å* показывают обратную корреляцию (r = -61.8). Изучено изменение потока в линиях OVI, L_α, Si IV + OIV и CIV и установлено, что переменность в непрерывном спектре и в линиях носит хаотичный характер. Это дает нам повод предполагать, что механизмы генерации этих излучений различны, и не связаны между собой.

В заключении приведем основные выводы, полученные нами в настоящей работе:

1. Полученные 1978-1994 гг. УФ спектры квазара 3C 273 показывают хаотическую переменность потока в непрерывном спектре и в различных линиях. Обнаружены кратковременные и долговременные изменения в спектре.
2. Потоки в непрерывном спектре в полосах 1300 *Å* и 1650 *Å* показывают очень высокую степень корреляции: r = 96.8%. Это свидетельствует о том, что потоки излучения в континууме относительно близких участков формируются под действием одних и тех же физических процессов.
3. Потоки в непрерывном спектре и в эмиссионных линиях (например, в линии C IV 1550 *Å*) показывают обратную корреляцию между собой: r = - 61,8%.
4. Изменение амплитуды потока в непрерывном спектре больше в 2.5 раза от изменения амплитуды потока в линиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дибай Э.А., Лютый В.М. Параметры оптической переменности активных ядер галактик. **Астрон, журн**. 1984. **61**, вып. 1. с. 10-17.
2. Бочкарев Н.Г. Спектральный и фотометрический мониторинг активных галактических ядер с целью эхокартирования прошлого, настоящего, будущего. **"Насиреддин Туси и современная астрономия",** Международная конференция, посвященная 800 летию М.Н.Туси, (4-7 октября 2001г. ШАО, Пиргулу), Баку-2002, с. 70-112.
3. M. Schmidt. 3C 273: A Star-Like Object with Large Red-Shift, **Nature** 1963, v.197, 1040.
4. J. B. OKE, Absolute Energy Distribution in the Optical Spectrum of 3C 273, **Nature** 1963, v.197, 1041.
5. A.S.Sharov, Yu.N.Efremov, On the Light variability of the object identified with the radio source 3C 273, **Information Bulletin on Variable Stars**, 1963, Number 23.
6. Peterson B.M., Somerville R.S., Storchi-Bergmann T., Inflows and Outflows in Nearby AGN from Integral Field Spectroscopy, International Astronomical Union, Co-Evolution of Central Black Holes and Galaxies Proceedings **IAU Symposium,** 2010, No. 267, p. 119-126.
7. Scranton et al., Detection of Cosmic Magnification with the Sloan Digital Sky Survey. The **Astrophysical Journal**, 2005, v. 633, p. 589
8. 3C 273. ***SIMBAD Astronomical Database***. CDS.
9. Courvoisier T. J. L., Violent activity in the bright quasar 3C 273, **The Messenger**, 1988, № 54, P. 37-39.
10. Лютый В.М., Метлова Н.В., Оптическая переменность квазара 3C 273 в 1977-1986 гг., **Астрон. Циркуляр**, 1987, № 1475, с. 3-5.
11. Lynden-Bell D. Galactic nuclei as collapsed old quasars. **Nature** 1969, **223,** 690.
12. Moles M., Garcia-Pelayo J.M., Garrido R., Light variations in 3C 273, **Astron.J**., 1986, **92**, № 5, P, 1030-1035.
13. Гусейнов Н.А. Бурная активность квазара 3C 273. **Кинематика и физика небесных тел**. 1997, том **13**, № 3, с. 80-82.

