

**AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR
AKADEMİYASI**

**AZƏRBAYCAN
ASTRONOMİYA
JURNALI**

**2007
CİLD 2
№ 1-2**

**AZERBAIJANI ASTRONOMICAL
JOURNAL**

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 2 – № 1-2 – 2007

Azerbaijan National Academy of Sciences

Национальная Академия Наук Азербайджана

AZERBAIJANI
ASTRONOMICAL
JOURNAL

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ
АЗЕРБАЙДЖАНА

Volume 2 – No 1-2 – 2007

Том 2 – № 1-2 – 2007

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

BAŞ REDAKTOR: Ə.S. Quliyev

BAŞ REDAKTORUN MÜAVİNİ: E.S. Babayev

MƏSUL KATİB: P.N. Şustarev

REDAKSIYA HEYƏTİ:

Cəlilov N.S.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Hüseynov R.Ə.	Bakı Dövlət Universiteti
İsmayilov N.Z.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Qasimov F. Q.	AMEA Fizika İnstitutu
Quluzadə C.M.	Bakı Dövlət Universiteti
Sultanov H.F.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası

Texniki redaktor: Əsgərov A.B.

Internet 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

© 2007 Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası.
© 2007 AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası.
Bütün hüquqlar qorunmuşdur.
Bakı – 2007

“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.Бабаяев

Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев

Редакционная коллегия:

Джалилов Н.С. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)
Гусейнов Р.Э. (Бакинский Государственный Университет)
Исмаилов Н.З. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)
Гасымов Ф.К. (Институт физики НАНА)
Гулүзаде Дж.М. (Бакинский Государственный Университет)
Султанов Г.Ф. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)

Технический редактор: Аскеров А.Б.

Адрес редакции:

Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалийат 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, 2007 г.

© Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2007 г. Все права защищены.

Баку - 2007

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

Editorial board:

Jalilov N.S. (Shamakhy Astrophysical Observatory)
Huseynov R.A. (Baku State University)
İsmayilov N.Z. (Shamakhy Astrophysical Observatory)
Gasimov F.G. (Institute of Physics of ANAS)
Guluzade J.M. (Baku State University)
Sultanov H.F. (Shamakhy Astrophysical Observatory)

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

© 2007, Azerbaijan National Academy of Sciences.

© 2007, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved.

Baku -2007

MÜNDƏRİCAT

UZUNPERİODLU KOMETLƏRİN OBİTLƏRİNİN BÖYÜK YARIMOXUNUN PAYLANMASININ BİR XÜSUSİYYƏTİ BARƏDƏ Ə.S. Quliyev, Ə.S. Dadaşov	5
100 UZUNDÖVRLÜ KOMETİN FİZİKİ PARAMETRLƏRİNİN ONLARIN GÖRÜNMƏ ŞƏRAİTİ NƏZƏRƏ ALINMAQLA TƏYİNİ (1980-2004) Ə.S. Quliyev, Ü.C. Poladova, K.İ. Çuryumov, L.V. Çubko	10
GÜNƏŞ TACINDA ALFVEN DALĞALARININ TAC SPEKTRAL XƏTLƏRİNİN KONTURLARINA GÖRƏ AXTARIŞI S.H. Məmmədov, A.A. Rüstəmov, N.S. Cəlilov	17
GÜNƏŞ SPEKTRİNDƏ FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN PROFİLLƏRİNİN ASİMMETRİYASININ TƏSNİFATI HAQQINDA C.M. Quluzadə, T.H. Əliyeva, Z.F. Şabanova	26
VOLF-RAYE TİPLİ WR 136 = HD 192163 ULDUZUNUN SPEKTRİNDƏ NeII+Nα EMİSSİYA ZOLAĞININ TƏDQIQI C.N. Rüstəmov	29
CAVAN T TAU, Dİ CEP VƏ SU AUR ULDUZLARININ SPEKTRİNDƏ ENERJİ PAYLANMASI N.Z. İsmayılov, P.N. Şustarev, S.O. Məcidova	35
ÖRTÜK TİPLİ YENİ İFRAT ULDUZ QALIQLARININ RADİO VƏ RENTGEN ŞÜALANMASI A.I. Asvarov, H.I. Novruzova	42
CIVƏ TELESKOPUNU KƏŞF EDƏN “AY USTASI” MÜQƏNNA A.A. Rüstəmov	54
YENƏ DƏ MƏKAN VƏ ZAMAN HAQQINDA S.Q. Rzayev	57

CONTENTS

ABOUT ONE FEATURE OF SEMIMAJOR AXES DISTRIBUTION OF LONG-PERIOD COMET ORBITS A.S. Guliyev, A.S. Dadashov	5
DETERMINATION OF THE PHYSICAL PARAMETERS OF 100 LONG-PERIOD COMETS TAKING INTO ACCOUNT THEIR VISIBILITY CONDITIONS (1980-2004) A.C. Guliyev, U.J. Poladova, K.I. Churymov, L.V. Chubko	10
SEARCH FOR THE ALFVEN WAVES IN THE SOLAR CORONA ON THE PROFILES OF CORONAL SPECTRAL LINES S.H. Mamedov, A.A. Rustamov, N.S. Dzhililov	17
ON THE FRAUNHOFER LINE PROFILES ASYMMETRY CLASSIFICATION IN THE SPECTRUM OF THE SUN D.M. Kuli-Zade, T.H. Aliyeva, Z.F. Shabanova	26
INVESTIGATION OF EMISSION BAND HEII+H α IN THE SPECTRA OF THE WOLF- RAYET TYPE STAR WR 136 = HD 192163 J.N. Rustamov	29
SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION OF YOUNG STARS DI CEP, SU AUR AND T TAU N.Z. Ismayilov, P.N. Shustarev, S.O. Majidova	35
RADIO AND X-RAY EMISSION OF SHELL TYPE SUPERNOVA REMNANTS A.I. Asvarov, H.I. Novruzova	42
“MOON MASTER” MUKANNA – DISCOVERER OF MERCURY TELESCOPE A.A. Rustamov	54
AGAIN ABOUT SPACE AND TIME S.Q. Rzayev	57

СОДЕРЖАНИЕ

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БОЛЬШИХ ПОЛУОСЕЙ ОРБИТ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ А.С.Гулиев, А.С. Дадашлов	5
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН 100 ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ С УЧЕТОМ УСЛОВИЯ ИХ ВИДИМОСТИ (1980- 2004) А.С. Гулиев, У.Д. Поладова, К.И.Чурюмов, Л.В.Чубко	10
ПОИСК АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В КОРОНЕ ПО КОНТУРАМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ С.Г. Мамедов, А.А. Рустамов, Н.С. Джалилов	17
О КЛАССИФИКАЦИИ АСИММЕТРИИ ПРОФИЛЕЙ ФРАУНГЕФЕРОВЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА Д.М. Кули-Заде, Т.Г. Алиева, З.Ф. Шабанова	26
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННОЙ ПОЛОСЫ НЕII+ H α В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ WR 136 = HD 192163 Д.Н. Рустамов	29
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД T TAU, DI CEP И SU AUR Н.З. Исмаилов, П.Н. Шустарев, С.О. Меджидова	35
РАДИО И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ОБОЛОЧЕЧНОГО ТИПА А.И. Асваров, Х.И. Новрузова	42
“ЛУННЫЙ МАСТЕР” МУКАННА – ИЗОБРЕТАТЕЛЬ РТУТНОГО ТЕЛЕСКОПА А.А. Рустамов	54
СНОВА О ПРОСТРАНСТВЕ И ВРЕМЕНИ С.Г. Рзаев	57

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БОЛЬШИХ ПОЛУОСЕЙ ОРБИТ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ

© 2007 г. А.С.Гулиев¹, А.С.Дадашов²

¹Шаманская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

²Батабатская Астрофизическая Обсерватория Нахчыванского Отделения НАН Азербайджана

(e-mail: ayyub@science.az, ayyub54@yahoo.com)

В работе исследуется распределение афелийных расстояний долгопериодических комет, определяемых по «первоначальным» значениям $1/a$ в интервале 100–500 *а.е.* Анализ охватывает 81 долгопериодическую комету. Исследуется численность афелиев в перекрывающихся друг друга интервалах расстояний шириной 54.5 *а.е.* Установлен достаточно заметный максимум в интервале 300 – 400 *а.е.* Он полностью согласуется с гипотезой одного из авторов о наличии на этих расстояниях крупного койперового тела.

Ключевые слова: долгопериодические кометы, афелийное расстояние, койперовое тело.

ВВЕДЕНИЕ

Работы, посвященные анализу распределений афелиев или перигелиев орбит долгопериодических комет, в основном преследуют космогоническую цель. Это распределение отражает влияние процессов, способствующих формированию кометной системы. Поэтому правильная его расшифровка, выявление основных закономерностей, выделение главных особенностей от псевдоэффектов являются составной частью весьма важной космогонической задачи. Задача усложняется еще и тем, что кометные данные являются весьма неоднородными по качеству и точности. К тому же хорошо известный эффект селекции также налагает определенные отпечатки на распределение больших полуосей. Долгопериодические кометы, пришедшие с различных направлений небесной сферы, не всегда имеют одинаковую вероятность открытия.

Известно, что окулирующие значения величины $1/a$ (a – большая полуось кометной орбиты) практически всегда отличаются от «первоначальных» (значения $1/a$ до вхождения комет в планетную систему) значений. Поэтому значения «первоначальных» $1/a$ больше отражают реликтовое распределение этого параметра, нежели окулирующие и «будущие».

Количество «первоначальных» $1/a$ увеличивается из года в год, что требует регулярной систематизации и анализа. В настоящей работе мы сделали попытку исследовать значения афелийных расстояний долгопериодических комет, определяемых по «первоначальным» $1/a$.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе [1] было установлено, что перигелии или афелии орбит долгопериодических комет концентрируются вблизи плоскости, почти перпендикулярной к эклиптике. Дальнейшие расчеты показали, что эта плоскость имеет следующие параметры:

$$i=85^{\circ}.84; \quad \Omega=272^{\circ}.6. \quad (1)$$

По современным данным, в 5° – ной окрестности этой плоскости сконцентрировано перигелиев почти 15% всех известных долгопериодических комет. В работе [2] обоснован тезис о том, что эта картина резко противоречит гипотезе Оорта. Гулиев [3] обнаружил весьма важную особенность плоскости (1). По его расчетам, эту плоскость в интервале расстояний 250 – 401 *а.е.* пересекает избыточное количество комет. Отсюда было сделано предположение о том, что в регионе

$$i=85^{\circ}.84; \quad \Omega=272^{\circ}.6; \quad 250 < R < 401 \text{ а.е.} \quad (2)$$

существует весьма крупное койперовое тело, являющееся «поставщиком» комет. В самом деле, если из зоны (2) неизвестным телом инжектируются наблюдаемые долгопериодические кометы, то их удаленные узлы должны иметь резкую концентрацию в той же зоне. В цитируемой литературе это было доказано путем исследования удаленных кометных узлов. В работе [4] этот же тезис был проверен путем анализа межорбитальных расстояний комета-планета, и его результат оказался положительным.

В этом механизме отсутствует весьма важное звено. Неизвестное планетное тело также должно инжектировать кометы с минимальными значениями Q (афелийное расстояние), соответствующими интервалу 250-401 *a.e.* Другими словами, в распределении параметра Q должен наблюдаться весьма значимый максимум в этом интервале. Поиску такого максимума и посвящается данная статья.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ КОМЕТНЫЕ ДАННЫЕ

Взяв за основу данные к началу 2008 г., мы будем анализировать систему долгопериодических комет в рамках поставленной задачи. При этом будем использовать данные каталога [5] и соответствующих Циркуляр МРЕС [6]. Исключив данные, касающиеся отдельных кометных групп (Крейца, Марсдена, Крахта, Мейера и др.), мы составили список из 931 кометы. В каталоге [4] у определенной части этих комет эксцентриситет принимается равным 1, т.е. судить об афелийных расстояниях таких комет невозможно. Как мы уже отметили, нас интересуют «первоначальные» значения $1/a$, следовательно, значения Q , определяемые по ним. Детальный анализ собранного материала позволил нам выделить данные «первоначальных» $1/a$ 448-и долгопериодических комет. 34 из них оказались отрицательными.

Судя по постановке задачи, мы должны исследовать спектр значений Q в интервале 250-401 *a.e.* Однако без определенной привязки и анализа конкретного фона трудно

будет судить об избыточности количества афелиев в данном интервале. Поэтому исследование также и близлежащих областей на предмет количества Q является неизбежным. Исходя из этих соображений мы решили проанализировать распределение Q в интервале 100 – 500 *a.e.* Ниже этого предела существует зона транснептуновых кометных семейств [7], а выше него – область, не представляющая интереса в рамках нашей задачи. Указанному интервалу соответствует 81 значение Q известных комет. Наши дальнейшие расчеты базируются на анализе этих значений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Наиболее простой способ анализа значений Q является разделение интервала 100 – 500 *a.e.* на отдельные участки и подсчет афелиев по ним. Однако мы не знаем теоретического закона распределения афелиев, чтобы оценить значимость возможных флуктуаций. К тому же количество данных слишком ограничено для построения подробной гистограммы. Поэтому было решено исследовать перекрывающиеся друг друга интервалы, чтобы иметь лучшее представление о плавном изменении количества афелиев. Для этого вначале выбираем оптимальный базовый интервал исходя из правила Стерджеса. При количестве данных $N = 81$ количество интервалов должно быть

$$n = 3.322 \log 81 + 1 = 7.34,$$

а длина одного интервала – 54.5 *a.e.*

Итак, принимая первое значение Q в качестве начала и добавляя к нему 54.5 *a.e.*, устанавливаем первый интервал и по нему определяем количество афелиев. Далее переходим ко второму значению Q , определяем границы второго интервала и находим количество соответствующих афелиев и т.д. Результаты этого анализа отражены в таблице 1, где $Q_{ср}$ соответствует середине каждого интервала, а N является количеством афелиев. Наглядно это распределение в виде графика дает лучшее представление (Рис.1).

Прежде чем судить об особенностях полученного распределения $N(Q_{\text{cp}})$, следует иметь в виду следующее. Распределение афелийных распределений общей совокупности комет (периодических и долгопериодических вместе) напоминает обратную функцию типа $1/x$, где, как правило, каждому интервалу соответствует меньше афелиев, чем предыдущему. Такой же ход изменения имеют и удаленные узлы [3].

Как видно из Рис.1, вышеуказанный принцип явно нарушается в области Q_{cp} от 300 до 400 *а.е.*, где количество афелиев намного больше, чем в предыдущем интервале. Можно прогнозировать, что по мере увеличения количества «первоначальных» $1/a$ это отклонение будет еще заметнее. Такую уверенность дает нам некоторый анализ удаленных узлов [3].

Таким образом, в распределении афелийных расстояний искомый локальный максимум в районе 250 – 400 *а.е.* в самом деле существует, что увеличивает значимость гипотезы одного из авторов о существовании на этом расстоянии большого койперового тела, сыгравшего огромную роль в пополнении числа наблюдаемых долгопериодических и промежуточных комет.

ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОМЕТ С Q ОТ 250 ДО 401 *а.е.*

В ходе первичного анализа нам удалось найти ряд отличительных особенностей выделенной группы из 30 комет.

1. Прежде всего, отметим определенную концентрацию перигелиев вблизи плоскости (1). Из 30 комет у 11 (37%) перигелии или афелии сконцентрированы в $\pm 12^\circ$ от указанной плоскости. Для сравнения отметим, что в общей совокупности комет удельный вес таких составляет 28%.

2. Из 30 комет 23 (77%) имеют прямое движение. В этом отношении группа сильно обособлена, т.к. в общей совокупности удельный вес таких комет составляет всего лишь 48%.

3. Из 30 комет 16 открыто после 1950г. и 9 после 2000г. Можно

прогнозировать, что в ближайшем будущем количество таких комет будет резко увеличиваться. Увеличение количества таких комет обусловлено не столько увеличением численности комет, сколько ростом числа «первоначальных» $1/a$.

4. Из 30 комет у 3-х (10%) удаленные узлы относительно плоскости (1) также расположены в интервале 250 – 401 *а.е.* Для сравнения отметим, что в общей совокупности количество таковых составляет лишь 3.8%. На эту особенность в будущем следует особенно обратить внимание. По мере увеличения комет с «первоначальными» $1/a$ их доля должна быть более заметной.

5. Мы анализировали долготы перигелиев орбит 30 комет относительно плоскости (1). При этом точкой отсчета считался восходящий узел большого круга небесной сферы на этой плоскости. Была обнаружена довольно резкая концентрация перигелиев в двух противоположных интервалах: $124^\circ - 171^\circ$ и $311^\circ - 15^\circ$. В этих интервалах с общей протяженностью 112° сконцентрировано 19 (63%) перигелиев. При равномерном распределении перигелиев их должно было быть всего 9. Эта особенность встречается практически во всех известных кометных семействах.

Несмотря на то, что эти особенности получены на базе весьма ограниченной выборки, они представляют определенную ценность, и, по всей видимости, носят космогонический характер. Их расшифровка должна быть произведена в общем контексте кометной космогонии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На базе весьма ограниченного материала мы нашли особенность распределения афелийных расстояний Q , полностью ассоциирующуюся с положениями гипотезы одного из авторов о наличии крупного транснептунового планетного тела, находящегося в зоне (2). Центр интервала сгущения афелиев несколько смещен относительно центра интервала сгущения

удаленных узлов. Однако это смещение встречается и у других кометных семейств и является вполне естественным. Дело в том, что при выходе из сферы действия планеты кометы с минимальным Q , последний может несколько превышать расстояние до планеты. Это мы наблюдаем у короткопериодических комет семейства Юпитера. В целом результаты данной работы показывают, что анализу значений Q , полученных по «первоначальным» $1/a$, должно быть уделено больше внимания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулиев А.С., Дадашов А.С. Распределение перигелиев орбит долгопериодических комет. **Кометный Циркуляр Киевского ун-та**. 1990, №415, с.9-11.
2. Гулиев А.С., Дадашов А.С. О гипотезе Оорта. **Кинем. и физика неб.тел.** 1985, т.1, №6, с.82-88.
3. Гулиев А.С. Результаты исследования узловых расстояний долгопериодических комет **Кинем. и физика неб.тел.** 1999, т.15, №1, с.85-92.
4. Гулиев А.С. О связи долгопериодических комет с известными и неизвестными планетами. **Письма в Астрон.ж.** 2007, т.33, с.7-10.
5. Marsden B.G., Williams G.V. **Catalogue of Cometary Orbits** (16th edition). 2005, SAO, Cambridge., - 207p.
6. **Circulars MPEC** for 2005-2007 years.
7. Гулиев А. С., Дадашов А. С. О трансеплутоновых кометных семействах. **Астрон. вестник**. 1989, т. 23, № 1, с. 88–95.

Таблица 1. Распределение $N(Q)$ долгопериодических комет в интервале 100-500 *a.e.*

Q_{cp}	N	Q_{cp}	N	Q_{cp}	N
129.0	21	209.0	10	350.6	10
133.9	21	211.0	9	364.9	14
134.5	20	213.0	8	371.7	15
135.0	19	218.2	8	375.9	14
135.5	18	218.4	7	377.4	13
135.6	17	226.2	6	380.2	13
136.9	17	226.2	5	382.8	13
140.3	16	226.6	4	390.4	12
141.1	15	227.2	3	393.5	11
143.1	14	237.2	3	404.9	12
145.2	13	268.5	6	408.6	11
153.8	15	283.3	7	409.3	10
155.7	15	299.3	15	414.6	10
157.5	15	312.6	15	416.3	9
159.8	15	317.7	15	419.2	9
164.1	16	318.4	14	424.6	9
171.1	15	328.2	16	425.5	8
172.9	18	331.3	16	432.6	8
173.8	17	338.4	16	437.1	7
175.4	16	340.8	16	452.7	7
180.0	15	341.3	15	453.6	7
186.9	15	342.1	14	469.3	7
191.1	14	342.9	13	472.9	7
202.2	13	345.8	12	475.9	6
202.9	12	347.4	11	486.8	6
205.8	11	349.0	10	495.0	6

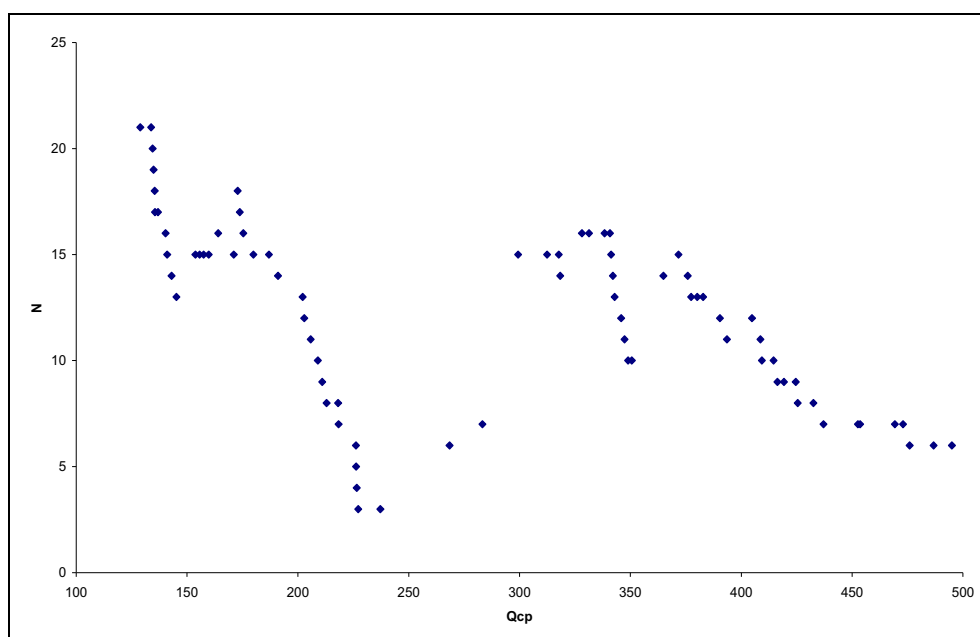


Рис.1. Распределение $N(Q_{cp})$ для долгопериодических комет в интервале 100-500 *a.e.*

ABOUT ONE FEATURE OF SEMIMAJOR AXES DISTRIBUTION
OF LONG-PERIOD COMET ORBITS

Guliyev A.S., Dadashov A.S.

Distribution of aphelion distances of long-period comets determined on "original" values $1/a$ in the interval 100-500 *a.e.* is investigated in the work. The analysis covers 81 long-period comets. Number of aphelion in overlapping each other intervals of distances with width 54.5 *a.e.* are investigated. Appreciable enough maximum in an interval 300 - 400 *a.e.* is established. This result completely associates to one of author's hypothesis about presence on these distances large kuiper body.

Key words: long-period comets, aphelion distance, kuiper body.

UZUNPERİODLU KOMETLƏRİN OBİTLƏRİNİN BÖYÜK
YARIMOXUNUN PAYLANMASININ BİR XÜSUSİYYƏTİ BARƏDƏ

Quliyev Ə.S., Dadaşov Ə.S.

Məqalədə uzunperiodlu kometlərin «ilkin» $1/a$ qiymətlərindən alınmış afeliy məsafələrinin paylanması öyrənilir. Təhlil 81 kometi əhatə edir. Bir birini örtən və 54.5 *a.v.* enə malik intervallarda afelilərin sayı öyrənilir. 300 – 400 *a.v.* məsafədə kifayət qədər seçilən maksimum aşkar edilmişdir. Bu fakt həmin məsafədə iri koyper jisminin olması barədə müəlliflərdən birinə məxsus hipotezlə tam uzlaşır.

Açar sözlər: uzunperiodlu kometlər, afel məsafəsi, koyper cismi

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН 100 ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ С УЧЕТОМ УСЛОВИЯ ИХ ВИДИМОСТИ (1980-2004)

© 2007 г. А.С.Гулиев¹, У.Д.Поладова¹, К.И.Чурюмов², Л.В.Чубко²

¹Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

² Киевский Национальный Университет им Т.Г.Шевченко

(e-mail: ayyub@science.az)

Определены физические параметры ряда долгопериодических комет, наблюдавшихся в период 1980-2004 гг. В расчетах учитывалась элонгация комет от Солнца. Показано, что это уменьшает остаточные дисперсии соответствующих уравнений.

Ключевые слова: долгопериодические кометы, физические параметры комет, условия видимости.

Настоящая статья относится к серии работ [1,2 и др.] по определению физических величин, начатой в свое время в Киевском Национальном Университете и выполняемой в последние годы при участии сотрудников Шамахинской Астрофизической Обсерватории. Настоящая статья, где впервые определены физические величины еще 100 долгопериодических комет, является очередным звеном упомянутой серии.

Заранее отметим, что результаты наших расчетов носят предварительный характер. Кривая блеска каждой из приведенных комет может стать темой отдельного исследования, в ходе которого полученные нами данные могут быть уточнены или скорректированы.

Процедура вычисления фотометрических параметров подробно описана в цитируемой литературе. Здесь мы кратко напомним цель наших расчетов. Известно, что фотометрические параметры комет вычисляются путем обработки рядов визуальных величин с помощью формулы Орлова [1]:

$$m_{\Delta} = H_y + 2.5n \lg r. \quad (1)$$

С другой стороны,

$$m_{\Delta} = m - 5 \lg \Delta$$

является редуцированным к геоцентрическому расстоянию блеском кометы, Δ и r – геоцентрическое и гелиоцентрическое расстояния кометы

соответственно, H_y и n – фотометрические параметры.

Добавляя в правую сторону уравнения (1) новый член, учитывающий влияние условий видимости кометы, представим его в виде

$$m_{\Delta} = H_y + 2.5n \lg r + k\Psi, \quad (2)$$

где величина

$$\Psi = \text{Arc cos} \frac{1 + \Delta^2 - r^2}{2\Delta}$$

и есть угол элонгации комета – Земля – Солнце, а k – некий коэффициент.

Обоснование такого подхода нашло отражение в частности в работе [2]. Исследование показывает, что это приводит к уменьшению остаточной дисперсии выражения (1), что очень важно для использования выведенных параметров в дальнейших исследованиях.

В настоящей работе приводятся значения некоторых физических параметров для 100 долгопериодических комет (Таблица 1). Ясно, что значения Ψ меняются в интервале от 0° до 180° . При соответствующих нормированиях значение $\Psi = 60^\circ$ является наиболее оптимальным, т.к. оно соответствует равнобедренному треугольнику Земля-Солнце-комета. К тому же это значение оптимально и тем, что кометы обычно наблюдаются вблизи Солнца, т.е. при небольших элонгациях. Поэтому, после сглаживания

фотометрических рядов методом наименьших квадратов абсолютный блеск должен быть вычислен при условиях

$$r = 1 \text{ a.e.}, \Delta = 1 \text{ a.e.}, \psi = 60^\circ.$$

Формула (1) может применяться при условии, когда интервал величин r довольно протяженный, а количество оценок достаточно для применения метода наименьших квадратов и проверки надежности искомых величин. Формулы (1,2) дают хороший эффект, когда интервалы r и ψ достаточно протяженные.

В Таблице 1 параметры $y(\psi)$, $H_y(\psi)$, $K(\psi)$, $S_{\text{ост}}(\psi)$, $H_y(\psi=60)$ и уровень детерминированности $D(\psi)$ определены в рамках (2), т.е. с учетом элонгации комет. По уровню детерминированности и количеству использованных данных можно судить о том, насколько эмпирические выражения (1,2) удачно описывают данные наблюдения.

При определении y , H_y , K , $S_{\text{ост}}$, D , H_{10} по формуле (1) фактор элонгации не учтен. Кроме того, в наших расчетах не учтена апертура телескопов, с помощью которых получены наблюдения. Практика показывает, что она крайне необходима при детальном

исследовании кривых блеска и их тонкой структуры с целью выявления вспышек блеска и т.д. Для ряда комет удалось определить только значения параметра H_{10} .

Использованные данные взяты из Циркуляров [3,4].

В заключении отметим, что статистическому анализу вычисленных параметров, их классификации будет посвящена отдельная работа.

Авторы выражают благодарность рецензенту за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Всехсвятский С.К. **Физические характеристики комет**. 1958, М., Физматгиз, -575с.
2. Гулиев А.С., Рустамова У.Д. Физические величины 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1999-2004). **ŞAR Sirkulyarı**. 2005, №110, с.23-31.
3. **International Comet Quarterly Journal**: 1999-2004.
4. **International Astronomical Union Circulars**: 1999-2004.

100 UZUNDÖVRLÜ KOMETİN FİZİKİ PARAMETRLƏRİNİN ONLARIN GÖRÜNMƏ ŞƏRAİTİ NƏZƏRƏ ALINMAQLA TƏYİNİ (1980-2004)

Quliyev Ə.S., Poladova Ü.C., Çuryumov K.İ., Çubko L.V.

1980-2004-cü illərdə müşahidə olunan uzunperiodlu komətlərin fiziki parametrləri təyin olunmuşdur. Hesablamalarda komətin elonqasiyası nəzərə alınmışdır. Bu hesablamalar zamanı müvafiq tənliklərin qalıq dispersiyalarının azaldığı müəyyən edilmişdir.

Aparıcı sözlər: uzundövrü komətlər, komətlərin fiziki parametrləri, görünmə şəraiti.

DETERMINATION OF THE PHYSICAL PARAMETERS OF 100 LONG-PERIOD COMETS TAKING INTO ACCOUNT THEIR VISIBILITY CONDITIONS (1980-2004)

Guliev A.C., Poladova U.J., Churyumov K.I., Chubko L.V..

The physical parameters of the long- period comets observed in 1980-2004 years are determined. The comet elongations from the Sun were taken into account in calculations. It is shown that it leads to reduce of the residual dispersions of the relevant equations.

Key words: long- period comets, physical parameters of the comet, condition of visibility

Таблица 1. Физические параметры некоторых долгопериодических комет 1980-2004гг

N ^o	Комета	Y(ψ)	H _y (ψ)	K(ψ)	S _{ocт} (ψ)	D(ψ)	y	H _y	S _{ocт}	D	H ₁₀	H _y ($\psi=60^\circ$)
1	C/1980J1	2.48	9.87	-0.112	22.01	0.52	1.98	6.52	25.05	0.46	7.61 ± 0.09	13.24
2	C/1980 E1	-2.42	12,15	0,006	6,75	0,37	-2,19	12,63	8,07	0,247	4.02 ± 0.77	12.27
3	C/1980 Y2	-2.50	6.31	0.001	8.53	0.04	2.43	6.39	8.59	0.03	5.49 ± 0.37	6.33
4	C/1980 V1	-1.27	7.49	0.023	22.83	0.15	2.48	6.99	24.03	0.10	6.20 ± 0.75	5.61
5	C/1980 Y1	2,45	5,41	0,052	76,85	0,26	3,04	7,21	78,72	0,24	7.87 ± 0.77	4.09
6	C/1982 M1	5.51	9.55	-0.119	9.42	0.74	4.28	8.34	10.61	0.71	8.24 ± 0.42	15.48
7	C/1983 H1	-0.04	9.74	-0.002	40.42	0.05	-0.05	9.56	42.28	0.001	9.82 ± 0.69	9.68
8	C/1983 J1	5.95	12.11	-0.01	91.57	0.16	4.50	11.44	92.75	0.15	11.44 ± 0.36	12.04
9	C/1983 R1	0.47	11.44	-0.012	3.23	0.19	-1.37	12.09	12.09	-1.37	4.97 ± 0.40	12.81
10	C/1983 O1	38.27	-39.83	-0.022	9.72	0.28	-2.11	10.34	13.44	0.002	2.31 ± 0.48	11.66
11	C/1984 N1	1.97	6.64	0.020	3.81	0.93	4.19	7.90	5.14	0.90	7.95 ± 0.47	6.7
12	C/1984 K1	3.67	6.05	-0.007	1.93	0.79	4.26	4.34	2.79	0.69	4.67 ± 0.25	4.76
13	C/1984 V1	12.19	11.40	-0.047	7.54	0.40	8.61	8.76	8.43	0.33	8.74 ± 0.41	11.58
14	C/1984 U2	7.87	-9.69	0.160	9405.82	0.08	-5.24	16.67	9864.56	0.04	11.70 ± 0.02	7.07
15	C/1985 T1	83.22	-7.18	-0.112	0.89	0.44	9.93	6.66	1.17	0.26	9.02 ± 0.32	13.38
16	C/1985 R1	3.42	8.54	-0.001	14.01	0.81	3.27	8.45	14.02	0.81	8.36 ± 0.53	8.51
17	C/1986 P1	1.92	6.95	-0.003	15.56	0.28	1.54	7.11	15.72	0.27	4.13 ± 0.72	7.29
18	C/1986 V1	11.67	-0.92	0.005	8.56	0.48	10.14	1.17	8.58	0.48	6.57 ± 0.44	0.87
19	C/1987 P1	0.26	4.49	0.025	9.36	0.27	0.93	5.95	11.98	0.07	6.07 ± 0.60	4.45
20	C/1987 U3	3.95	6.12	-0.013	5.47	0.90	3.47	5.60	5.89	0.89	5.43 ± 0.37	6.38
21	C/1987 B1	4.37	6.89	-0.005	7.18	0.51	3.85	6.72	7.34	0.50	6.70 ± 0.37	7,02
22	C/1987 B2	-010	-0.80	0.169	7.78	0.47	0.15	7.04	14.46	0.01	6.40 ± 0.22	-3.1
23	C/1987 A1	-1.71	5.50	0.107	0.45	0.92	8.86	10.01	0.49	0.91	10.80 ± 0.42	3.59

Продолжение Таблицы 1												
№	Комета	$Y(\psi)$	$H_y(\psi)$	$K(\psi)$	$S_{\text{ocт}}(\psi)$	$D(\psi)$	y	H_y	$S_{\text{ocт}}$	D	H_{10}	$H_y(\psi=60^\circ)$
24	C/1987 W2	0.58	7.92	0.008	11.38	0.44	2.35	7.45	14.69	0.28	6.27 ± 0.54	6.97
25	C/1987 Q1	-0.09	6.06	0.041	75.39	0.27	0.53	7.96	98.37	0.05	7.62 ± 2.31	5.5
26	C/1988 Y1	7.06	14.51	-0.028	3.85	0.74	4.45	12.31	3.92	0.73	12.20 ± 0.43	13.99
27	C/1988 F1						17.22	-5.26	2.99	0.73	5.56 ± 0.93	
28	C/1988 J1					0.39	3.98	8.16	5.73	0.14	8.15 ± 0.76	
29	C/1988 U3	8.51	9.01	-0.085	13.62	0.61	3.23	5.89	18.87	0.46	5.67 ± 0.57	10.99
30	C/1988 A1										7.20 ± 6.04	
31	C/1988 P1										7.82 ± 2.46	
32	C/1988 L1	-1.42	12.75	0.003	0.29	0.06	-0.53	11.85	0.29	0.03	5.05 ± 0.27	11.67
33	C/1989 Y1	3.25	7.31	-0.033	8.44	0.29	2.10	6.38	8.49	0.29	5.10 ± 0.41	8.36
34	C/1989 A1	-1.25	7.35	0.036	0.96	0.45	5.92	4.76	0.97	0.44	6.36 ± 0.34	2.6
35	C/1989 X1	2.09	6.71	0.011	16.60	0.76	3.53	7.80	18.32	0.73	7.84 ± 0.71	7.14
36	C/1989 T1	-12.63	5.89	0.083	8.32	0.73	5.04	10.74	10.36	0.66	10.99 ± 0.49	5.76
37	C/1989 W1					0.84	4.20	7.95	5.66	0.81	7.91 ± 0.31	
38	C/1989 Q1					0.61	5.68	6.41	6.69	0.56	7.10 ± 0.35	
39	C/1990 E1	8.59	0.90	0.119	14.64	0.86	13.30	6.73	17.19	0.84	7.98 ± 1.09	-0.41
40	C/1990 K1	5.94	1.00	0.015	1.16	0.93	3.76	4.02	1.20	0.92	3.83 ± 0.22	3.12
41	C/1990 N1	2.90	5.41	0.014	8.52	0.61	3.43	6.01	10.27	0.53	5.82 ± 0.42	5.17
42	C/1990 M1	5.20	4.23	0.015	1.47	0.45	-0.99	12.92	2.66	0.004	7.40 ± 0.39	12.02
43	C/1991 B1	3.05	10.53	-0.069	5.21	0.72	5.21	4.15	11.33	0.40	5.26 ± 0.54	8.29
44	C/1991 T2	3.71	6.35	0.012	6.38	0.66	5.11	5.52	6.42	0.66	6.60 ± 0.48	4.8
45	C/1991 F2	-1.43	11.96	0.011	16.24	0.12	-0.32	11.70	18.21	0.01	6.21 ± 1.17	11.04
46	C/1991 X2	0.71	6.79	0.057	18.97	0.92	5.78	11.42	30.57	0.87	11.16 ± 1.00	8.00
47	C/1991 Y1						2.49	9.18	11.26	0.27	9.43 ± 0.46	

Продолжение Таблицы 1												
№	Комета	$Y(\psi)$	$H_{\gamma}(\psi)$	$K(\psi)$	$S_{\text{ocт}}(\psi)$	$D(\psi)$	y	H_{γ}	$S_{\text{ocт}}$	D	H_{10}	$H_{\gamma}(\psi=60^{\circ})$
48	C/1991 A2						0.95	11.54	16.14	0.01	10.06 ± 0.71	
49	C/1991 A21						-3.85	13.64	6.28	0.17	9.89 ± 0.60	
50	C/1992 F1	10.94	-1.22	0.111	41.92	0.65	7.68	4.76	45.98	0.62	6.08 ± 1.02	1.90
51	C/1992 L1										3.82 ± 1.95	
52	C/1992 U1	7.69	6.83	-0.012	12.54	0.05	1.89	11.22	12.87	0.02	9.08 ± 0.83	11.94
53	C/1992 J1	0.13	13.80	-0.009	0.55	0.42	0.07	13.01	0.93	0.03	6.98 ± 2.85	13.55
54	C/1992 T2	1.99	6.45	0.028	23.17	0.19	1.71	7.78	24.22	0.15	6.97 ± 1.05	6.1
55	C/1992 J2										12.68 ± 1.11	
56	C/1992 N1						-1.42	7.92	7.99	0.05	8.63 ± 0.84	
57	C/1992 W1	4.84	13.66	-0.029	2.71	0.49	2.88	11.67	2.86	0.47	11.37 ± 0.52	13.41
58	C/1993 A1	0.11	7.77	0.016	41.05	0.19	0.16	8.99	49.37	0.03	4.20 ± 3.84	8.03
59	C/1993 Q1										8.59 ± 13.26	
60	C/1994 J2	0.99	13.60	-0.027	20.43	0.064	7.28	4.47	21.56	0.01	6.98 ± 0.61	6.09
61	C/1994 E2	13.98	14.21	-0.042	32.44	0.01	2.31	14.34	32.44	0.01	13.81 ± 1.47	16.86
62	C/1994 Q2										-1.16 ± 0.72	
63	C/1994 G1	0.06	7.19	-0.077	15.12	0.40	-0.20	4.50	25.05	0.01	-6.69 ± 1.57	9.12
64	C/1995 O1						-1.45	12.06	0.33	0.003	-2.21 ± 0.24	
65	C/1996 B1	1.84	6.43	0.020	0.51	0.67	8.84	6.080	0.92	0.39	8.22 ± 0.40	4.88
66	C/1996 B2	2.43	4.78	0.012	1.10	0.76	3.91	5.73	1.16	0.75	5.74 ± 0.30	5.01
67	C/1996 B3	0.76	9.39	0.225	1.75	0.36	1.37	12.02	1.77	0.36	20.06 ± 0.53	-1.48
68	C/1996 Q1										8.57 ± 0.48	
69	C/1996 Q2						2.04	12.36	6.07	0.66	17.60 ± 0.96	
70	C/1996 F2						2.47	12.22	24.16	0.55	16.00 ± 1.19	
71	C/1996 H1	1.15	6.45	0.844	0.21	0.99	3.99	16.77	0.33	0.98	16.74 ± 0.18	

Продолжение Таблицы 1												
№	Комета	$Y(\psi)$	$H_y(\psi)$	$K(\psi)$	$S_{\text{ост}}(\psi)$	$D(\psi)$	y	H_y	$S_{\text{ост}}$	D	H_{10}	$H_{y(\psi=60^\circ)}$
72	C/1996 M1						2.97	15.57	4.57	0.72	18.34 ± 0.56	
73	C/1996 O2	0.95	6.27	0.874	0.19	0.97	3.68	17.21	0.21	0.97		
74	C/1996 O3	-0.23	2.47	1.325	0.52	0.55	3.71	18.49	0.52	0.54	19.26 ± 0.27	
75	C/1996 O4	-7.64	-27.85	3.347	0.75	0.95	2.22	13.23	3.95	0.75	18.21 ± 0.95	
76	C/1996 Q3						1.83	12.42	3.57	0.39	18.98 ± 0.75	
77	C/1997 BA6						1.53	8.31	0.52	0.04	4.67 ± 0.20	
78	C/1997 J2	-0.66	10.05	0.008	0.62	0.57	2.81	6.33	0.93	0.35	4.80 ± 0.28	5.85
79	C/1997 T1	-1.03	7.98	0.028	0.77	0.77	7.97	6.41	0.84	0.75	8.11 ± 0.40	4.73
80	C/1997 D1	8.47	4.07	0.002	0.07	0.84	9.80	3.05	0.08	0.83	8.34 ± 0.19	2.93
81	C/1998 P1	15.15	4.96	-0.049	0.93	0.96	7.99	4.64	3.53	0.85	6.98 ± 1.02	7.58
82	C/1998 K5	3.19	14.98	-0.022	0.06	0.33	-0.09	13.73	0.09	0.01	11.43 ± 0.66	15.05
83	C/1999 E1	8.13	-1.01	-0.005	0.46	0.91	7.00	0.62	0.46	0.91	6.44 ± 0.43	0.92
84	C/1999 U1	6.16	2.15	-0.001	0.16	0.10	5.82	2.61	0.16	0.10	5.97 ± 0.17	2.67
85	C/2001 RX14	-11.20	24.16	-0.046	5.51	0.11	-3.09	12.95	5.56	0.10	6.71 ± 0.55	15.71
86	C/2001 A2	4.27	8.97	0.010	21.80	0.57	4.44	10.13	21.99	0.56	10.32 ± 0.88	9.53
87	C/2002 H2	-8.99	30.19	-0.128	0.30	0.92	5.76	9.02	0.98	0.73	10.23 ± 27.88	16.7
88	C/2002 Q2	-6.99	17.33	0.005	2.85	0.89	-7.41	17.95	2.88	0.89	13.56 ± 1.77	17.65
89	C/2002 Q5	-0.39	9.42	0.042	1.11	0.63	5.68	8.96	2.20	0.26	9.67 ± 0.44	6.44
90	C/2002 CE10	8.05	8.68	-0.005	0.70	0.70	11.14	5.20	0.70	0.70	11.57 ± 0.32	5.50
91	C/2002 O6	-1.68	6.47	0.051	2.90	0.54	0.69	9.50	5.74	0.09	10.80 ± 1.07	6.44
92	C/2004 F4						2.73	7.82	2.92	0.66	8.82 ± 0.38	
93	C/2005 K2						41.98	19.86	19.36	0.56	8.44 ± 1.82	
94	C/2005 A1	5.71	9.76	-0.027	0.56	0.89	6.35	5.30	0.87	0.82	7.83 ± 0.36	6.92
95	C/2005 E2	1.38	7.21	0.029	1.21	0.61	1.76	8.40	2.17	0.30	5.74 ± 0.73	6.66