KVAZAR 3C 273-ÜN SPEKTRAL VƏ FOTOMETRİK DƏYIŞKƏNLIYI

N.A. Hüseynov

Kvazar 3C 273-ün 1978-1994-cü illər ərzində fotometrik və cpektral dəyişkənliyinə baxılmışdır. Kəsilməz spektr səviyyəsində selin və müxtəlif xəttlərin intensivliyinin dıyişməsi analiz edilmişdir. Kəsilməz spektr səviyyəsində 1300 Å və 1650 Å oblastında sellər arasında yüksək səviyyəli koppelyasiya müşahidə olunur. Korrelyasiya r = 96,8% tərtibindədir. Kəsilməz spektrdə 1650 Å oblastında sel və C IV (1550 Å) xəttinin intensivliyi əks korrelyasiya (r = -61.8%) göstərir. OVI, L_{α}, Si IV + OIV və CIV xətlərində selin zamana görə dəyişməsi öyrənilmişdir. Kəsilməz spektrdə və müxtəlif xətlərdə selin dəyişməsinin xaotik xarakter daşıması aşkar edilmişdir.

Açar **sözlər:** Fəal nüvəli qalaktikalar, qırmızı sürüşmə, UB spektr, kvazar 3C 273

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC VARIABILITY OF THE 3C 273

N.A. Huseynov

Photometric and spectral variability of the 3C 273 was studied within 1978-1994 th years. The behavior of variability in the continuous spectrum and in the intensity of different various lines have been analized as well. . Very high level correlation among the threads flows in the wavelengthlentgth of waves 1300 Å and 1650 Å continuous spectrum is observed.. The correlation was r= 96,8%. The flow in the line of 1650 Å and the flow in the line CIV show the inverse correlation (r=-61,8). The time variability of flow in the lines SiIV + OIV has been studied and it has been found out that the variability in the continuous spectrum and the lines are of chaotic character.

Key words: Active nucleus galaxy, red shift, UV spectr, quasar 3C273

О ГАЛАКТИКАХ С КРАТНЫМИ ВСПЫШКАМИ СВЕРХНОВЫХ

© 2015 г. И.Р. Салманов, П.Н. Шустарев, М.С. Гаджиев

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана
(e-mail: petersh50@mail.ru)

В работе рассматриваются галактики с кратными (n_{CH}≥4) вспышками сверхновых звезд(СН). Показано, что при высокой кратности вспышек в основном происходят вспышки II-го типа в спиральных галактиках.

Ключевые слова: вспышки сверхновых

Вопрос о кратных вспышках сверхновых (СН) звезд в настоящее время окончательно не решен. В то же время, постоянный мониторинг за вспышками, улучшение наблюдательной базы позволяют выявить все больше галактик с кратными вспышками. Является ли этот эффект - высокая кратность вспышек СН-результатом наблюдательной селекции – приемлемого ответа на этот вопрос также пока нет.

Надо сказать, что при переходе от n=2 к n≥5 в большинстве случаев серия вспышек заканчивается вспышками II-го типа. Например, у рекордсмена по числу вспышек – у галактики NGC6946 – лишь вторая вспышка 1939C является вспышкой I-го типа. Все остальные вспышки – II-го типа. Но здесь, правда, имеются и контрпримеры; например, у галактики NGC4038 все вспышки I-го типа (за исключением вспышки 1921A, когда тип не был определен). Так же здесь можно привести в виде примера частоту вспышек для некоторых галактик, например: NGC309 – 4 вспышки за 15 лет; NGC5468 – 4 вспышки за 6 лет; NGC3690 – 7 вспышек за 18 лет. В то же время, классическое определение частоты вспышек ([1,2]) – это одна вспышка за ≥30 лет, Т.е., как это видно из приведенных примеров (а также из того, что во многих галактиках за время наблюдения за ними вообще не было ни одной вспышки), сам метод вычисления частот вспышек далек от совершенства. В ином аспекте этот вопрос был рассмотрен и в [3].

При этом большинство из галактик с кратными СН относятся либо к активным галактикам, либо к галактикам, гравитационно взаимодействующими друг с другом. Если отдельно посчитать число гравитационно взаимодействующих галактик (pair, cluster, interact, group), то это будет примерно половина от общего числа галактик со вспышками СН.

Кратность вспышек СН, на наш взгляд, вряд ли связана с ориентацией плоскости вращения галактик, т.к. имеются кратные вспышки в галактиках и с углом наклона i≈60° и, в то же время, достаточно много галактик, видимых практически плашмя, но за все время наблюдений в них не было отмечено ни одной вспышки. Кроме того, возможно, что вспышки СН связаны с усилением темпов звездообразования, что время от времени случается в процессе эволюции галактик ([4,5]).