Продолжение Таблицы 1												
N ^o	Комета	Y(ψ)	H _y (ψ)	K(ψ)	S _{ocт} (ψ)	D(ψ)	y	H _y	S _{ocт}	D	H ₁₀	H _y ($\psi=60^\circ$)
96	C/2005 N1	6.59	11.57	-0.045	0.65	0.24	2.91	10.29	0.83	0.04	10.12 ± 0.08	12.99
97	C/2005 P3						4.91	12.03	4.85	0.36	11.75 ± 0.45	
98	C/2006 A1	3.76	10.33	-0.059	6.21	0.37	1.84	7.07	6.270	0.36	7.89 ± 0.62	10.61
99	C/2006 L2	-12.10	-18.66	0.199	6.51	0.62	4.72	14.90	6.63	0.61	14.54 ± 0.83	2.96
100	C/2006 M4						21.16	11.26	1.41	0.40	6.87 ± 0.29	

ПОИСК АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В КОРОНЕ ПО КОНТУРАМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

©2006 г. С.Г. Мамедов, А.А. Рустамов, Н.С. Джалилов

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

Одним из главных механизмов нагрева корональной плазмы традиционно считается диссипация альфвеновских колебаний. При расчете баланса энергии амплитуда скорости в альфвеновских волнах отождествляется с нетепловыми скоростями, которые извлекаются из полуширин контуров наблюдаемых линий излучения короны. Чтобы проверить это, мы рассчитали теоретические контуры спектральных линий в присутствии волны с заданной амплитудой. Если отождествлять скорости нетепловых движений, найденных из полуширин наблюдаемых корональных линий, со скоростью альфвеновских волн (достаточной для поддержки температурного режима короны), то в центре этих линий должна была быть центральная депрессия. Так как в наблюдаемых контурах центральная депрессия отсутствует и, более того, профили этих линий хорошо аппроксимируются доплеровскими профилями, мы делаем заключение, что альфвеновские волны не имеют достаточной мощности для нагрева солнечной короны.

Ключевые слова: солнечная корона, МГД-волны, нагрев короны, линии излучения

ВВЕДЕНИЕ

По общепринятому представлению нагрев верхней хромосферы и короны Солнца осуществляется, преимущественно, магнитными механизмами [1,2]. Среди этих механизмов особое место занимает перенос энергии волнами и диссипация локальных токов в короне [3,4]. Волны в верхней атмосфере Солнца могут появляться как результат их распространения из нижних слоев Солнца (фотосфера и конвективная зона), или как результат их генерации прямо в короне в результате действия различных механизмов неустойчивости, связанных с магнитным полем. Однако, механизм диссипации волн в условиях корональной плазмы представляет отдельный интерес. Какой из возможных теоретических механизмов – неидеальные эффекты (связанные с излучением, вязкостью, проводимостью и омическим затуханием) или идеальные эффекты (поглощение на резонансных поверхностях, механизм фазового перемешивания, туннельный эффект) является предпочтительным в реальных ситуациях, остается не выясненным. Для разрешения этой проблемы очень важно опираться на

наблюдательные данные. Колебания корональной плазмы наблюдаются в различных линиях излучения. Современные данные об этом можно найти, например, в [5]. Если действительно волновая концепция о поддержке температурного режима короны верна, то из спектра мощности наблюдаемых колебаний мы можем извлечь требуемую величину амплитуды колебаний.

В этой работе мы проводим подробный анализ литературных данных по определению скоростей волновых движений из профилей спектральных линий излучения солнечной короны. Результатом этого анализа явился тот факт, что амплитуды наблюдаемых колебаний недостаточны для поддержки температурного режима корональной плазмы.

ОЦЕНКА АМПЛИТУДЫ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ ИЗ КОНТУРОВ КОРОНАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Спектральные линии короны, излучаемые ионами различных элементов, расширены как тепловыми движениями при соответствующей ионной температуре, так и нетепловыми движениями. Обычно считается, что нетепловые движения являются турбуленцией в излучающей среде. Распределение по

скоростям турбулентных элементов принимается гауссовским. Свертка двух гауссовских профилей – тепловых и нетепловых движений дает так же гауссовский, т.е. доплеровский профиль. При поиске колебательных движений в короне нетепловую компоненту расширения профиля исследователи отождествляют с волновыми движениями. Иными словами, квадрат скорости нетепловых движений v_{nth}^2 , фигурирующий в выражении доплеровской ширины

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i} + v_{nth}^2} \quad (1)$$

Приравнивают к среднеквадратичному значению скоростей волновых движений v_w^2 . Причем, считается, что скорости, связанные с колебаниями на волне, так же распределены по Гауссу и, поэтому, их свертка с тепловыми движениями также дает гауссовский, иначе, доплеровский профиль.

Именно по этой причине все исследователи, занимающиеся поисками волн (колебательных движений) в короне (и хромосфере) контуры наблюдаемых спектральных линий аппроксимируют доплеровским профилем. Определив из наблюдений $\Delta\lambda_D$, которая равна $\Delta\lambda_{l/e}$ – полуширине линии на высоте I_0/e (где I_0 – центральная интенсивность), и зная T_i для данного иона, авторы, используя выражение (1), находят значение $v_{nth}=v_w$. Зная же значение величины v_w , можно определить поток волновой энергии по выражению $F_w = \frac{1}{2} c_w \rho \cdot v_w^2$, где c_w – скорость распространения волны.

Как можно удостовериться на практике, что v_{nth} в выражении $\Delta\lambda_D$ обусловлена именно колебательными движениями в волне? На этот счет исследователи рассуждают следующим образом. На малых высотах в короне волны мало затухают. Вследствие того, что с высотой плотность уменьшается, из условия сохранения потока волновой энергии следует, что v_w или ширина линии должна расти с высотой. Иными словами, показателем наличия волны является рост ширины спектральных

линий: если ширина линии растет с высотой, то в таком случае можно думать о наличие волны. Если же $\Delta\lambda_{1/2}$ не растет с высотой или уменьшается – то наличие волны (колебаний) обычно ставится под сомнение.

Что же показывают наблюдения относительно изменения ширины спектральных линий? Результаты многочисленных наблюдений противоречивы. Из наблюдений четырех линий ионов железа в спектре невозмущенной короны $\lambda 6374 FeX$ ($T_i=1\cdot 10^6$ °K), $\lambda 7852 FeXI$ ($T_i=1.29\cdot 10^6$ °K), $\lambda 11154 FeXIII$ ($T_i=1.62\cdot 10^6$ °K), $\lambda 5303 FeXIV$ ($T_i=2.09\cdot 10^6$ °K) Сингх и др. в [6] нашли, что ширины первых трех линий растут с высотой, в то время как ширина четвертой линии уменьшается. Они пришли к заключению, что ширина линий ионов с $T_i < 1.7\cdot 10^6$ °K увеличивается, а ширина линий с $T_i > 1.7\cdot 10^6$ °K уменьшается с высотой. Одновременное определение в зависимости от высоты как ширин линий $\lambda 1446 SiVIII$ ($T_i=1\cdot 10^6$ °K) и $\lambda 1440 SiVIII$, так и плотности осуществлено в [7] (корональная дыра) и в [8] (невозмущенная корона), чтобы проверить, имеет ли место теоретически ожидаемая зависимость $v_{nth}(=v_w) \sim \rho^{-1/4}$. Авторы нашли очень хорошее согласие найденных значений v_{nth} и ρ на различных высотах. Досчек и Фельдман в работе [9] также нашли значительное увеличение с высотой ширины линии $\lambda 1446 SiVIII$ в спектре корональной дыры. Рост ширин линий $\lambda 1440 SiVIII$ и $\lambda 1445 SiVIII$ так же обнаружили авторы в [10] и установили, что полученные по линиям $\lambda 609 MgX$, $\lambda 624 MgX$, $\lambda 772 MgVIII$, $\lambda 770 NeVIII$ значения v_{nth} в корональных струях изменяются от 35 км/сек на лимбе до 52 км/сек на высотах 100''–150'', соответственно. В другой работе, [10] найдено, что в спектре корональной струи значение $v_{nth} = 21$ км/сек на высоте $h=1.03R_0$ и увеличивается до $v_{nth} = 35$ км/сек на высоте $h = 1.13R_0$. В [11] также показано, что линии $\lambda 1032$ и $\lambda 1032 OVI$ в спектре полярной корональной дыры состоят из двух компонент: узкой и широкой. Из Рис. 4 их работы можно найти, что для узкой компоненты $v_{nth}=0$ и ее ширина не меняется в пределах высот $h=(1.34-1.99)R_0$, в то время как для широкой компоненты $v_{nth} = 175$ км/сек и 400 км/сек на

высотах $h=1.34R_0$ и $h=1.99R_0$, соответственно. Эти значения представляются чрезвычайно большими. Моран нашел, что ширины многих линий в спектре корональной дыры увеличиваются до высоты $1.2R_0$, а потом остаются постоянными [12]. Из ширины линий ионов $FeXI$ и $FeXII$, измеренных на расстояниях $17''$, $64''$ и $167''$ - $183''$ так же в спектре корональной дыры Хасслер и др. в работе [13] получили $v_{nth}=33$ км/сек, 37 км/сек и 44 км/сек, соответственно. В [14] тщательно проанализированы ширины линий $\lambda 609 MgX$, $\lambda 625 MgX$ на двух высотах, около лимба и $h=190''$, при этом получили $v_{nth}=26$ км/сек и 33 км/сек, соответственно. Из ширин линий $\lambda 1463 FeX$ и $\lambda 1467 FeXI$, измеренных на высотах $30''$ и $109''$ - $209''$ от лимба, в [12] получены $v_{nth}=20$ км/сек и 10 км/сек, соответственно.

Результаты наблюдений по определению v_{nth} в солнечной короне, представлены в прилагаемой Таблице 1, куда вошли также данные других работ, опубликованные в последние годы, но не вошедшие в наш обзор. Как видим, результаты, полученные различными авторами относительно изменения ширины корональных линий с высотой, противоречивы, хотя в большинстве случаев наблюдается увеличение ширины спектральных линий.

Для того, чтобы судить о наличии волн, по нашему мнению, в первую очередь следует сравнить теоретический контур спектральной линии, расширенный как движениями, имеющими гауссовское распределение по скоростям, так и движениями, обусловленными распространением альфвеновской волны с наблюдаемыми контурами корональных линий.

В качестве теоретических контуров в данном случае можно использовать вычисленные по формуле Малтби [15] контуры, которые характеризуются значениями параметра $\beta = \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda_D}$, где $\Delta\lambda_m$ -

амплитуда смещений волновыми движениями.

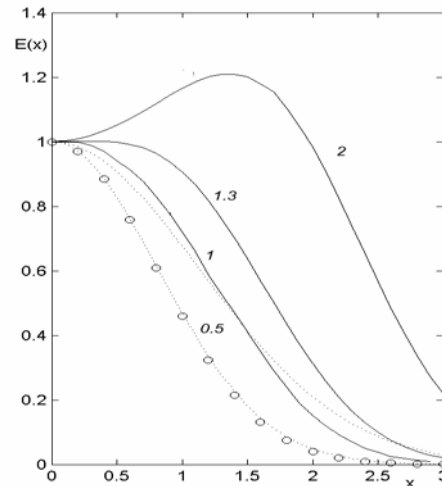


Рис.1. Нормированные контуры $E(x)$ для различных значений β (1, 1.3, и 2 – сплошные линии), а о – для $\beta=0.5$.

Очевидно, что β можно рассматривать так же, как $\beta = \frac{V_w}{v_g}$, где V_w есть проекция амплитуды

волнового движения на луч зрения и

$$v_g^2 = v_{th}^2 + v_{tr}^2. \quad (2)$$

На рис.1 приведены теоретические контуры, построенные в единицах центральной интенсивности, для различных значений β . Безразмерная длина волны взята в единицах доплеровской ширины, т.е. $x = \Delta\lambda / \Delta\lambda_D$.

Вдобавок к вычисленным по Малтби вариантам, здесь пунктирными линиями приведены так же аппроксимирующие гауссовские контуры. Вычисления показывают, что для значений $\beta \leq 0.5$ контуры линий совпадают с гауссовскими профилями и волна только увеличивает доплеровскую ширину. Например, при $\beta=0.5$ доплеровская ширина увеличивается в 1.15 раза. Для случая $\beta=1$ соответствующая доплеровская ширина увеличивается в 1.6 раза. Но, как видно из Рис.1, этот контур уже заметно отличается от «волнового» контура.

С увеличением β отличие «волновых» контуров от доплеровских растет и при значении $\beta = 1.3$ начинает появляться провал в центре линии.

Напомним, что свертка двух гауссовских распределений (в данном случае тепловых v_{th} и турбулентных v_{tr}) дает так же гауссовское

распределение. При этом наиболее вероятное суммарное значение скоростей, обусловленных двумя движениями, находится из выражения для v_g . В нашем случае нетепловые скорости, фигурирующие в (1), состоят из двух компонент:

$$v_{nth}^2 = v_{tr}^2 + v_w^2, \quad (3)$$

где v_w – среднее значение скоростей волновых (альфвеновских) движений.

Такая запись предполагает гауссовское распределение скоростей волновых движений, что может быть верным при значительно меньших по сравнению с v_{tr} значениях v_w , точнее, при значении $\beta \leq 0.5$.

Рассмотрим два случая:

1) Нетепловые скорости v_{nth} обусловлены только волновыми движениями, как это предполагается во многих работах, цитируемых в Таблице 1. В этом случае

$$\beta = \frac{V_w}{v_{th}}; \quad (4)$$

2) v_{nth} обусловлена как турбулентными, так и волновыми движениями. Тогда

$$\beta = \frac{V_w}{\sqrt{v_{th}^2 + v_{tr}^2}} = \frac{V_w}{v_g}. \quad (5)$$

Во всех работах, цитируемых нами выше, в которых установлено наличие волны в короне, найденные по доплеровской ширине наблюдаемых линий нетепловые скорости отождествляются со среднеквадратичными значениями скоростей волновых движений (иногда ошибочно с амплитудой скорости V_w). Иными словами, принимается, что $v_{nth} = v_w$. Соотношение между v_w и V_w можно найти из выражения:

$$v_w = \frac{V_w \int_0^\pi \sin^2 \alpha d\alpha}{\pi}, \quad (6)$$

что дает $V_w = 1.4 v_w$. Значит, чтобы найти V_w , следует определяемые из наблюдаемых контуров v_{nth} (приравнявая к v_w) умножать на 1.4. Значения всех скоростей: v_{th} – рассчитанные по известному значению температуры ионизации T_i данного иона;

v_{nth} – найденные из наблюдений по доплеровской ширине при известной v_{th} , а также V_w и $\beta = V_w/v_{th}$, приведены в прилагаемой Табл. 1.

Теперь сравним наблюдаемые контуры корональных спектральных линий с теоретически рассчитанными. Наблюдаемые контуры спектральных линий, приводимые в цитируемой литературе, не только не имеют центрального провала, но и довольно хорошо аппроксимируются гауссовскими контурами. Это говорит о том, что для наблюдаемых линий значение β должно быть меньше 0.5. Поэтому, нетепловые скорости, найденные из профилей наблюдаемых линий, не могут быть обусловлены волновыми движениями, так как, как видно из Таблицы 1, найденные из наблюдений значения β больше 1.3. Иными словами, приравнять нетепловые скорости к среднеквадратичным значениям волновых движений оказывается неправомерным, так как в таком случае почти во всех контурах наблюдался бы центральный провал (см. значения β в таблице).

Во втором случае, т.е. в присутствии волнового движения в расширении контуров из требования $\beta \leq 0.5$ найдем:

$$v_w = \sqrt{v_{nth}^2 - v_{tr}^2} \quad (7)$$

$$\frac{1.4 \sqrt{v_{nth}^2 - v_{tr}^2}}{\sqrt{v_{th}^2 + v_{tr}^2}} \leq 0.5. \quad (8)$$

Из этих выражений после несложных преобразований находим:

$$v_w \leq \sqrt{0.255 v_{nth}^2 + 0.221 v_{th}^2}. \quad (9)$$

В этом выражении v_{th} определяется по значению температуры ионизации T_i данного иона, v_{nth} – по доплеровской ширине наблюдаемой линии (при известном уже v_{th}). Таким образом, из наблюдаемых контуров линий, которые имеют доплеровскую форму, мы можем определить максимально возможное значение амплитуды волновых движений V_w , а также из выражения (3) возможное минимальное значение v_{tr} . Значения V_w^{max} и v_{tr}^{min} , найденные таким способом, приведены в Таблице 1.

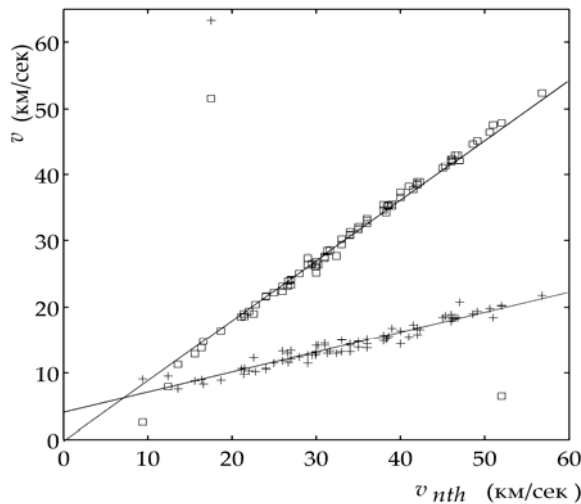


Рис. 2. Зависимость V_w^{max} (маркер: $\square$) и v_{tr}^{min} (маркер: $+$) от v_{nth} .

На Рис. 2 приведены графики зависимости V_w^{max} и v_{tr}^{min} от v_{nth} , найденных по наблюдаемым ширинам контуров. На Рис.3 приведены зависимости этих параметров от T_r .

Как видно из Рис. 2, зависимость v_{tr} и v_w от v_{nth} линейная:

$$v_{tr}^{min} = 0.90 v_{nth} \quad (10)$$

$$v_w^{max} = 0.24 v_{nth} + 4.12. \quad (11)$$

Используя найденные из контуров линий значения v_w , можно оценить поток энергии альфеновских волн из выражения

$$F = \sqrt{\frac{\rho}{4\pi}} (v_w^{max})^2 \cdot B, \quad (12)$$

здесь ρ – плотность, B – напряженность магнитного поля. Для спокойной короны $n_e = 1.8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $n_e = 3.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ на высотах $h = 35''$ и $h = 0''$, соответственно, $B = 4 \text{ Гс}$ [8].

В корональных дырах плотность составляет 10^8 см^{-3} и $1.6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ на высотах $h = 50''$ и $h = 250''$; $B = 5 \text{ гаусс}$ [7]. Значения потока F получаются $4 \cdot 10^4 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ и $1.4 \cdot 10^4 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ для высот $h = 50''$ и $250''$, соответственно. Для нагрева же корональной дыры, согласно [2], требуется $8 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Напомним, что эти значения потока энергии представляют собой максимально возможные значения, так как вычислены для

максимально возможных значений скоростей на волне.

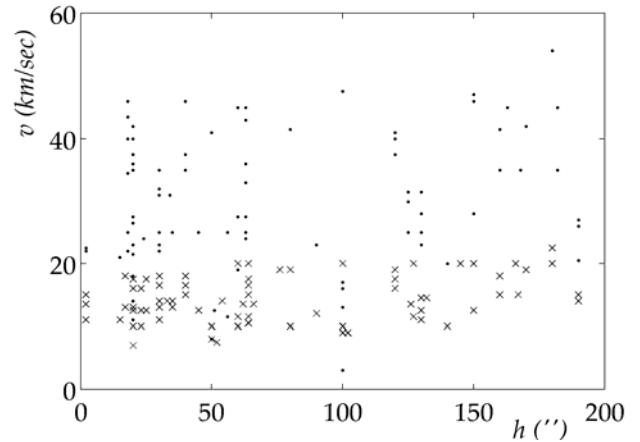


Рис. 3. Зависимость v_w (маркер: $\times$) и v_{tr} (маркер: $\cdot$) от высоты h (в секундах дуги) в короне.

Таким образом, мы приходим к заключению, что поток энергии альфеновских волн существенно недостаточен для нагрева короны.

Другие эффективные механизмы нагрева – это диссипация токов в местах магнитного пересоединения, а также импульсный нагрев [16]. Однако эти механизмы являются локальными, и их действие зависит от фазы магнитной активности Солнца. На наш взгляд температурный баланс верхней хромосферы и короны должен обеспечиваться неким глобальным механизмом. Для этого могли бы быть очень важными собственные глобальные колебания Солнца. Собственные акустические p -моды Солнца в результате действия туннельного эффекта могут проникать до переходного слоя между хромосферой и короной. Этот слой для этих мод действует как клапан, который создает предпосылки концентрации волновой энергии в переходном слое [17,18].

ДИСКУССИЯ

Здесь мы считаем необходимым отметить следующее.

1. Очевидно, что в магнитных трубках корональных структур направление колебаний в альфеновских волнах по отношению к лучу зрения могут быть под самыми различными углами. Вследствие этого проекция амплитуды скоростей V_w на луч зрения может принимать значения от нуля (когда колебания перпендикулярны к лучу зрения) до

максимальной величины (когда колебания происходят вдоль луча зрения). По этой причине мы должны были бы наблюдать не только доплеровские контуры (чему соответствует $\beta \leq 0.5$), но и контуры с центральной депрессией (для тех случаев, когда $\beta \geq 1.3$). Однако, все наблюдаемые корональные линии имеют доплеровский контур, и это означает, что турбулентные скорости (отождествляемые со скоростями волновых движений) не зависят от наклона магнитных трубок к лучу зрения. Это уже говорит о том, что влияние альфвеновских колебаний на расширение корональных линий или не имеет места, или же незначительно. Иными словами, этот момент также подтверждает, что в корональных структурах альфвеновские волны или отсутствуют, или же амплитуда скоростей их движения незначительна.

2. Можно было бы подумать, что через корональную трубку распространяется спектр волн с набором частот с различными амплитудами скоростей движений и с различными фазами, что привело бы к замыканию центральной депрессии профилей линий. Однако, как показано в работах [19–22], через магнитную трубку должны распространяться волны в узком частотном интервале вокруг резонансной частоты. И поэтому, узкий интервал частот нами был принят за фиксированную частоту монохроматической волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Narin U., Ulmschneider P. Chromospheric and coronal heating mechanisms. **Space Sci.Rev.** 1990, v. 54, p. 377-389.
2. Narin U., Ulmschneider P. Chromospheric and Coronal Heating Mechanisms II. **Space Sci.Rev.** 1996, v. 75, p.453-465.
3. Browning P.K., Priest E.R. Heating of coronal arcades by magnetic tearing turbulence, using the Taylor-Heyvaerts hypothesis. **Astron.Astrophys.** 1986, v.159, p.129-146.
4. Parker E.N., Why do stars emit X rays? **Physics Today.** 1987, v.40, 7, p.36-46.
5. Trimble, V. and Aschwanden, M. Astrophysics in 2004. **PASP.** 2005, v. 117, p.830-840.
6. Singh, J., Sakurai, T., Ishimura, K. and Muneer, S. Spectroscopic Studies of the Solar Corona - V.

Physical Properties of Coronal Structures. **Solar Phys.** 2003, v.212, p.343-357 .

7. Banarjee, D., Teriaca, J., Doyle, J.G. and Wilhelm, K. Broadening of SI VIII lines observed in the solar polar coronal holes. **Astron. Astrophys.** 2001, v.339, p.208-220 .
8. Doyle, J.G., Banarjee, D. and Perez, M.G. Coronal line-width variations. **Solar Phys.**,1998. v. 181, p.91-99.
9. Doschek, G.A., Feldman, V. Extreme-Ultraviolet Spectral Line Widths in Quiet-Sun Coronal Plasmas at Distances of $1.03 \langle R_{\text{solar}} \rangle = 1.45$ along the Solar Equatorial Plane. **Astrophys. J.** 2000, v. 529, p. 599-610.
10. Doyle, J.G., Teriaca, L. and Banerjee, D. Coronal hole diagnostics out to $8R_{\text{sun}}$. **Astron. Astrophys.** 1999, v. 349, p. 956-967.
11. Kohl, J.L., Fineschi, S., Esser, R., Ciaravella, A., Cranmer, S.R., Gardner, L.D., Suleiman, R., Noci, G. and Modigliani, A. UVCS/SOHO Observations of Spectral Line Profiles in Polar Coronal Holes. **Space Sci. Rev.** 1999, v. 87, p.233 - 244.
12. Moran, Th. Test for Alfvén Wave Signatures in a Solar Coronal Hole. **Astrophys. J.** 2003, v. 598, p. 657-670 .
13. Hassler, D.M., Rottman, G.J., Soub, E.C. and Holzer, T.E. Line broadening of MG X 609 and 625 Å coronal emission lines observed above the solar limb. **Astrophys. J.** 1990, v. 348, L77-79.
14. Seely, J.F., Feldmann, V., Schuhle, V., Wilhelm, K., Curdt, W., Lemaire, P. Turbulent Velocities and Ion Temperatures in the Solar Corona Obtained from SUMER Line Widths. **Astrophys. J.** 1997, v. 484, L87-89 .
15. Maltby, P. Effect of Progressive Alfvén Waves on the Profiles of Solar Spectral Lines. **Solar Phys.** 1968, v.5, p.3-9 .
16. Сомов Б.В. **Космическая электродинамика и физика Солнца.** 1993, М., Из-во МГУ, -287с.
17. Dzhililov N.S., Staude J. An analytic theory of adiabatic p-modes in the atmospheres of the Sun and Sun-like stars. **Astron.Astrophys.** 1995, v. 303, p.561-575.
18. Dzhililov N.S., Staude J., Arlt K. Influence of the solar atmosphere on the p-mode eigenoscillations, **Astron. Astrophys.** 2000, v. 361, p.1127-1137.
19. Hollweg J.V., Alfvén waves in the solar atmosphere. II - Open and closed magnetic flux tubes. **Solar Phys.** 1981, v. 70, p. 25-28.
20. Hollweg J.V., Resonances of coronal loops. **Astrophys. J.** 1984, v. 277 , p.392 -405.
21. Ionson, J. A. Resonant electrodynamic heating of stellar coronal loops - an LRC circuit analog . **Astrophys. J.** 1982, v. 254, p.318-328 .
22. Klimchuk J.A. On Solving the Coronal Heating Problem. **Solar Phys.** 2006, v. 234, p.41-55.
23. Tu, C.-V., Marsch, E., Wilhelm, K. and Curdt, W. Ion Temperatures in a Solar Polar Coronal Hole Observed by SUMER on SOHO. **Astrophys. J.** 1998, v. 503, p. 475-490 .
24. Warren, H.P., Mariska, J.I., Wilhelm, K. and Lemaire, P. Doppler Shifts and Nonthermal Broadening in the Quiet Solar Transition Region: O VI. **Astrophys. J.** 1997, v. 484, p.L91-94.
25. Wilhelm, K., Marsch, E., Dwivedi, B., Hassler, D., Lemaire, P., Gabriel, A. and Huber, M. The Solar Corona

above Polar Coronal Holes as Seen by SUMER on SOHO. **Astrophys. J.** 1998, v. 500, p.1023-1040.

26. Popescu, M.D., Doyle, J.G. and Xia, L.D. **Astron.Astrophys.** 2004, v. 421, p.339 -342.

27. Doschek, G.A., Feldman, V., Laming, J.M., Schule, U. and Wilhelm, K. Properties of solar polar coronal hole plasmas observed above the limb. **Astrophys.J.** 2001, v. 546, p. 559-568.

Таблица 1

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	Объект	h	v_{nth}	v_{tr}	v_{th}	V_w	V_w/v_t h	v_w^{max}	V_w^{ma} x	Ссылки
1049.22	<i>SiVII</i>	ПКД	17''- 64''	42.3	38.9	19.3	59.2	3.1	16.6	23.2	[23]
			17''- 64''	38.4	35.2	19.3	53.8	2.78	15.3	21.4	
1446	<i>SiVIII</i>		15''	24.0	21.6	21.4	33.6	1.57	10.5	14.7	[27]
			25''	27	24.1	21.4	37.1	1.73	12.1	16.9	
1445.75	<i>SiVIII</i>		250''	47	42.1	21.4	65.7	3.07	20.8	30	
			17''- 64''	32.4	27.7	21.4	46.3	2.16	13.0	23.5	[23]
			17''- 64''	30	25.2	21.4	42.8	2.00	13	22.7	
		КД	(1.02- 1.06) R_0	29.9	26.1	21.7	42.7	2.00	12.7	17.7	[12]
		Э.Л.	0''	24.0	21.6	21.4	33.6	1.57	10.5	14.7	[10]
			35''	28.0	25.1	21.4	39.2	1.83	12.4	17.3	
		Стрим.	(1.03- 1.13) R_0	22.0	19.4	21.4	31.4	1.50	10.3	14.5	
			(1.13- 1.23) R_0	22.0	19.4	21.4	31.4	1.50	10.3	14.5	
			(1.23- 1.33) R_0	29	26.4	21.4	40.6	1.9	12.7	17.8	
		Сп.Сол.	0''	24	21.7	21.4	33.6	1.59	10.7	14.7	
			35''	28	25.1	21.4	40	1.84	12.4	17.4	
		ПКД	0''	25	22.2	21.4	35	1.63	11.5	16.1	
			120''	42	38.4	21.4	58.8	2.75	16.9	23.7	
1353	<i>SiIX</i>	КД	(1.02- 1.06) R_0	26.6	23.2	24.3	38	1.6	13	18.2	
1463.48	<i>FeX</i>		(1.02- 1.06) R_0	13.6	11.3	17.3	19.4	1.12	7.6	11.0	[12]
		ПКД	17''-64''	38.3	34.2	17.3	54.7	3.16	15.1	21.2	[23]
			17''- 64''	36.0	33.0	17.3	51.4	2.97	14.4	20.2	
6374	<i>FeX</i>	Сп.Сол.	50''	16.6	14.8	17.3	23.2	1.34	8.3	11.7	[6]
			100''	18.7	16.4	17.3	26.2	1.5	8.9	12.5	
1467.08	<i>FeXI</i>			31.3	28.5	19.4	43.8	2.26	13.0	18.2	
				26.7	24.0	19.4	37.3	1.92	11.6	16.3	
1154	<i>FeXIII</i>		50''	21.1	18.5	22.0	29.6	1.34	10.6	14.8	
			100''	21.5	18.6	22.0	30.1	1.37	10.7	15	
7892	<i>FeXI</i>		50''	15.6	12.9	20.0	21.8	1.10	8.8	12.3	
			100''	16.4	13.8	22.0	23	1.15	9	12.5	
5303	<i>FeXIV</i>		50''	12.4	7.9	25.0	17.2	0.68	9.5	13.3	
			100''	9.4	2.6	25.0	13.2	0.27	9.1	12.7	
1242.00	<i>FeXII</i>	ПКД	167''-183''	38.6	35.3	21.2	54	2.55	15.6	22.5	[23]
1241	<i>FeXII</i>	КД	(1.02- 1.06) R_0	31.6	28.6	21.2	45.2	2.13	13.3	18.6	[12]
			(1.03- 1.13) R_0	26.0	23.2	21.2	36.4	1.72	11.8	16.7	[9]
1349	<i>FeXII</i>	Стрим.	(1.13- 1.23) R_0	28.0	25.1	21.2	39.2	1.84	12.4	17.3	

1028	<i>FeX</i>		(1.23-1.33) R_0	27.0	24.2	21.2	37.8	1.78	12.1	16.9	
			(1.30-1.45) R_0	34.0	30.9	21.2	47.6	2.25	14.2	19.8	
			(1.03-1.13) R_0	35.0	32.1	17.3	50	2.9	13.9	19.4	
			(1.13-1.23) R_0	38.0	35.4	17.3	53.2	3.1	14.9	20.8	
			(1.23-1.33) R_0	33.0	30.2	17.3	46.2	2.67	13.2	18.5	
1125	<i>NeVI</i>	КД	(1.02-1.06) R_0	21.4	19.0	18.0	30.6	1.70	9.8	13.7	[12]
895	<i>NeVII</i>		const	46.0	42.4	20.4	64.4	3.17	17.9	25.1	[27]
			(1.02-1.06) R_0	42.0	38.6	20.0	60.6	30	16.6	23.2	[12]
898.17	<i>NeVII</i>	ПКД	17"- 64"	48.6	44.7	20.4	69.4	3.4	19	26.6	[23]
770.43	<i>NeVIII</i>		0"	46.8	43.0	20.4	66.8	3.31	18.4	33.1	
			100"-150"	35.0	31.7	22.7	49	2.16	14.7	20.6	
			КД	52.0	47.9	22.7	72.8	3.21	20.2	28.3	
			(1.02-1.06) R_0	46.2	42.4	22.7	66.9	2.9	18.3	25.6	
			Стрим.	(1.03-1.13) R_0	34.0	30.8	22.7	47.6	2.1	14.4	
			(1.13-1.23) R_0	36.0	32.6	22.7	50.4	2.2	15.2	21.3	
			(1.23-1.33) R_0	30.0	26.9	22.7	42	1.85	13.2	18.5	
			(1.30-1.45) R_0	38.0	34.6	22.7	53.2	2.34	15.7	22.0	
			ПКД	20"- 120"	46.0	42.1	22.7	64.4	28.4	18.4	
			17"- 64"	51.0	47.6	22.7	72.8	3.21	18.4	25.8	
1032	<i>OVI</i>		Центр диска	46.5	43.0	22.7	66.4	2.93	18.4	26.0	
				56.8	52.4	22.7	79.5	3.50	21.8	30.6	
				36.0	33.3	13.7	50.4	3.70	13.8	19.3	
				34.0	31.3	13.7	48.6	3.50	13.2	18.5	
				(1.03-1.13) R_0	41.0	38.2	13.7	57.4	4.20	15.5	
				(1.13-1.23) R_0	42.0	38.9	13.7	58.8	4.29	15.8	
				(1.23-1.33) R_0	29.0	27.4	13.7	40.6	3.00	11.5	
				(1.30-1.45) R_0	175	51.6	13.7	245	18.0	63.3	
				1.34 R_0	400	373	13.7	560	40.6	144	
				1.99 R_0	22.8	20.4	17.9	32.6	1.82	10.2	
1192	<i>MgVI</i>	КД	(1.02-1.06) R_0	29.5	26.6	20.7	42.6	2.04	12.7	26.6	[11]
862	<i>MgVII</i>		(1.02-1.06) R_0	29.5	26.6	20.7	42.6	2.04	12.7	26.6	[12]
782.36	<i>MgVII</i> <i>I</i>	ПКД	17"- 64"	50.6	46.5	23.3	70.1	3.04	19.8	27.8	[23]
772.28	<i>MgVII</i> <i>I</i>		167"-183"	40.0	36.5	23.3	57.1	2.45	16.4	23.0	
				49.1	45.2	23.3	68.7	3.00	19.4	27.1	
				0"	35.0	31.7	23.3	50.0	2.16	14.8	
706	<i>MgIX</i>	КД	150"	52.0	46.5	23.3	74.3	3.19	20.3	28.4	
			(1.02-1.06) R_0	41.5	37.7	26.0	59.2	2.28	17.3	24.3	
1219	<i>MgX</i>	Сп.Сол. КД	(1.02-1.06) R_0	45.0	41.0	26.0	63.0	2.42	18.4	25.8	[27]
				31.0	27.6	26.0	43.4	1.67	14.2	19.9	
				22.6	19.0	27.3	32.3	1.18	12.3	17.2	

625	<i>MgX</i>	Сп.Сол.	0"	26.0	22.4	27.3	36.4	1.30	13.3	18.6	[13]
			190"	30.2	26.4	27.3	42.0	1.50	14.2	19.9	
610	<i>MgX</i>		30"	39.0	35.2	27.3	55.7	2.04	16.8	23.5	[27]
			120"	46.0	41.9	27.3	65.7	2.41	18.9	26.5	
		Стрим.	(1.03-1.13)R ₀	27.0	23.4	27.3	37.8	1.38	13.4	18.7	[9]
			(1.13-1.23)R ₀	31.0	27.4	27.3	43.4	1.59	14.5	20.2	
			(1.23-1.33)R ₀	33.0	29.4	27.3	46.2	1.70	15.0	21.0	
			(1.33-1.45)R ₀	33.0	29.4	27.3	46.2	1.70	15.0	21.0	
		ПКД	20"	39.0	35.5	27.3	54.6	2.0	16.8	23.5	
			120"	46.0	41.9	27.3	64.4	2.36	18.9	26.5	
		Сп.Сол.	0"	26.0	22.4	27.3	36.4	1.3	13.3	18.6	[13]
			190"	30.0	26.4	27.3	4.2	1.5	14.2	19.9	
1249.83	<i>MgX</i>	ПКД	167"-183"	45.3	41.3	27.3	63.4	2.32	18.7	26.2	[23]

Используемые обозначения для объектов: ПКД– корональная полярная дыра, КД– корональная дыра, Э.Л.– экваториальный лимб, Стрим – стриммер, Сп.Сол. – спокойное Солнце.

GÜNƏŞ TACINDA ALFVEN DALĞALARININ TAC SPEKTRAL XƏTLƏRİNİN KONTURLARINA GÖRƏ AXTARIŞI

S.H. Məmmədov, A.A. Rüstəmov, N.S.Cəlilov

Tac qızma mexanizmini tədqiq edən bir çox tədqiqatçılar tac spektral xətlərinin yarımənindən tapılan sürətləri Alfen dalğalarının sürətilə eyniləşdirirlər. Buna əsaslanaraq onlar Alfen dalğalarının tacı qızdırma bilməsini təsdiqləyirlər. Bu nəticəni yoxlamaq üçün məqalədə Maltbi [15] düsturuiə. Alfen dalğaları amplitudasının müxtəlif qiymətləri üçün konturlar hesablanmışdır. Müşahidə olunan istilik hərəkətləri sürətlərini Alfen dalğaları sürət amplitudalarıyla eyniləşdirdikdə xətlərin konturlarında çökəkliyin alınması aşkar edilmişdir. Müşahidə olunan xətlərin konturlarında belə çökəkliyin olmamasına, bu konturların Dopler konturlarına çox yaxın olmasına əsaslanaraq tacda böyük amplitudaya malik Alfen dalğalarının mövcud olmadığı alınmışdır.

Aparıcı sözlər: günəş tacı, MND-dalğaları, tacın qızdırılması, şüalanma xətləri

SEARCH FOR THE ALFVEN WAVES IN THE SOLAR CORONA ON THE PROFILES OF CORONAL SPECTRAL LINES

S.H. Mamedov, A.A. Rustamov, N.S. Dzhililov

Many researchers of the mechanism of heating of the solar corona identify the nonthermal velocities found from half-width of observed coronal spectral lines with velocities of Alfven waves. On the basis of this assumption it was concluded that Alfven waves can heat the corona. For check up this assumption in this work we used the theoretical contours of coronal spectral lines are calculated by Maltby [15] for various values of the velocity amplitude of Alfven waves. It was found that if to identify observed velocities of nonthermal movements with movements on Alfven waves, it would be appear deep central depression in these lines. As in observed lines the central depression is absent and profiles of these lines are well approximated with Doppler profiles, we conclude that in the corona Alfven waves with large amplitude are missed.

Key words: solar corona, MHD-waves, heating corona, radiation lines

О КЛАССИФИКАЦИИ АСИММЕТРИИ ПРОФИЛЕЙ ФРАУНГФЕРОВЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

© 2007 г. Д.М. Кули-Заде, Т.Г. Алиева, З.Ф. Шабанова

Бакинский Государственный Университет
(e-mail: ckulizade@bsu.az, ckulizade@yahoo.com)

Определяются параметры асимметрии профилей для 95 фраунгоферовых линий слабой и средней интенсивности в спектре центра и полного потока от всего диска Солнца. Использован цифровой спектральный материал, полученный на быстросканирующем двойном монохроматоре (для центра диска Солнца) и фурье-спектрометре (для полного потока) высокой дисперсии. Ведется классификация линий по асимметрии их профилей. Предлагается 6 классов.

Ключевые слова: спектр Солнца, фраунгоферовы линии, асимметрия профилей линий.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в спектре Солнца профили большинства слабых и средних фраунгоферовых линий являются асимметричными. Вероятно, что асимметричность профилей линий связана с конвективными движениями и звуковыми волнами в фотосфере. Раньше асимметричность профилей спектральных линий характеризовалась бисектором – геометрическим местом середин хорд, соединяющих точки профиля одинаковой интенсивности на фиолетовом и красном крыльях спектральной линии. Асимметрия может характеризоваться также коэффициентом асимметрии

$$k = \frac{M_3}{(\sqrt{M_2})^3}, \quad (1)$$

где M_2 и M_3 – центральные моменты второго и третьего порядков функции, описывающей профиль линии. Эти методы являются качественными и не позволяют количественно исследовать зависимость асимметрии от микроскопических (атомных) и макроскопических (фотосферных) величин и разделить линии на классы по характеру асимметрии их профилей.