Вернемся теперь к вопросу о наблюдательной селекции. Если мы вычислим средние значения отношений числа вспышек СН разного типа в анонимных галактиках, то оно окажется N_I/N_{II}=4.0502, при среднем значении z=0.2163 для этих галактик, в то время как для галактик из каталогов NGC и UGC это отношение равно, соответственно, 1.3926 и 1.1815, при средних значениях z, 0.0126 и 0.0238, соответственно. Так как вспышки II-го типа по абсолютной величине слабее вспышек I-го типа, то вопрос о влиянии наблюдательной селекции все же остается актуальным. Актуальным остается и вопрос о спорадичном, вероятностном характере вспышек. Не исключено, также, что оба эти фактора работают одновременно.

Но не являются ли причинами многократных вспышек в некоторых галактиках особенности в их физическом строении, свойствах? О довольно большом количестве вспышек СН в гравитационно связанных друг с другом галактиках выше мы

уже говорили. Есть также работы [6], где местоположение вспышек СН связывалось с рукавами и зонами HII спиральных галактик. Но, к сожалению, таким образом можно объяснить только вспышки СН Ib/c и II-го типа.

Недавно появилась работа [7], в которой на основе анализа наблюдательного материала по остаткам СН типа Ia для группы галактик была построена модель, которая показывает, что имеется тенденция к увеличению роста числа вспышек этого типа с ростом звездной массы родительской галактики, а также с ростом темпов звездообразования. Мы считаем, что малочисленность галактик с высокой кратностью СН можно объяснить (кроме наблюдательной селекции) также вспышечным характером звездообразования, что происходит с эволюцией галактик довольно редко [6]. Мы решили независимо проверить этот вывод на основе другого наблюдательного материала из работ [8, 9]. В первой работе приводятся вычисленные данные по верхней, средней и нижней оценке масс и темпов звездообразования (SFR)для группы галактик. Соответствующие галактики мы нашли в каталоге [7] и построили графики зависимости $\log M_{sun}$ (три кривые) и log(SFR)(три кривые) от числа вспышек в данной галактике (Рис.1 и 2).

Так как средние кривые на обоих графиках целиком ложатся внутрь верхнего и нижнего пределов, мы на рисунке не приводим значений дисперсий, понятно, что полное изменение средних значений лежит внутри этих значений дисперсий. В нашем случае абсолютное изменение значения звездной массы и темпов звездообразования меньше, чем на соответствующем рисунке в работе [7], но это и понятно, т.к. у нас интервал значений красных смещений значительно меньше (в основном рассматриваются галактики из каталога NGC).

Самое начало кривых (от одной вспышки до двух) ведут себя не так, как другие части этих кривых, но это и понятно, т.к. строго говоря, мы рассматриваем только многократные вспышки.

И наконец, в работе [10], для случая кеплеровской модели диска галактики, используя наблюдательные данные, полученные с помощью телескопа «Хаббл», были вычислены значения масс сверхмассивных черных дыр, находящихся в этих галактиках. На рис.6 приведен график зависимости этих масс (следуя обозначениям в [10], обозначаем их MBH1) от числа вспышек СН в рассматриваемых галактиках.

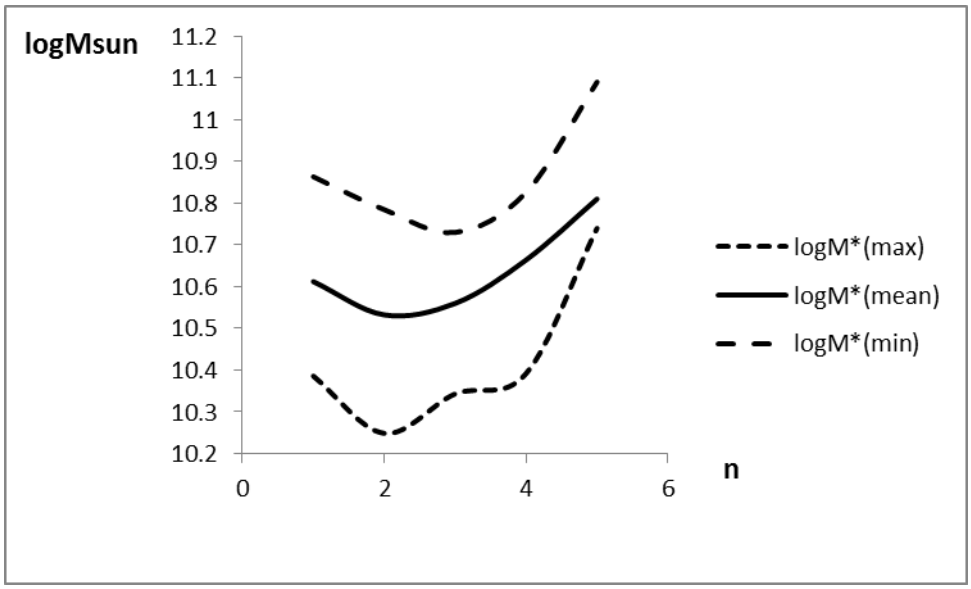


Рис.1.Частота вспышек сверхновых в зависимости от звездной массы галактик.

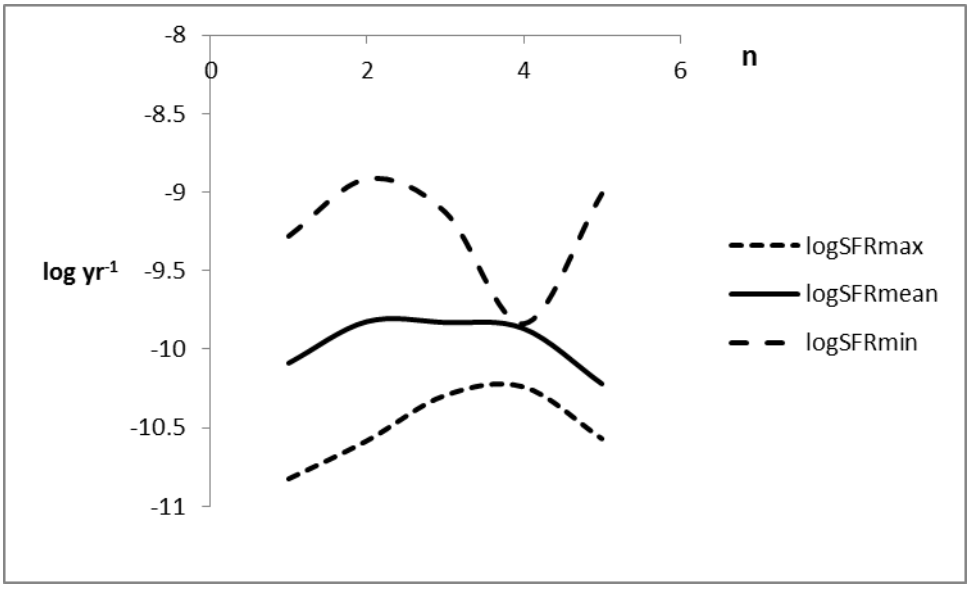


Рис.2. Частота вспышек сверхновых в зависимости от темпов звездообразования.