Сравнительно недавно нами был предложен новый количественный метод для описания, измерения и анализа асимметричности профилей слабых и средних фраунгоферовых линий в спектре Солнца и звезд [1,2]. При этом были впервые введены новые физические величины, характеризующие асимметричность профилей линий более подробно и количественно. Эти величины: дифференциальная асимметрия $\delta(R)$, интегральная асим-

метрия Λ , остаточная асимметрия $\Delta\Lambda$ и относительная асимметрия Λ_0 .

Предложенный нами метод позволяет исследовать зависимость параметров асимметрии от атомных и фотосферных величин [3]. Кроме того, открывается возможность разделения слабых и средних фраунгоферовых линий на ряд классов по характеру асимметрии их профилей.

В данной работе ведется классификация линий по характеру асимметричности их профилей на основе материала, полученного из определения параметров асимметрии около 100 слабых и средних фраунгоферовых линий в спектре центра и полного потока от всего диска Солнца. В работе были использованы цифровые спектральные материалы, полученные Дельбулем и др. [4] с помощью быстросканирующего двойного монохроматора (для центра диска Солнца) и цифровые спектральные материалы, полученные Куручем и др. [5] с помощью быстросканирующего фурье-спектрометра для потока от всего диска Солнца. Рассматриваемые материалы характеризуются высокой дисперсией и высоким разрешением. В них остаточные интенсивности даются с шагом $1-2 \text{ mÅ}$, что дает возможность построить профили слабых и средних фраунгоферовых линий с большой точностью и исследовать их тонкую структуру.

ПАРАМЕТРЫ АСИММЕТРИИ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ

Используя вышеуказанные цифровые спектральные материалы, нами были построены

наиболее точные профили линий и определены параметры асимметрии профилей, введенные впервые Кули-Заде [1,2]. Они открывают широкие возможности при исследовании статистической зависимости асимметрии профилей линий от атомных и фотосферных величин.

1. Дифференциальная асимметрия

$$\delta(R_i) = \Delta\lambda_v(R_i) - \Delta\lambda_r(R_i) \quad (2)$$

показывает асимметрию профиля линии на данной глубине R_i и ее изменение внутри профиля линии. Здесь R_i – глубина профиля линии, $\Delta\lambda_v$ и $\Delta\lambda_r$ – расстояние от центра линии на данной глубине на фиолетовом и красном крыльях профиля линии соответственно. При $\delta(R_i) > 0$ имеет место фиолетовая асимметрия, при $\delta(R_i) < 0$ – красная асимметрия, а при $\delta(R_i) = 0$ на данной глубине профиль линии является симметричным.

2. Интегральная асимметрия

$$\Lambda = \sum |\delta(R_i)| \Delta R_i = \sum_{\delta(R_i) > 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i + \sum_{\delta(R_i) < 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i \quad (3)$$

характеризует асимметрию всего профиля линии. При

$$\Lambda_+ = \sum_{\delta(R_i) > 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i = 0 \quad (4)$$

профиль линии полностью характеризуется красной асимметрией, а при

$$\Lambda_- = \sum_{\delta(R_i) < 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i = 0 \quad (5)$$

профиль линии полностью характеризуется фиолетовой асимметрией. Здесь Λ_+ и Λ_- – положительные и отрицательные доли интегральной асимметрии соответственно.

3. Остаточная асимметрия

$$\Delta\Lambda = \sum_{\delta(R_i) > 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i - \sum_{\delta(R_i) < 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i \quad (6)$$

показывает преимущество фиолетовой или красной асимметрии. При $\Delta\Lambda > 0$ преобладает фиолетовая асимметрия, при $\Delta\Lambda < 0$ преобладает красная асимметрия и при $\Delta\Lambda = 0$ обе асимметрии имеют одинаковую силу.

4. Относительная асимметрия

$$\Lambda_o = \frac{\sum |\delta(R_i)| \Delta R_i}{W} \quad (7)$$

показывает, какую долю от эквивалентной ширины профиля линии W составляет интегральная асимметрия.

КЛАССИФИКАЦИЯ АСИММЕРИИ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ

Мы определили параметры асимметрии около 100 слабых и средних фраунгоферовых линий в спектре центра диска Солнца и полного потока от всего диска. Были использованы наиболее неблендированные линии, т.е. линии свободные от наложения соседних линий солнечного и теллурического происхождения. Были использованы линии FeI, NiI, TiI, CrI, FeII, TiII, CrII и др. в спектральной области от λ 5200 Å до λ 7500 Å. Потенциалы возбуждения нижних уровней используемых спектральных линий соответствуют интервалу от $\varepsilon = 0.12$ eV до $\varepsilon = 5.03$ eV.

На основе полученных данных мы выделили следующие классы по характеру асимметрии профилей линий.

I класс – линии, для которых $\Lambda_- = 0$, т.е. профили линий полностью характеризуются фиолетовой асимметрией.

II класс – линии, для которых $\Lambda_+ = 0$, т.е. профили линий полностью характеризуются красной асимметрией.

III класс – линии, для которых $\Delta\Lambda > 0$, т.е. преобладает фиолетовая асимметрия.

IV класс – линии, для которых $\Delta\Lambda < 0$, т.е. преобладает красная асимметрия.

V класс – линии, для которых $\Lambda = 0$, т.е. профили линий являются симметричными.

VI класс – линии, для которых $\Delta\Lambda = 0$, т.е. обе асимметрии имеют одинаковую силу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В спектре центра диска Солнца из рассмотренных 95 линий слабой и средней интенсивности для 10 линий $\Lambda_- \approx 0$, т.е. их профили полностью характеризуются фиолетовой асимметрией и относятся к I классу, для 24 линий $\Lambda_+ \approx 0$, т.е. их профили полностью характеризуются красной асимметрией и относятся к II классу; для 48 линий $\Delta\Lambda > 0$, т.е. преобладает фиолетовая асимметрия и они относятся к III классу; для 47 линий $\Delta\Lambda < 0$, т.е. преобладает красная асимметрия и эти линии относятся к IV классу. Линии с $\Lambda \approx 0$, т.е. линии с полностью симметричными профилями и линии

с $\Delta\lambda \approx 0$, т.е. линии с одинаковой силой фиолетовой и красной асимметрии не наблюдаются.

Таким образом, в спектре центра диска Солнца линии с полностью фиолетовой асимметрией преобладают над линиями с полностью красной асимметрией.

Число линий с преобладанием фиолетовой асимметрии ($\Delta\lambda > 0$) почти не отличается от числа линий с преобладанием красной асимметрии ($\Delta\lambda < 0$). Следовательно, обе асимметрии имеют одинаковую силу.

В спектре потока от всего диска Солнца из рассмотренных 95 фраунгоферовых линий для 8 линий $\Delta\lambda \approx 0$, т.е. профили линий полностью характеризуются фиолетовой асимметрией и соответствуют I классу; для 26 линий $\Delta\lambda_+ \approx 0$, т.е. профили полностью характеризуются красной асимметрией и относятся ко II классу; а для 26 линий $\Delta\lambda > 0$, т.е. преобладает фиолетовая асимметрия, и эти линии соответствуют III классу; для 69 линий $\Delta\lambda < 0$, т.е. преобладает красная асимметрия и линии соответствуют IV классу и нет линий с $\Delta\lambda \approx 0$, т.е. линии с полностью симметричными профилями отсутствуют и ни одна линия не соответствует V классу; для 4 линий $\Delta\lambda \approx 0$, т.е. обе асимметрии имеют одинаковые силы и линии

соответствуют VI классу.

Таким образом, в спектре полного потока от всего диска Солнца более характерна красная асимметрия. Как и в случае центра диска, линии с полностью симметричными профилями отсутствуют.

Полученные результаты могут быть использованы при исследовании механизмов, вызывающих асимметрию профилей спектральных линий в спектре Солнца и звезд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuli-Zade D.M., Basal M., Kandemir G. On The Differential and Total Asymmetry of the Fraunhofers Lines in the Solar Spectrum. **Kinematics and Phys. of Celestial Bodies**. 1995, №2, p.52-56.
2. Кули-Заде Д.М. Тонкая структура профилей фраунгоферовых линий в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца. **Вестник БГУ**. 2002, №2, с.72-100.
3. Kuli-Zade D.M. Intensity dependence of the Asymmetry Fraunhofer Line Profiles in the Solar Spectrum. **Astronomy Reports**. 2001, v. 45, №1, p.75-78.
4. Delboulle L., Neven L., Roland G. Photometric Atlas of the Solar spectrum from λ 3000 to 10 000 Å. Lige. 1973, -241p.
5. Kurucz R.L., Furenlid I., Brault J., Testerman L. Solar flux atlas from 296 to 1300 nm. New Mexico: National Solar Observatory, 1984, -239 p.

XÜLASƏ

GÜNƏŞ SPEKTRİNDƏ FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN PROFİLLƏRİNİN ASİMMETRİYASININ TƏSNİFATI HAQQINDA

Quluzadə C.M., Əliyeva T.H., Şabanova Z.F.

İşdə Günəş diski mərkəzi və tam sel spektrində 95 zəif və orta intensivlikli fraunhofer xəttinin profilərinin asimetriya parametrləri təyin olunur. Yüksək dispersiyalı, tez yazan ikiqat monoxromatorların və furiyespektrometrlərin köməyi ilə alınmış rəqəmli spektral materiallardan istifadə olunmuşdur. Xətlərin profilərinin asimetriyasına görə onların təsnifatı aparılır. 6 sinif təklif olunur.

Aparıcı sözlər: Günəş spektri, fraunhofer xətləri, xətlərin profilərinin asimetriyası.

SUMMARY

ON THE FRAUNHOFER LINE PROFILES ASYMMETRY CLASSIFICATION IN THE SPECTRUM OF THE SUN

by Kuli-Zade D.M., Aliyeva T.H., Shabanova Z.F.

The line asymmetry parameters of the 95 Fraunhofers Lines weak and moderate intensity in the spectrum of the Solar disc centre and total flux are determined. The digital spectral materials obtained by rapidly scanning monochromators and Fourier spectrometers high dispersion is used. The Classification of the line profiles asymmetry is made. Some 6 classes has been proposed.

Key words: Solar spectrum, Fraunhofers Lines, asymmetry of the line profiles.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННОЙ ПОЛОСЫ $\text{HeII} + \text{H}\alpha$ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ WR 136 = HD 192163

© 2007 г. Д.Н. Рустамов

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им.Н.Туси НАН Азербайджана

(e-mail: janmamed@yahoo.com)

По 24 эшелле-спектрограммам с высоким спектральным разрешением, полученным в 2005–2007 годах, в каскаренском фокусе 2-м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) им.Н.Туси НАН Азербайджана исследован профиль эмиссионной полосы $\text{HeII} + \text{H}\alpha$ в спектре звезды типа Вольфа-Райе WR 136 = HD 192163. Определены различные параметры этой эмиссионной полосы (эквивалентная ширина, лучевая скорость, центральная интенсивность, полуширина). Из определенных параметров только лучевая скорость оказалась переменной. Выявлена переменность фиолетового крылья профиля эмиссионной полосы $\text{HeII} + \text{H}\alpha$.

Ключевые слова: спектр звезд Вольфа-Райе, эмиссионная полоса $\text{HeII} + \text{H}\alpha$

ВВЕДЕНИЕ

Согласно [1], звезда типа Вольфа-Райе WR136 = HD 192163 является одиночной WN6 звездой, а авторы в работе [2] отнесли эту звезду к стандартам подтипа WN6. Интересной особенностью этой звезды является то, что она находится в центре кольцевой туманности NGC 6888 и связана с нею [3]. В [4] обнаружена переменность лучевых скоростей и профилей различных линий в спектре звезды WR136 с периодом $4^{\text{д}}.5$ и это было впоследствии подтверждено авторами работы [5]. Из определенной функции масс $f_{\text{WR}} = 10^{-2} - 10^{-3}$ для этой звезды получалось, что масса спутника $\sim 1 M_{\odot}$, что характерно для нейтронных звезд [5]. Исходя из этого было выдвинуто предположение, что звезда WR136 является тесной двойной системой (ТДС), одна компонента которой является нейтронной звездой [5]. Существование таких объектов предсказывается теорией эволюции ТДС [6].

Однако авторы работы [7] нашли более короткие ($0^{\text{д}}.45$ и $0^{\text{д}}.31$) периоды переменности для этой звезды и предположили, что эти периоды могут быть связаны с пульсацией звезды WR. Согласно [8], если этот результат подтвердится, не исключена возможность нерадиальных пульсаций звезды HD 192163, хотя тесная двойственность этой звезды также не исключается.

Для построения синтетического спектра звезды WR136 авторы [9] приняли следующие

физические параметры: $T_{\text{эфф}} = 55 \text{ кК}$, $R = 6.4 R_{\odot}$, $M = 10^{-3.84} M_{\odot}/\text{год}$, $v_{\infty} = 1700 \text{ км/сек}$, $L = 10^{5.5} L_{\odot}$. Предполагалось, что атмосфера звезды состоит на 86.5% из гелия, на 12% из водорода и на 1.5% из азота. Построенный синтетический спектр очень хорошо согласовывался с наблюдаемым спектром этой звезды. Следовательно, принимаемые в [9] физические параметры являются реальными для звезды WR 136.

Отметим, что принимаемое обилие водорода (12%) [9] для WR 136 является промежуточным между WNL (звезд WR азотной последовательности позднего подтипа) и WNE (звезд WR азотной последовательности раннего подтипа) звездами.

Как было отмечено выше, звезда WR 136 относится к подтипу WN6. В спектральном атласе галактических WN-звезд [10], звезды WN6 разделены на две группы:

а) звезды WN6-s, в спектрах которых присутствуют сильные эмиссионные линии. В спектре видны линии водорода.

в) звезды WN6-w, в спектрах которых эмиссионные линии слабы.

Эмиссионные линии в спектре WR 136 сильны и согласно [9] в звезде WR 136 присутствует 12% водорода. Следовательно, эта звезда относится к WN6-s звездам.

Очевидно, что если звезда WR 136 действительно является ТДС, то орбитальное движение спутника (нейтронной звезды) должно отражаться в поведении линии $\text{H}\alpha$, так

как эта линия образуется в более наружных слоях оболочки звезды WR. В спектре звезды WR136 эмиссионная линия $H\alpha$ сливается в одну полосу с линией $HeII\lambda 6560$ и эта полоса обозначается как $HeII+H\alpha$. Целью данной работы является исследование переменности этой эмиссионной полосы. Такие исследования являются важным для понимания физической природы звезды WR 136.

Отметим, что исследование спектральной переменности эмиссионной полосы $H\alpha+HeII$ звезды WR 136 с высоким разрешением не проводилось до настоящего времени

НАБЛЮДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Наблюдения были проведены в фокусе Кассегрена 2-м телескопа ШАО им. Н.Туси НАН Азербайджанской Республики в 2005–2007 годах. Применялся эшелле-спектрометр, со светоприемником на основе ПЗС-матрицы, 530×580 μm , спектральный диапазон $\lambda\lambda 4000\text{--}7000 \text{ \AA}$, спектральное разрешение $R=13\,600$, отношение сигнала к шуму $S/N \sim 100$. Аппаратура наблюдений подробно описана в [11].

Получены 24 эшелле-спектрограммы звезды WR 136. 10 эшелле-спектрограммы (от №7 до №16 в Табл.1) получены в течение одной ночи (25 Августа 2007 года) для исследования кратковременной спектральной переменности. В остальных датах получены по 2 спектрограммы в течение каждой ночи. Время накопления для всех спектрограмм 20 минут. Кроме 10 эшелле-спектрограмм, полученных в течение одной ночи, все остальные эшелле-спектрограммы усреднены.

Определены различные параметры эмиссионной полосы $H\alpha+HeII$: эквивалентная ширина W_λ , лучевая скорость V_r , центральная интенсивность I_λ , полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$. Сравнение профилей эмиссионной полосы $H\alpha+HeII$, полученных в различные даты, друг с другом показало, что переменность наблюдается только в фиолетовом крыле (в области от $\lambda = 6496 \text{ \AA}$ до $\lambda = 6532 \text{ \AA}$) эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$. Поэтому, отдельно были определены эквивалентные ширины этой части эмиссионной полосы $H\alpha+HeII - W_{\lambda_F}$. Лучевые скорости (V_r) были

определены совмещением прямых и зеркальных изображений (на уровне половинной интенсивности) эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$, а лабораторная длина волны этой эмиссионной полосы принималось как $6562.816 \text{ \AA}$.

На Рис.1 приводятся контуры фиолетового крыла эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$, полученные в различные даты, а на Рис.2 - фиолетовые крылья этой эмиссионной полосы, полученные в течение одной ночи. Как видно из Рис.1 и Рис.2, наблюдается переменность фиолетового крыла эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$.

Среднеквадратичная ошибка по позиционным измерениям около $\pm 3 \text{ км/с}$, а по эквивалентным ширинам $\sim 10\%$.

В Табл.1 приведены определенные нами значения различных вышеуказанных параметров эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$ в различные даты. Здесь во втором столбце приведены Юлианские даты середины экспозиции, в третьем–седьмом столбцах, указанные выше определенные нами различные параметры.

Из Таблицы 1 видно, что из определенных нами параметров (W_λ , V_r , W_{λ_F} , I_λ и $\Delta\lambda_{1/2}$) только изменение лучевой скорости превышает 3σ , т.е. она является переменной.

ВЫВОДЫ

Связана ли переменность фиолетового крыла эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$ с наличием компактного спутника (нейтронной звезды), пульсационной или другой неустойчивостью? Для окончательного ответа на эти вопросы требуются дополнительные спектральные и фотометрические наблюдения этой интересной звезды. Наблюдения звезды WR136 нами продолжаются.

Основными выводами являются:

1. Анализ профилей эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$ показал, что фиолетовое крыло (от $\lambda = 6496 \text{ \AA}$ до $\lambda = 6532 \text{ \AA}$) профиля является переменным
2. Определенные различные параметры (W_λ , W_{λ_F} , I_λ и $\Delta\lambda_{1/2}$) эмиссионной полосы $HeII+H\alpha$ оказались постоянными, и лишь лучевая скорость V_r , оказалась переменной.

Таблица 1. Определенные параметры эмиссионной полосы HeII+H α . метрового телескопа ШАО НАН

№	JD2450000+ ...	W_{λ} (Å)	V_r (км/с)	$W_{\lambda F}$ (Å)	r_{λ}	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)
1	3563.397	149.21	-167.49	12.51	4.28	47
2	3569.330	150.16	-178.65	14.08	4.28	45
3	3574.351	140.76	-172.56	11.67	4.13	47
4	3588.306	140.75	-180.69	11.79	4.18	45
5	3591.326	125.71	-207.94	11.90	3.88	43
6	3597.274	141.20	-196.92	15.02	4.13	44
7	4338.206	172.52	-143.86	14.98	4.74	45
8	4338.221	164.10	-134.38	12.99	4.57	45
9	4338.237	160.70	-139.69	12.44	4.49	44
10	4338.252	171.45	-139.78	14.74	4.70	46
11	4338.267	172.83	-139.01	14.45	4.79	45
12	4338.281	158.62	-140.39	12.25	4.50	46
13	4338.301	172.87	-122.54	12.12	4.81	45
14	4338.317	183.38	-125.71	13.36	4.90	44
15	4338.332	183.73	-159.61	16.36	4.85	45
16	4338.348	173.16	-120.36	12.39	4.81	45
17	4348.217	168.15	-148.30	15.08	4.68	47

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith L.F. A revised spectral system and a new catalogue for galactic WR stars. **MNRAS**. 1968, v.138, p.109-121.
2. Castor J.I., van Blerkom D. Excitation of HeII in WR envelopes. **Astrophys.J.** 1970, v.161, p.485-502.
3. Лозинская Т.А. Кольцевые туманности вокруг звезд Вольфа-Райе: Волокна и диффузная среда в NGC 6888. **Письма в Астрон. ж.** 1980, т.6, с. 350-355.
4. Koenigsberger G., Firmani C., and Bisiacchi G.F. Spectral variations of HD 192163. **Rev.Mex.Astron.Astrofis.** 1980, v.5, p.45-49.
5. Aslanov A.A., Cherepashchuk A.M. HD 162163, a possible Wolf-Rayet binary with a relativistic component. **Pis'ma Astron. Zh.** 1981, v.7, p.482-487.
6. de Loore C. The evolution of massive stars – the production of binary WR stars. **IAU Symp. №99**. 1982, p.343-358.
7. Vreux J.M., Andriolat Y. and Gosset E. HD192163 variability revisited: a very short period WR binary or a pulsating star? **Astron.Astrophys.** 1985, 149, p.337-342.
8. Черепашчук А.М. Двойные системы на стадии вторичного обмена масс: системы WR + компактный спутник и объект SS 433. **Звезды типа Вольфа-Райе и родственные им объекты**. Материалы Всесоюзного совещания (под. Ред. Т.Нутиса и Пустыльника). Таллин. 1988. с. 49-58.
9. Hamann W.R., Wessolowski U. and Koesterke L. Non-LTE spectral analyses of WR stars: the nitrogen spectrum of the WN6 prototype HD162163 (WR136). **Astron.Astrophys.** 1994, v. 281, p.184-198.
10. Hamann W.R., Wessolowski U. and Koesterke L. Spectral atlas of the Galactic Wolf-Rayet stars (WN sequence). **Astron.Astrophys. Suppl.Ser.** 1995, v. 113, p.459-471.
11. Микаилов Х.М., Халилов В.М., Алекберов И.А. Эшелле-спектрометр фокуса кассегрена 2-х Азербайджана. **ŞAR Sirkulyarı**, 2005, №109, с.21-38.

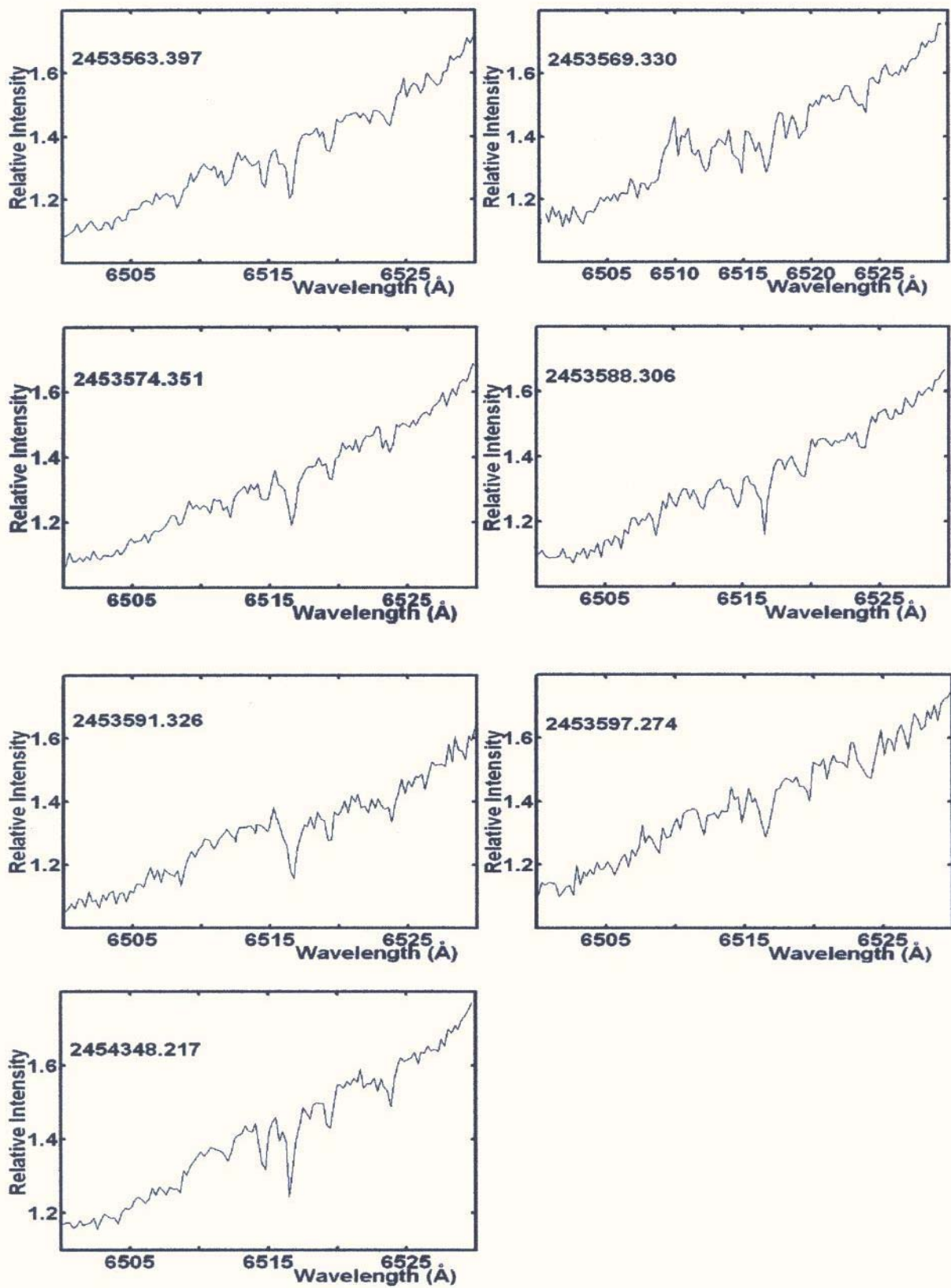


Рис. 1. Профили фиолетового крыла (от $\lambda = 6496 \text{ \AA}$ до $\lambda = 6532 \text{ \AA}$) эмиссионной полосы HeII+H α , полученные в различные даты

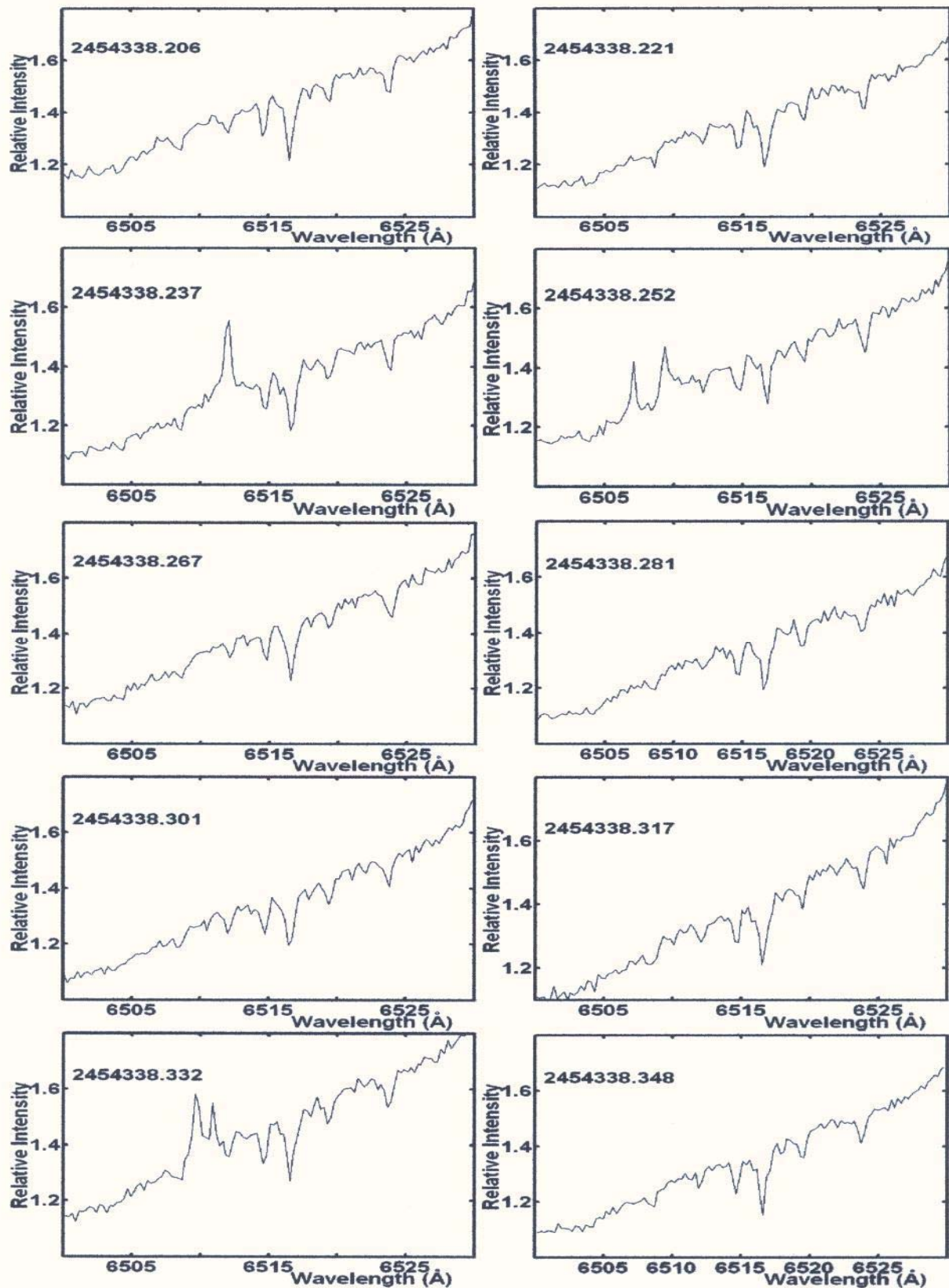


Рис. 2. Профили фиолетового крыла (от $\lambda = 6496 \text{ \AA}$ до $\lambda = 6532 \text{ \AA}$) эмиссионной полосы $\text{HeII}+\text{H}\alpha$, полученные в течение одной ночи (25 августа 2007 года).

VOLF-RAYE TIPLİ WR 136 = HD 192163 ULDUZUNUN SPEKTRİNDƏ $\text{HeII}+\text{H}\alpha$ EMİSSİYA ZOLAĞININ TƏDQIQI

Rüstəmov C.N.

Azərb. MEA N.Tusi adına ŞAR-ın 2-m teleskopunun Kasseqren fokusunda, eşelle spektrometri vasitəsi ilə Volf-Raye tipli WR 136 = HD 192163 ulduzun 2005-2007-cı illərdə alınmış 24 eşelle-spektroqramlarında $\text{HeII}+\text{H}\alpha$ şüalanma zolağının tədqiqinin nəticələri verilmişdir. Bu şüalanma zolağının müxtəlif parametrləri (ekvivalent eni, şüa sürəti, mərkəzi intensivliyi, yarıməni) təyin edilmişdir. Bu parametrlərin dəyişkənliyi öyrənilmiş və yalnız şüa sürətinin dəyişkən olduğu müəyyən edilmişdir. $\text{HeII}+\text{H}\alpha$ şüalanma zolağının profilinin bənovşəyi qanadının dəyişkənliyi aşkar edilmişdir.

Aparıcı sözlər: $\text{HeII}+\text{H}\alpha$ şüalanma zolağı, Volf-Raye tipli ulduzlar

INVESTIGATION OF EMISSION BAND $\text{HeII}+\text{H}\alpha$ IN THE SPECTRA OF THE WOLF-RAYET TYPE STAR WR 136 = HD 192163

Rustamov J.N.

Results of investigation of the emission band $\text{HeII}+\text{H}\alpha$ using 24 eshelle-spectrograms of the WR type star WR 136 = HD 192163 are presented. Observations carried out in 2005-2007 years at Cassegrain focus of 2-meter telescope of the ShAO named after N.Tusi of the National Academy of Sciences of the Azerbaijan, using eshelle-spectrometer. Determined various parameters of the emission band $\text{HeII}+\text{H}\alpha$: equivalent widths, radial velocity, central intensity, widths at half intensity. Variability of the violet part of the emission band $\text{HeII}+\text{H}\alpha$ is revealed.

Key words: emission band $\text{HeII}+\text{H}\alpha$, Wolf-Rayet type stars

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД *T TAU*, *DI CEP* И *SU AUR*

© 2007 г. Н.З. Исмаилов^{1,2}, П.Н. Шустарев¹, С.О. Меджидова¹

¹Шаманская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана

²Бакинский Государственный Университет
(box1955n@yahoo.com)

Приведены результаты анализа кривых спектрального распределения энергии у молодых звезд *T Tau*, *DI Cep* и *SU Aur* на основе данных наблюдений широкополосной фотометрической системы. У *T Tau* наблюдается комбинированное излучение трех источников, с температурами 5000, 2500 и 500 ± 250 К. Звезда *DI Cep* не показывает подобной многокомпонентности, а у *SU Aur* наблюдается избыток около 1.25 мкм, соответствующий температуре 2500 К. По результатам анализа сделан вывод о том, что наблюдаемые аномалии в ИК-части распределений энергии (РЭ) у молодых звезд скорее всего связаны с излучением несформировавшихся спутников, находящихся в околозвездном пространстве.

Ключевые слова: молодые звезды, спектральное распределение энергии, звезды *T Tau*, *DI Cep*, *SU Aur*.

ВВЕДЕНИЕ

Звезды типа *T Тельца* (ТТЗ) являются выделенной группой молодых звезд со специфическими пекулярными свойствами [1]. Групповое расположение их в областях газа и пыли, место их расположения на диаграмме Герцшпрунга-Рассела (ГР) и присутствие аномально сильной абсорбции резонансной линии $\text{Li } \lambda 6707 \text{ \AA}$ являются индикаторами молодости этих звезд. В то же время, низкодисперсионные спектры ТТЗ очень похожи на спектры вспыхивающих звезд и других звезд позднего спектрального класса. О причине такой активности ТТЗ к настоящему времени среди исследователей единого мнения нет. В настоящее время наиболее активно дискутируются модели магнитосферной аккреции, которые способны объяснить ряд свойств классических ТТЗ, таких как формы профилей бальмеровских линий с признаками аккреции и истечения вещества, необычно малые скорости вращения молодых звезд после рождения их из родительского протозвездного облака и т.д. [2–4]. В целом, модель магнитной аккреции, развиваемая в астрофизике еще с 70-ых годов прошлого века, стала применяться весьма широко, например, для случая белого карлика в системе *AM Her* [5], для пульсаров с X-ray излучением [6] или при

аккреции на черную дыру в галактиках с активными ядрами [7]. Несмотря на определенные успехи в интерпретации, существует ряд серьезных недостатков в развиваемых для ТТЗ моделях магнитосферной аккреции. Например, наблюдения дают весьма скудную, а иногда и вовсе отрицательную информацию о наличии магнитных полей у молодых звезд. Кроме того, у исследователей нет единого мнения о темпе аккреции околозвездного вещества у разного типа молодых звезд, что является важнейшим параметром в теории магнитосферной аккреции.

К настоящему времени, используя метод спекл-интерферометрии и покрытие звезд Луной, в ИК-диапазоне было обнаружено более 200 молодых кратных систем [8–10]. Такой результат стимулирует проведение подобных исследований по РЭ для исследования природы спутников кратных систем.

Одной из важных особенностей ТТЗ является аномальное спектральное распределение энергии; по сравнению со спектрами звезд того же спектрального класса, у разных молодых звезд в РЭ часто наблюдается сильный ультрафиолетовый (УФ) и инфракрасный (ИК) избыток излучения. Результаты анализа показывают, что к настоящему времени нет однозначного ответа по поводу происхождения избытков излучения в РЭ у разных групп молодых звезд [11, 12]. В этой работе мы применяем метод анализа РЭ ИК-излучения у молодых звезд на основе данных

широкополосной фотометрии. Применяя эту методику, мы попытались проанализировать наблюдаемые свойства в РЭ у трех классических звезд типа Т Тельца.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Одним из важных методов исследования РЭ является проведение широкополосных фотометрических наблюдений в стандартной системе *UBVR_IJKLMNQ* Джонсона [13], которая охватывает довольно большой диапазон длин волн – как минимум, от 0.36 до 20 *мкм*. Работы, проведенные в семидесятые годы прошлого века, показали, что исследование РЭ у ТТЗ по данным широкополосной фотометрии являются довольно эффективными. Было показано, что в диапазоне длин волн от 5 до 20 *мкм* РЭ у молодых звезд не показывают особых признаков, и практически здесь излучение является постоянным [14]. Одновременно, часть исследуемых звезд показали необычные аномальные признаки в РЭ в диапазоне от 0.36 до 5 *мкм*. Результаты этих исследований также

показали, что часто причиной избыточного излучения в РЭ у молодых звезд является двойственность или кратность системы, т.е. на излучение звезды позднего спектрального класса G или K, по-видимому, накладываются дополнительно спектры ИК-излучения протозвездных объектов, имеющих весьма слабое излучение в видимом диапазоне спектра [15]. К настоящему времени накопилось большое количество наблюдений в широком диапазоне спектра для большой выборки молодых звезд. Это позволяет построить РЭ для большого количества молодых звезд в ИК-диапазоне и обобщить полученные данные, для выяснения вопроса о природе возможных спутников звезд, не наблюдаемых в оптическом диапазоне из-за низкой светимости.

Нами использованы результаты, полученные разными авторами, которые собраны в табл.1. для отдельных исследуемых звезд. Следуя [16], звездные величины были исправлены за межзвездное покраснение для диапазона 0.36-5 *мкм*. Величина покраснения становится меньше 1% после 5 *мкм*. Нами были использованы средние кривые межзвездного покраснения по формулам перехода, которые приведены в [17].

Таблица.1. Результаты широкополосной фотометрии у молодых звезд.

Звезда	U	B	V	R	I	J	H	K	L	M	N	Q	Av	автор
	0.36	0.44	0.56	0.71	0.97	1.25	1.62	2.2	3.5	5	10.4	20		
Т Tau	11.65	11.14	9.95	9.19	8.5	7.26	6.36	5.56	4.32	2.95	1.16	-1.62	1.39	[19]
DI Cep	12.28	12.18	11.31	10.49	9.90		8.00	7.01				4.03	1.4	[18]
SU Aur	10.45	9.56	9.15	8.62	8.1	7.16	6.48	5.94	5.06	4.26	2.28	-0.04	0.9	[19]
Sp K0V	14.18	13.16	12	11.01	10.38	9.98	9.37	9.24	9.06	9.04				[19]

Для перевода имеющихся звездных величин в средние абсолютные потоки в каждой отдельной фотометрической полосе использована следующая методика. Известно, что точно определены абсолютные потоки у звезды со спектральным классом A0V (см. табл. 20 в [20]). Тогда, зная наблюдаемые звездные величины в соответствующих фотометрических полосах, мы строим распределение энергии звезды в абсолютных потоках. Для перехода в потоки была использована формула

$$\log F^* = \log F_0 - \frac{m^*}{2.512},$$

где F^* - поток излучения в спектре звезды, F_0 –

поток излучения у стандартной звезды A0V, m^* - наблюдаемая звездная величина исследуемой звезды. Такой перевод в потоки был осуществлен по всем фотометрическим полосам, приведенным в табл.1. Заметим, что только в двух полосах имеется небольшое различие по значениям эффективной длины волны по данным [18] и [20]. Это полосы N и Q, которые имеют эффективные длины волн 10.4 и 20 *мкм*, соответственно. Однако это далекий ИК-диапазон, где излучение звезды в этих фильтрах является весьма слабым, и небольшое различие эффективных длин волн не дает существенного различия в потоках.

После получения распределений энергии в

абсолютных потоках они были нормированы относительно максимума интенсивности излучения.

На рис.1а сверху приведено распределение энергии типичной стандартной звезды спектрального класса K0V, построенное по

цветам, приведенным в [19]. Сплошной жирной линией дается распределение энергии самого стандарта K0V. Там же приведены кривые РЭ чернотельного излучения для температур 4500 и 5000 °К.

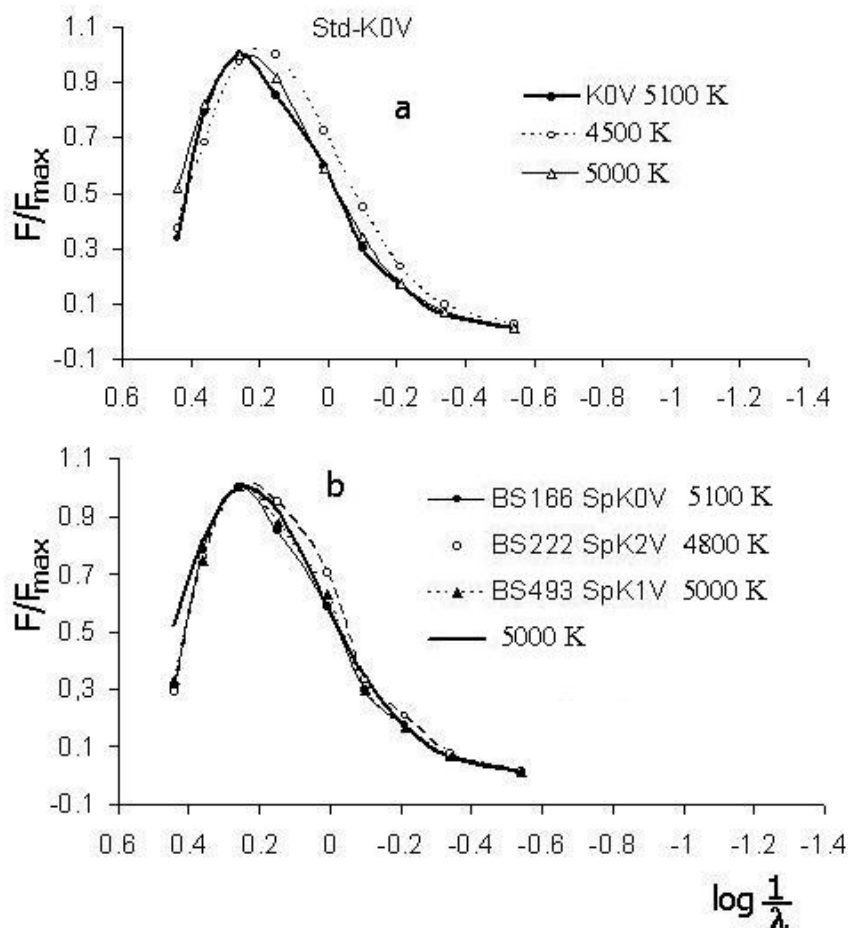


Рис.1. а - распределение энергии по средним цветовым показателям стандарта K0V(жирная линия) и чернотельного излучения при температурах 4500 °К (тонкая линия) и 5000 °К (пунктир). б - распределение энергии трех стандартных звезд по данным [22] и для чернотельного излучения при 5000 °К. Приведены также значения температур звезд стандартов, соответствующие их спектральным классам.