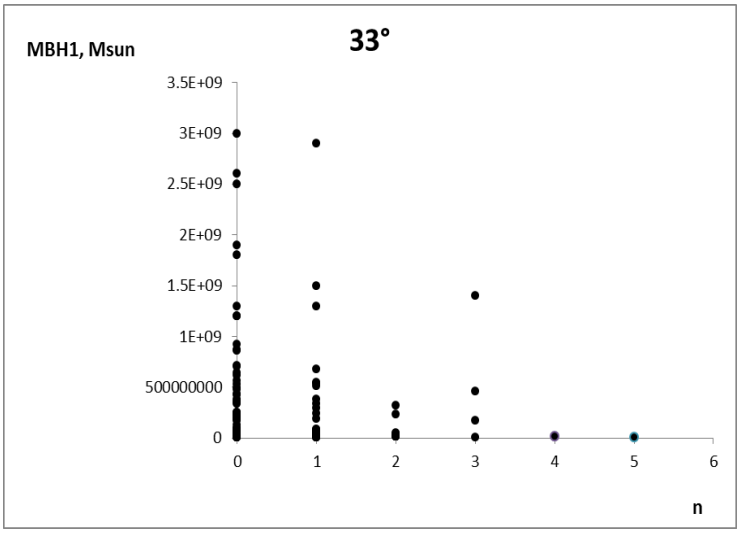


Рис.3. Число многократных вспышек, а также однократных, и для галактик вообще без вспышек в зависимости от масс сверхмассивных черных дыр в этих галактиках. Наклон плоскости диска i=33°.

Таким образом, мы из всего вышесказанного можем сделать вывод, что скорее всего в галактиках с многократными вспышками СН действительно имеются несколько иные физические условия. В частности, в среднем большая звездная масса, больший темп звездообразования и менее массивная черная дыра (ядро).

Таким образом:

1. В случае многократных СН при n≥5 доминируют СН II-го типа в галактиках Sc класса;
2. Подавляющее большинство галактик с высокой кратностью СН относятся к галактикам с активным ядром или к взаимодействующим галактикам;
3. Вспышечная активность галактик растет с ростом общей массы звезд в них, темпов звездообразования и уменьшением массы сверхмассивной черной дыры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Т.А.Лозинская, **Сверхновые звезды и звездный ветер**, 1986, Москва, Наука, с.180.
2. И.С.Шкловский, **Сверхновые звезды**, 1976, Москва, Наука,с.28.
3. A.A. Hakobyan et. al**. MNRAS** 2014, v444, pp2428-2441

4. В.Г.Горбатский, 1986, Москва, Наука, с.96.
5. S.D.Van Dyk et al.**Astron.J**.,1996, v.111, p.2017.
6. D.U.Tsvetkov et al.,**PASP,**1994, v.106, p.1247.
7. M.Sullivan et fl., **Ap.J**.,2006, v.648, p.868.
8. J.D.Neill et al., **Ap.**J., 2009, v.707, p.1449.
9. W.E.Harris et al.,**Ap.J**.,2013, v.772, p.82.
10. A.Beifiori et al**.,Ap.J.,**2009, v.692, p.856.

MİSİLLİ İFRAT YENİ ALIŞAN QALAKTİKALAR BARƏDƏ

İ.R. Salmanov, P.N. Şustaryov, M.S. Hacıyev

Təqdim olunan işdə misilli ifrat yeni (IY) partlayan ($n_{CH}\geq4$) qalaktikaların fiziki xassələrinə baxılır. Göstərilir ki, IY-lərin yüksək misilliliyində əsasən II tip IY-lər partlayır və mütləq əksəriyyətcə spiral qalaktikalarda. Alınıb ki, IY-nin yüksək misilliliyi qalaktikalarda ulduzəmələgəlmə tempilə korrelyasiya və valideyn qalaktikaların nüvəsindəki ifratnəhəng kütləli qara deşiyin kütləsilə əks korrelyasiya təşkil edir.

Açar sözlər: misilli ifratyenilər və valideyn qalaktikalar

GALAXIES WITH MULTIPLE SUPERNOVA EXPLOSIONS

I.R. Salmanov, P.N. Shustarev, M.S. Hadgiev

In given work are presented physical properties of galaxy that includes supernova star (SN) with multiple (n_SN≥4) explosions. It is shown that at high multiple explosions of SN generally occur in II type explosion mainly in spiral galaxies. It is proved the correlation tendention of multiple explosions of SN with rate of stellar formation in host galaxy and obtained inverse correlation with mas of supermassive black hole that is in core of host galaxy.

Key words: multiple supernovas, host galaxies