Как видно из рис.1, распределение энергии, построенное по средним цветовым показателям спектрального класса K0V [22], хорошо описывается РЭ чернотельного излучения с температурой 5000 ± 250 °К. Отсюда видно, что даже небольшое различие в температуре дает ощутимое смещение в РЭ звезды и чернотельного излучения, что свидетельствует об эффективности применяемой нами методики.

На второй панели рис.1б приведены РЭ

излучения трех стандартов, построенные нами по данным, взятым из работы [22]. Спектральные классы этих звезд-карликов очень близки. Как видно из рисунка, лучшее согласие с РЭ чернотельного излучения получено у звезд со спектрами K0 и K1. РЭ звезды BS222 относительно кривой РЭ спектра K2 уже заметно сдвинулось вправо, что свидетельствует о том, что этот метод является, по крайней мере, достаточно чувствительным в пределах двух подклассов.

Т Тау. Т Тау имеет три значимых изгиба в РЭ (рис.2). Наблюдаемые максимумы на кривой РЭ звезды Т Тау наилучшим образом согласуются с тремя источниками излучения. Первый источник имеет $T_{\text{эфф}} = 5000 \pm 250 \text{ K}$, с максимумом при длине волны 5600 Å ,

второй - $T_{\text{эфф}} = 2500 \pm 300 \text{ K}$, с максимумом при длине волны 12500 Å , а третий пик соответствует температуре $500 \pm 300 \text{ K}$ и с максимумом у длины волны около 50000 Å . Первое значение температуры

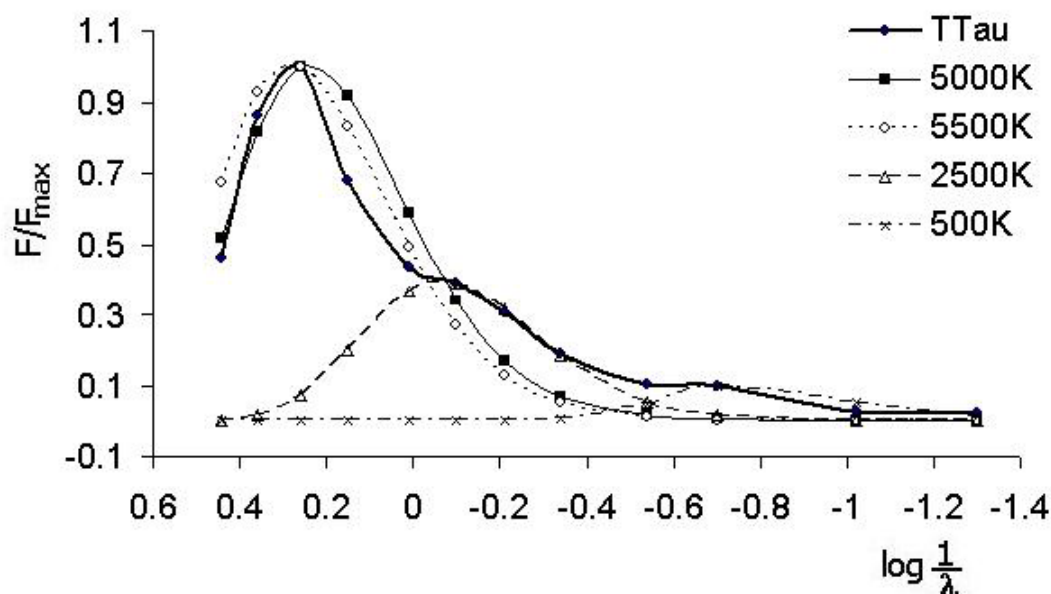


Рис.2. РЭ звезды Т Тау (жирная линия) а также РЭ излучения АЧТ при температурах 5000, 5500, 2500 и 500 K, соответственно. Видимые три горба на РЭ звезды соответствуют температурам 5000, 2500 и 500 K.

скорее относится к самой звезде со спектральным классом K0V. Второе - неплохо согласуется с температурой, приведенной в работе [21] для компоненты Т ТауS в пределах ошибок. Скорее всего, это температура ИК-компонента системы. Что касается температуры $500 \pm 300 \text{ K}$, то, скорее всего, здесь наблюдается излучение околозвездной пыли. Отметим, что поток излучения только Т ТауS соответствует излучению АЧТ с температурой около 1000 K , что хорошо согласуется с данными [21]. Дальнейшие, более высокоточные наблюдения, должны уточнить эти предположения.

DI Сер. Единственный максимум на кривой РЭ у DI Сер лучше описывается излучением АЧТ с температурой 6500 K (рис.3). Наши ранние работы по спектральной классификации дают переменный спектральный класс для этой звезды при среднем классе G8V, что хорошо согласуется с этим результатом. Интересно, что по результатам долговременной фотометрии

существуют циклы, возможно, связанные с орбитальным движением спутника системы [23].

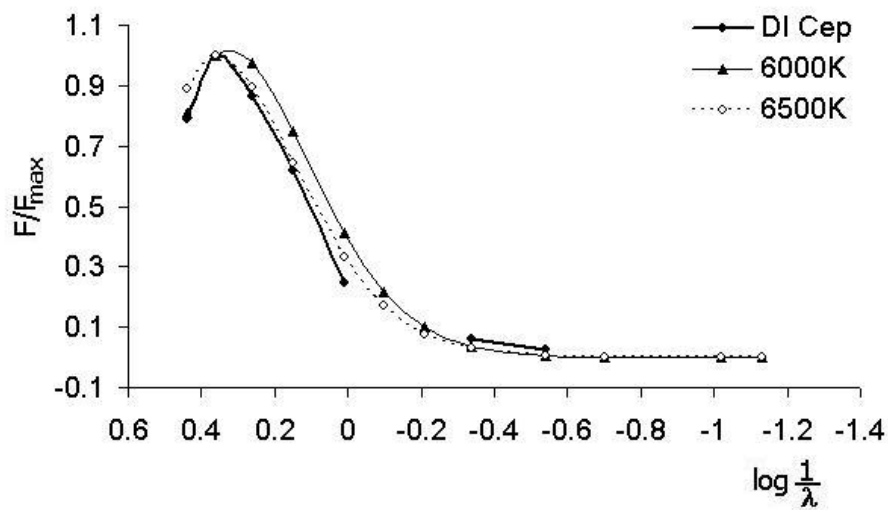


Рис.3. РЭ звезды DI Cep (жирные линии) и излучение АЧТ при температурах 6000 и 6500°K.

SU Aur. Эта звезда, прежде всего, необычна своими узкими и довольно четко выраженными абсорбционными линиями в оптическом диапазоне спектра, что не является характерным для большинства звезд типа Т Тельца. Поэтому, часто исследователи относили ее светимость к III-IV типу, а спектральный класс к G2. На РЭ наблюдаются два максимума (рис.4), соответствующие

температурам 6000°K и 2500°K. Первая температура скорее всего относится к оптическому компоненту, вторая – к ИК - источнику неизвестной природы.

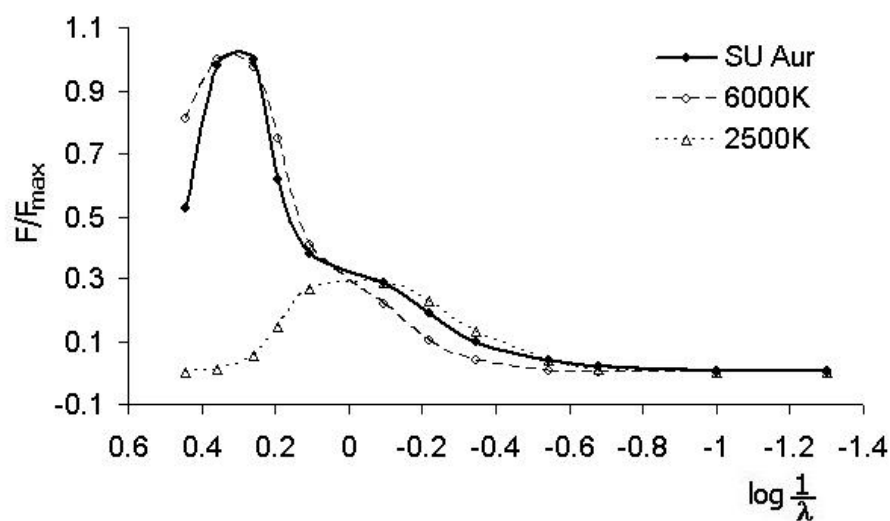


Рис.4. РЭ звезды SU Aur и излучение АЧТ для температур 6000°K и 2500°K.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, используя результаты широкополосной фотометрии нами были проанализированы РЭ у трех звезд типа Т Тельца. Исследование показало, что при возникновении аномалий на кривой РЭ вследствие излучения дополнительного теплового околозвездного ИК-источника, можно оценить эффективную температуру излучения таких источников. Метод позволяет обнаружить детали на кривых РЭ, связанные с дополнительным излучением с точностью ± 250 К. По результатам наблюдений стандартных звезд позднего типа, а также применяя кривые излучения АЧТ было показано, что метод дает удовлетворительное согласие при определении эффективных температур звезд.

Было показано, что как по РЭ системы Т Тау, так и у SU Aur на кривых имеются дополнительные максимумы, соответствующие температуре 2500 К, в то время как у DI Сер они отсутствуют. Кроме того, наблюдаемые температуры основных оптических компонент в целом согласуются с температурами, соответствующим их спектральным классам. Кроме того, проведенный нами более широкий анализ показал, что далеко не у всех звезд типа Т Тельца имеются аналогичные искажения РЭ. Это делает необходимым для обобщения результатов провести подобный анализ для как можно большего количества молодых звезд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Herbig G.H. The properties and problems of T Tauri stars and related objects. **Adv.Astron.Astrophys.** 1962, v.1, p.47-102.
- Konigl A. Disk accretion onto magnetic T Tauri stars. **Astrophys.J.** 1991, v.370, p.L39-43.
- Mizerolle J., Calvet N., Hartmann L. Magnetospheric Accretion Models for the Hydrogen Emission Lines of T Tauri Stars. **Astrophys.J.** 1998, v.492, p.743-756.
- John-Krull Ch. M., Gafford A.D. New Tests of Magnetospheric Accretion in T Tauri Stars. **Astrophys.J.** 2002, v.573, p.685-698.
- Wickramasinghe D.T., Ferrario L. Accretion and magnetic field structure in AM Herculis systems. **New Astron. Rev.** 2000, v.44, p.69-74.
- Ghosh P., Lamb F.K. Accretion by rotating magnetic neutron stars. II - Radial and vertical structure of the transition zone in disk accretion. **Astrophys.J.** 1979, v.232, p.259-276.
- Koide S., Shubata K., Kudah T. Relativistic Jet Formation from Black Hole Magnetized Accretion Disks: Method, Tests, and Applications of a General Relativistic Magnetohydrodynamic Numerical Code. **Astrophys.J.** 1999, v.522, p.727-752.
- Baier G., Bastian U., Feller E., Mundt R., Weigelt G. Spec-interferometry of T Tauri stars and related objects. **Astron. Astrophys.** 1985, v.153, p.278-280.
- Chez A.M., Neugebauer G., Matthews K. The multiplicity of T Tauri stars in the star forming regions Taurus-Auriga and Ophiuchus-Scorpius: 2.2 micron speckle imaging survey. **Astron.J.** 1994, v.106, p.2005-2023.
- Simon M., Beck T.L., Greene T.P., Howell R.R., Lumsden S., Prato L. Lunar Occultations of Young Stars in Taurus. **Astron.J.** 1999, v.117, p. 1594-1597.
- Hartigan P., Hartmann L., Kenyon S. Correlations of optical and infrared excesses in T Tauri stars. **Astrophys. J.** 1990, v. 354, p. L25-L28.
- Исмаилов Н.З., Алиева А.А. Анализ избытков ближних УФ и ИК излучений у звезд типа Т Тельца. **Известия НАН Азерб.** сер.физ.-тех. 2005, т. XXV, №2, с.189-193.
- Johnson H.L. Astronomical Measurements in the Infrared. **Ann.Rev.Astron.Astrophys.** 1966, v.4, p.193-201.
- Mendoza E.E. Infrared Photometry of T Tauri Stars and Related Objects. **Astrophys.J.** 1966, v.143, p.1010-1025.
- Cohen M. Infra-red observations of young stars - II. T Tauri stars and the Orion population. **MNRAS.** 1973, v.161, p.97-104.
- Rostopchina A.N., Grinin V.P., Okazaki A., The P.S., Kikuchi S., Shakhovskoy D.N., Minikulov N.Kh., Dust around young stars. Photopolarimetric activity of the classical Herbig Ae/Be star RR Tauri.. **Astron.Astrophys.** 1997, v.327, p.145-167.
- Rieke G.H., Lebofsky M.J. The interstellar extinction law from 1 to 13 microns. **Astrophys.J.** 1985, v.288, p.618-621.
- Cohen M., Schwartz R.D. Infrared observations of young stars. VII - Simultaneous optical and infrared monitoring for variability. **MNRAS.** 1976, v.174, p.137-155.
- Kenyon S.J., Hartmann L. Pre-main sequence evolution in the Taurus-Auriga molecular cloud. **Astrophys. J. Suppl. Ser.** 1995, v. 101, p. 117-171.
- Страйжис В.Л. Многоцветная фотометрия звезд. 1977, Вильнюс, Москлас, -182с.

21. Koresko Ch. D. A Third Star in the T Tauri System. **Astrophys. J.** 2000, v. 531, p. 147-149.
22. Johnson H.L., MacArthur J.W., Mitchell R.I., The spectral energy curves of subdwarfs. **Astrophys.J.** 1968, v.152, p.465-471.
23. Исмаилов Н.З., Гранкин К.Н. Синхронные UBVР фотометрические и спектральные наблюдения DI Цефея. **Письма в Астрон.ж.** 2007, т.33, №2, с.133-138.

SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION OF YOUNG STARS DI CEP, SU AUR AND T TAU

Ismayilov N.Z., Shustarev P.N., Majidova S.O

The results of analysis of the spectral energy distribution (SED) curves of young stars DI Cep, SU Aur and T Tau obtained on the board-band photometric system was presented. The T Tau energy-curve is consisting of the combined radiation of three sources with temperatures 5000, 2500 and 500 ± 250 K. The energy-curves of DI Cep was not contained any additional sources, but SU Aur shows excess at 1.25 μm , which have corresponded to temperature 2500 K. On the results we are concluded that abnormalities in SEDs of young stars can be explained with unformed still protostars or protoplanets from circumstellar environment.

Key words: young stars, spectral energy distribution, individual stars-T Tau, DI Cep, SU Aur.

CAVAN T TAU , Dİ CEP VƏ SU AUR ULDUZLARIN SPEKTRİNDƏ ENERJİ PAYLANMASI

İsmayilov N.Z., Şustarev P.N., Məcidova S.O.

İşdə enlizolaqlı fotometrik sistemdə alınmış müşahidələrin nəticələri əsasında cavan T Tau, Dİ Cep və SU Aur ulduzların spektrində enerji paylanması ayrılmasının təhlilinin nəticələri verilmişdir. T Tau ulduzunda enerji paylanması şüalanma temperaturları 5000, 2500 və 500 ± 250 °K olan üç cismin birlikdə şüalanmasına uyğundur. Dİ Cep belə bir çoxkomponentlik göstərmir, SU Aur ulduzunda isə 1.25 μm yaxınlığında 2500 K uyğun olan artıqlıq müşahidə olunur. Alınan nəticələrin analizi nəticəsində belə bir sonluq alınmışdır ki, cavan ulduzların İQ diapazonda spektral enerji paylanmasında müşahidə olunan artıqlıqlar, çox güman ki, ulduzun ətrafında hələ formalaşmamış ulduz və ya protoplanetlər tərəfindən şüalandırılır.

Aparıcı sözlər: cavan ulduzlar, spektral enerji paylanması, T Tau, Dİ Cep və SU Aur ulduzları.

РАДИО И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ОБОЛОЧЕЧНОГО ТИПА

© 2007 г. А.И. Асваров, Х.И. Новрузова

Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджана
(asvarov@physics.ab.az, astro@physics.ab.az)

Рассчитана эволюция радио и рентгеновского излучения остатков сверхновых оболочечного типа с диаметром. С помощью метода Монте-Карло смоделированы теоретические зависимости светимостей в радио и рентгеновском диапазонах и проведено сравнение с наблюдениями. Из этого сравнения получено, что модель радиоизлучения ОСН, основанная на механизме регулярного ускорения в приближении пробных частиц лучше согласуется с наблюдательными данными, чем модель, основанная на нелинейной теории с генерацией магнитного поля на фронте ударной волны.

Ключевые слова: остатки сверхновых, механизмы излучения

1. ВВЕДЕНИЕ

Остаток сверхновой (ОСН) представляет собой распространяющуюся в межзвездной среде (МЗС) гигантскую ударную волну, возникающую при взрыве звезды. Это явление, известное также как вспышка Сверхновой, сопровождается выделением энергии $\sim 10^{50} - 10^{51}$ эрг в основном в виде кинетической энергии выброшенной оболочки. ОСН являются источниками излучения почти во всех диапазонах электромагнитного спектра – от длинных метровых радиоволн до гамма излучения с энергиями фотонов, достигающими десятков ТэВ. В подавляющем большинстве остатков все эти виды излучения возникают в области фронта ударной волны. Таким образом, понимание физических процессов, происходящих на сильных ударных волнах, поможет решению ряда принципиальных вопросов современной астрофизики, таких как установление структуры и энергетики межзвездной среды Галактики, эволюции звезд, происхождения космических лучей. Поэтому ОСН являются одной из главных целей изучения почти всех крупных международных астрофизических проектов, базирующихся как на Земле, так и в космосе.

Наиболее богатая наблюдательная информация об ОСН накоплена в радиодиапазоне (последняя версия каталога галактических ОСН содержит 265 объектов [1]),

так как все ОСН являются источниками излучения в этом диапазоне. Радиоизлучение является наиболее характерным свойством ОСН, и специфический вид спектра этого излучения рассматривается как один из методов идентификации ОСН среди других морфологически схожих структур в космосе. Радиоизлучение ОСН имеет синхротронную природу, т.е. за его возникновение ответственны релятивистские электроны, движущиеся в магнитных полях. Вопрос о происхождении ускоренных электронов и магнитных полей в оболочках остатков остается не до конца выясненным. Наиболее вероятным механизмом ускорения электронов в оболочках ОСН является механизм регулярного ускорения частиц на фронте ударной волны, называемый также механизмом диффузионного ускорения, который, по сути, является механизмом Ферми первого рода (см., например, [2]). Достоинством этого механизма является отличное согласие предсказываемого им степенного распределения ускоренных частиц по энергиям с наблюдениями. Хотя в линейном приближении теория этого механизма хорошо разработана, остается нерешенным ряд принципиальных вопросов, главным образом, касающихся проблемы инжекции частиц. Суть проблемы заключается в выяснении вопроса, какова доля фоновых частиц и начиная с каких энергий эти частицы подвергаются действию механизма ускорения. Поэтому применение этого

механизма к ОСН не всегда однозначно, так как оно основано на ряде допущений об инжекции частиц в механизм. В данной статье мы рассмотрим две недавно опубликованные работы [3] и [4], основанные на применении механизма регулярного ускорения для объяснения радиоизлучения ОСН оболочечного типа. В работе [4] рассматривается регулярный механизм в линейном приближении, известном как приближение пробных частиц. Считается, что частицы ускоряются с фиксированной энергии с хвоста максвелловского распределения нагретой ударной волной плазмы, а магнитное поле при этом считается межзвездным без дополнительного усиления на фронте ударной волны. Работа [3] основана на детальном моделировании процесса ускорения частиц в нелинейном приближении, а магнитное поле усиливается на фронте ударной волны. Предсказания этих двух моделей относительно путей эволюции радиоизлучения ОСН отличаются. Согласно модели [4], с развитием остатка его поверхностная радиояркость Σ_R сначала остается почти постоянной $\Sigma_R \propto n^{2/3} B^{3/2} E_{SN}^{1/2} D^{-(0.3-0.4)}$, (где n, B, E_{SN} – соответственно плотность частиц, напряженность магнитного поля в МЗС и энергия взрыва сверхновой) с последующим резким падением с диаметром D по закону $\Sigma_R \propto D^{-(5-6)}$, в то время как согласно модели [3], для ОСН на адиабатической фазе развития Σ_R резко уменьшается с увеличением диаметра по закону $\Sigma_R \propto E_{SN}^{7/4} D^{-17/4}$. В принципе, при соответствующем выборе начальных данных и свободных параметров, ни одна из этих моделей не противоречит имеющимся наблюдательным данным, и каждая из них имеет право на существование. Поэтому мы попытались проанализировать возможности каждой из моделей с помощью статистического метода Монте-Карло с привлечением имеющихся наблюдательных данных в радио и рентгеновском диапазонах.

Исследование ОСН можно проводить, с одной стороны, путем моделирования

конкретного остатка, при этом в качестве наблюдательного материала мы имеем «мгновенный снимок» объекта (за исключением редких случаев молодых ОСН, при изучении которых у нас есть возможность проследить эволюцию объекта). С другой стороны, такое изучение не в состоянии дать информацию о физической природе объектов в целом, так как каждый остаток отличается от другого не только размерами, но и возрастом, а также условиями окружающей МЗС. Имея конкретные данные в каком-либо диапазоне излучения, тем не менее, очень много параметров, необходимых для построения физической модели, остаются неизвестными. Причем эти параметры часто имеют большой и независимый друг от друга разброс в значениях, не говоря о неизбежных неточностях, связанных с наблюдательными погрешностями. В таких случаях статистические методы могут оказаться более предпочтительными, если вообще не единственными.

Для анализа мы также привлекаем рентгеновские данные об остатках сверхновых. После радиодиапазона наиболее богатая информация об ОСН собрана в рентгеновском диапазоне 0.1-10 кэВ. Число остатков, детектированных в этом диапазоне, составляет почти половину. Хотя хорошо установлено, что для большинства ОСН рентгеновское излучение имеет тепловую природу, однако при анализе наблюдательных спектров возникают серьезные трудности, связанные с температурной и ионизационной неравновесностью излучающей в рентгене плазмы, с межзвездным поглощением излучения. В области энергий 5-10 кэВ роль этих эффектов заметно снижается, поэтому в расчетах мы используем эту область энергий, хотя наблюдательных данных в ней мало по сравнению с областью энергий 0.1-4 кэВ, где преобладает излучение в линиях.

Важно заметить, что и радио и рентгеновская светимости зависят от одних и тех же параметров (n -ер, n , E_{SN}), и этот факт в зависимости от используемой модели радиоизлучения должен привести к

определенной корреляции между потоками этих излучений. Это позволит сделать выбор в пользу одной из двух моделей. С целью исследования этой возможности нами были рассчитаны светимости остатков сверхновых оболочечного типа в радио и рентгеновском диапазонах и их изменение с диаметром. С помощью метода Монте-Карло смоделированы теоретические зависимости поверхностных яркостей от диаметров в радио и рентгеновском диапазонах (так называемые $\Sigma - D$ - зависимости) и проведено их сравнение с наблюдательными данными. Мы также смоделировали известные статистические зависимости «число ОСН – диаметры» ($N(< D) - D$), «диаметр – концентрация электронов» ($D - n_e$) и др.

Работа построена следующим образом. В следующем параграфе описывается общее развитие ОСН и уточняется список параметров задачи. В третьем параграфе обсуждается радиоизлучение остатков оболочечного типа. В четвертом параграфе приведены формулы для расчета рентгеновского излучения. В пятом - описывается моделирование статистики ОСН методом Монте-Карло. В шестом - приведены основные результаты.

2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Свойства ОСН определяются как свойствами Сверхновой (энергия вспышки, масса выброшенной оболочки и др.), так и условиями в МЗС, в которой эволюционирует остаток. В жизни остатка можно выделить несколько эволюционных стадий. В начальной фазе всю высвободившуюся при взрыве кинетическую энергию ($E_{SN} \sim 10^{50} - 10^{51}$ эрг) переносит выброшенная в этом процессе оболочка, которую в первом приближении можно описать как свободно движущийся сферический поршень. Такое описание оправдано до тех пор, пока впереди идущая сферическая ударная волна не нагревает сначала из околозвездной, а затем из межзвездной среды массу, сравнимую с выброшенной при взрыве массой. Эту фазу называют фазой свободного расширения, и в

зависимости от массы выброшенной оболочки она имеет сравнительно короткую продолжительность - для типичных условий межзвездной среды она продолжается до 1000 лет.

Ударная волна в ходе своего распространения (развития), нагревая вещество, ослабляет свою интенсивность. Фаза свободного расширения непрерывным образом переходит в так называемую фазу Седова. Подавляющее большинство наблюдаемых ОСН находятся на этой стадии эволюции. Структура ОСН на этой стадии описывается точным автомодельным решением, полученным впервые Седовым в применении к наземным атомным взрывам [5]. Это решение зависит только от двух параметров: выделившейся при взрыве энергии E_{SN} и плотности вещества в окружающей ударную волну МЗС ρ_0 . Закон движения ударной волны описывается уравнением

$$R_s = \left(\xi_0 \frac{E_{SN}}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (1)$$

где R_s - радиус ударной волны, t - время, $\xi_0 = 2.026$ - безразмерный коэффициент (см. н-ер, [6]). В этом приближении не учитывается давление окружающей МЗС и поэтому оно применимо к ОСН пока это условие соблюдается. Стадия Седова завершается двумя путями - или с наступлением радиативной фазы, или же когда противодавление окружающей среды становится сравнимым с давлением внутри самого ОСН, то есть решение Седова становится неприемлемым. Фаза радиативного охлаждения, или просто радиативная фаза, наступает, когда нарушается условие адиабатичности ударной волны. Когда температура газа за фронтом ударной волны падает до $T_s \sim 10^6$ К, начинается интенсивное охлаждение газа через линии атомов тяжелых элементов. Процесс протекает очень быстро и сопровождается возникновением и развитием различных тепловых и гидродинамических неустойчивостей в области фронта ударной волны. В результате охлаждения образуется

тонкая оболочка, толщина и плотность которой определяются давлением космических лучей и магнитного поля в оболочке ОСН. С наступлением радиативной фазы расширение оболочки замедляется, и дальнейшая судьба ОСН зависит больше всего от внешних условий. Если эта фаза наступает пока внутреннее давление намного превосходит внешнее, то движение ударной волны происходит по закону снегоочистителя; вызываемого внутренним давлением, если же плотная оболочка образуется, когда внутреннее давление сравнивается с внешним, то движение оболочки происходит по закону сохранения импульса, т.е. по закону Оорта. ОСН закончит свою жизнь смещением оболочки с МЗС, когда скорость расширения упадет до скорости звука в окружающей среде. При определенных условиях эволюция может происходить без наступления радиативной фазы. В таких случаях решение Седова становится неприменимым, когда среднее давление внутри ОСН

$$\frac{2}{3} \bar{P} \cong \frac{3 \bar{\alpha} E_{SN}}{4 \pi R_s^3}$$

становится сравнимым с давлением окружающей среды P_0 . В последней формуле $\bar{\alpha}$ - доля первоначальной энергии взрыва, оставшейся внутри ОСН в виде тепловой энергии. Для сферической автомодельной ударной волны, описываемой решением Седова, эта доля постоянна и равна ~ 0.3 . Эту формулу напомним в рабочих переменных $\bar{P}_4 \cong 8.795 \cdot 10^6 \frac{\bar{\alpha} E_{51}}{R_{pc}^3}$, где R_{pc} радиус ОСН в

парсеках, P_4 давление, которое измеряется в удобных для оценок единицах 10^4 K cm^{-3} . Из этого соотношения давление внутри ОСН сравнивается с давлением МЗС при

$$R_{pc} = 206.4 (\bar{\alpha} E_{51} / P_{04})^{1/3}.$$

Из этой формулы находим, что для реалистических параметров $\bar{\alpha} \sim 0.1$, $P_{04} \sim 5$ эффекты противодействия проявляются уже при радиусе $40 - 50 \text{ pc}$, т.е. если даже радиативное охлаждение не наступит, то уже

при наблюдаемых радиусах ОСН становится важным учет отклонения от закона расширения Седова. Приближение Кокса-Андерсона [7] учитывает влияние противодействия на эволюцию ОСН. К сожалению, других, удобных для применения аналитических результатов, описывающих структуру ударной волны с учетом противодействия, не имеется. Хотя учет противодействия для нас не принципиален, так как те остатки, для которых это важно, являются ослабевшими источниками как рентгеновского, так и радиоизлучений, и они редко попадают в нашу статистику, тем не менее для структуры ударной волны мы будем использовать приближенное решение Кокса-Андерсона [7], как это было сделано в нашей работе [4].

Важными параметрами МЗС являются концентрация частиц и химический состав вещества. Будем считать вещество МЗС состоящим из водорода с 10% содержанием гелия. Концентрация ядер водорода и гелия равна $n_H + n_{He} = 1.1 n_H$, а концентрация электронов $n_e = n_H + 2 n_{He} = 1.2 n_H$. Отсюда получаем выражение для полной концентрации частиц, определенное через концентрацию атомов водорода или электронов, в виде $n = n_H + n_{He} + n_e = 2.3 n_H = (2.3/1.2) n_e$. Тогда средняя масса, приходящаяся на одну частицу, будет $\mu = (1.4/2.3) m_H$ (m_H - масса атома водорода), а массовая плотность выражается как $\rho = 1.4 m_H n_H$ или $\rho = (1.4/1.2) m_H n_e$.

1. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Релятивистские электроны с энергиями $\geq 1 \text{ ГэВ}$ при движении в магнитных полях с напряженностью $B \sim 10^{-5} \text{ Гс}$ дают синхротронное радиоизлучение в диапазоне частот, на которых ведутся радионаблюдения, $\nu \geq 100 \text{ МГц}$. Излучательная способность синхротронного излучения электронов, имеющих изотропное степенное распределение по энергиям, $dN = K_e E^{-\Gamma} dE$, описывается формулой [8]

$$j_\nu = a(\alpha) K_e B^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \text{ (эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{)}, \quad (2)$$

где B - напряженность магнитного поля, ν - частота излучения, α - спектральный индекс излучения, связанный с показателем спектра электронов Γ простым соотношением $\alpha = (\Gamma - 1)/2$, $a(\alpha)$ - коэффициент, зависящий от спектрального индекса. С помощью наблюдений в радиодиапазоне измеряются спектральный индекс α , поток радиоизлучения S_ν на некоторой частоте ν и угловой размер θ остатка. Спектральный поток радиоизлучения от ОСН, находящегося на расстоянии d от Земли, можно рассчитать, интегрируя j_ν по

объему остатка как $S_\nu \propto \frac{\int j_\nu dV}{d^2}$. При

сравнении теоретических моделей радиоизлучения с наблюдательными данными пользуются другой наблюдательной характеристикой ОСН – поверхностной

яркостью, $\Sigma_\nu \propto \frac{S_\nu}{\theta^2}$, величина которой не

зависит от расстояния до ОСН. Расстояния до большинства известных ОСН неизвестны или установлены с большой неопределенностью. В связи с этим большие надежды возлагались на эмпирические зависимости поверхностной яркости от диаметра ОСН, так называемые $\Sigma - D$ зависимости. Такая зависимость впервые была предложена Шкловским [9]. Дело в том, что величина Σ не зависит от расстояния до ОСН, а определяется двумя наблюдательными параметрами – радиопотоком и угловым размером объекта. Таким образом, если имеется реальная однозначная $\Sigma - D$ зависимость-эталон, то по известному значению поверхностной яркости с ее помощью можно находить диаметр и, следовательно, расстояние до ОСН. К сожалению, задача оказалась очень не простой, так как само существование физической зависимости $\Sigma - D$, пригодной для вычисления расстояний, большинством специалистов подвергается сомнению, хотя

эмпирические $\Sigma - D$ зависимости интенсивно используются для проверки теоретических моделей радиоизлучения ОСН. Теоретические треки, построенные при некотором выборе входных параметров, отражают эволюционный путь конкретного остатка на $\Sigma - D$, а наблюдательные точки относятся к разным остаткам, находящимся на совершенно разных этапах развития и при совершенно разных начальных параметрах и условиях окружающей среды. Поэтому выбрать модель, наиболее близкую к реальной физической картине объекта, часто бывает невозможным. Здесь мы рассмотрим недавно опубликованные модели эволюции радиоизлучения ОСН, основанные на применении механизма регулярного ускорения на фронтах ударных волн как основного источника радиоизлучающих электронов. В работе [4] электроны ускоряются механизмом регулярного ускорения в приближении пробных частиц, энергия инжекции считается пропорциональной температуре газа за фронтом ударной волны. А магнитное поле рассматривается как межзвездное поле, сжатое на фронте ударной волны до 4-х раз, т.е. не происходит усиление поля. Модель [4] предсказывает форму кривой трека

$$\begin{aligned} \Sigma_R &\propto n^{2/3} B^{3/2} E_{SN}^{1/2} D^{-(0.3-0.4)} & D < D_b, \\ \Sigma_R &\propto D^{-(5-6)} & D > D_b \end{aligned} \quad (3)$$

Критический радиус D_b соответствует диаметру остатка, когда число Маха ударной волны становится $M \leq 10$, если эволюция происходит без наступления радиативной фазы, в противоположном случае D_b равен диаметру остатка в момент наступления радиативной фазы. В первом случае переход с одной ветви кривой на другую носит плавный характер, во втором случае – относительно резкий.

Модель работы [3] основана на детальной теории ускорения с учетом нелинейных эффектов, магнитное поле усиливается в области фронта ударной волны. Поэтому в работе [3] основное внимание обращается на ОСН, находящихся либо на стадии свободного

расширения, либо только что вступивших на стадию Седова. Здесь мы рассматриваем ОСН на адиабатической стадии, число которых намного больше, чем молодых. Для ОСН на седовской фазе модель [3] предсказывает зависимость

$$\Sigma_R \propto E_{SN}^{7/4} D^{-17/4}. \quad (4)$$

Хотя в общих чертах обе модели и согласуются с эмпирическим $\Sigma_R - D$ распределением остатков, при этом надо учитывать, что при построении теоретических эволюционных треков используется большое количество входных и свободных параметров модели, значения которых разбросаны в достаточно больших интервалах. В таких случаях, когда модель сравнивается со статистическим материалом, весьма эффективным может оказаться метод Монте-Карло, который реализован в последующих главах.

4. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

ОСН также являются источниками рентгеновского излучения. Около 40% известных ОСН обнаружены в рентгеновском диапазоне, несколько ОСН даже были сначала открыты по их рентгеновскому излучению. У подавляющего большинства ОСН рентгеновское излучение имеет тепловую природу, хотя для нескольких молодых ОСН рентгеновские спектры имеют степенные формы, что трудно интерпретировать обычным тепловым механизмом. Происхождение теплового рентгеновского излучения объясняется тормозным излучением нагретых на фронте ударной волны электронов при взаимодействии с электронами и ядрами. Излучательная способность плазмы с температурой T определяется с помощью выражения [8]

$$\varepsilon_X = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6}{(m_e c^2)^{3/2}} \frac{n_i n_e Z_i^2}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{E_X}{T}\right) g_{ff}$$

$$(\text{эрг см}^{-3} \text{сек}^{-1} \text{ф}^{-1} \text{Гц}^{-1}), \quad (5)$$

где n_i , Z_i - концентрация и средний заряд ионов, n_e - концентрация электронов, $E_X = h\nu_X$ - энергия рентгеновских фотонов, T - температура электронов, выраженная в энергетических единицах, g_{ff} - фактор Гаунта - слабо зависящая от T функция (для $E_X \sim T_e$, $100 \text{ эВ} < T_e < 10 \text{ кэВ}$, g_{ff} изменяется в пределах $0.8 < g_{ff} < 1.2$), остальные параметры имеют общепринятые стандартные обозначения.

Для сравнения с наблюдениями важно вычислить светимость в некотором диапазоне энергий, $\Delta E_X = E_{X2} - E_{X1}$, то есть в (5) вместо $\varepsilon_X(E_X, R)$ использовать величину

$$\varepsilon_X(\Delta E_X, R) = \int_{E_{X1}}^{E_{X2}} 4\pi \varepsilon_X(E_X, R) dE_X (\text{эрг сек}^{-1} \text{см}^{-3}).$$

В расчетах будут использованы в качестве верхнего и нижнего пределов значения $E_{X2} = 10 \text{ кэВ}$ и $E_{X1} = 2 \text{ кэВ}$. Так как нас в первую очередь интересует сплошное тормозное излучение, то в этом диапазоне вклад излучения на линиях незначителен. При меньших энергиях фотонов расчет рентгеновского излучения сильно усложняется из-за вклада линий, интенсивность которых сильно зависит от степени неравновесности (ионизационной и температурной) состояния плазмы, от химического состава. Кроме того, преимущество нашего выбора заключается в том, что межзвездное поглощение фотонов с энергиями $E_X > 2 \text{ кэВ}$ значительно меньше, чем в мягком диапазоне, и, наконец, хотя большинство рентгеновских наблюдений велось в мягком диапазоне ($0.1-4 \text{ кэВ}$), почти все современные рентгеновские обсерватории работают в диапазоне до 10 кэВ .

Считая ОСН сферически-симметричной, его рентгеновскую светимость можно найти, интегрируя коэффициент излучательной способности ε_X по объему

$$L_X = 4\pi \int_0^{R_s} \varepsilon_X(\Delta E_X, R) R^2 dR \quad (\text{эрг сек}^{-1} \text{Гц}^{-1}).$$

При этом для ОСН обычно применяют решение Седова, т.е. необходимые для вычисления параметры, главным образом концентрация и температура плазмы, в любой точке за фронтом ударной волны определяются из решения Седова и из граничных условий на фронте сильной ударной волны. Концентрация и температура плазмы непосредственно за фронтом ударной волны выражаются как

$$n_s = n_0 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (= 4n_0 \quad \text{для } \gamma = 5/3) \quad (6)$$

$$T_s = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \mu V_s^2 \quad \left(= \frac{3}{16} \mu V_s^2 \quad \text{для } \gamma = \frac{5}{3} \right) \quad (7)$$

где n_0 - концентрация частиц в МЗС перед фронтом ударной волны, γ - показатель адиабаты, который равен 5/3 для одноатомного газа, V_s - скорость ударной волны, μ - средняя масса одной частицы.

Так как мы используем автомодельное решение Седова, то удобно радиальную зависимость излучательной способности выразить через автомодельную переменную $r = R/R_s(t)$, а необходимые для вычисления ε_X концентрацию и температуру написать в виде

$$n = n_s \cdot x(r) \quad (8)$$

$$T = \frac{P_s}{n_s} \cdot \frac{y(r)}{x(r)} = T_s \cdot \frac{y(r)}{x(r)}, \quad (9)$$

где P_s давление газа непосредственно за фронтом ударной волны, которое с помощью (6) и (7) напишем в виде

$$P_s = \frac{2}{\gamma + 1} \mu n_0 V_s^2 \quad \left(= \frac{3}{4} \mu n_0 V_s^2 \quad \text{для } \gamma = \frac{5}{3} \right). \quad (10)$$

Безразмерные концентрацию частиц $x(r)$ и давление $y(r)$ находим из точных решений Седова, которые представлены в параметрическом виде (см. [5]), но есть

высококачественные приближенные представления решения, которые сильно упрощают расчеты (см. н-ер, [7]). На границе $x(r=1) = y(r=1) = 1$.

С учетом последних соотношений после небольших преобразований выражение для светимости рентгеновского излучения ОСН с радиусом R_{pc} (выражен в парсеках) принимает рабочий вид (в эрг/с)

$$L_X(\Delta E_X) = 1.793 \times 10^{33} Z_i^2 n_s^2 \sqrt{T_s} R_{pc}^3 \times \int_{r_{in}}^1 dr r^2 x(r)^2 \sqrt{y(r)/x(r)} e^{-E_{x1}/T_{keV}} (1 - e^{-(E_{x2}-E_{x1})/T_{keV}})$$

где E_x, T измеряются в кэВ. В этом выражении r_{in} - внутренний радиус ОСН, при котором выполняется режим автомодельности, а это означает, что мы не учитываем излучение из внутренней части остатка, занятой веществом выброса. Это допущение не приемлемо в случае молодых ОСН, в которых существенную роль в рентгеновском излучении играет обратная волна, движущаяся в веществе выброса, но в нашем рассмотрении число таких ОСН ничтожно мало.

Самой серьезной проблемой при изучении рентгеновского излучения остатков сверхновых остается проблема нагрева электронов - из-за малости их масс и больших скоростей для электронов ударный фронт не является большим разрывом в скорости, и они остаются холодными по сравнению с протонно-ядерным компонентом плазмы. Наблюдения также показывают, что чем моложе ОСН, тем меньше значение отношений температур электронов к температуре протонов [10]. Благодаря кулоновским столкновениям температуры протонов и электронов со временем будут сравниваться. К сожалению, неизвестно какие еще механизмы могут внести вклад в нагрев электронов, хотя в принципе таких механизмов может быть очень много. В нашей модели мы считаем, что имеет место равенство между температурами электронов и протонов. На наши результаты это допущение не будет иметь большого влияния, так как число молодых

объектов, для которых этот эффект существенен, в нашей статистике мало.

На Рис. 1 показано поведение радио (Σ_R) и рентгеновской (Σ_X) поверхностной яркостей ОСН при соответствующих значениях параметров.

Первое, что бросается в глаза, это то, что продолжительность жизни оболочечного ОСН как источника рентгеновского излучения намного короче, чем в радиодиапазоне. Тот факт, что число известных радиоостатков превосходит число наблюдаемых в рентгене, получает естественное подтверждение. Сравнение выражений, описывающих радио и рентгеновское излучения, указывает на то, что должна быть тесная корреляция между ними, но как видно из Рис.1 на самом деле эти два вида излучения эволюционируют по разному. Но Монте-Карло - моделирование может выяснить степень коррелированности Σ_R и Σ_X .

5. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как мы увидели из предыдущего анализа, метод Монте-Карло имеет непосредственное применение при изучении статистики ОСН. Во-первых, на наблюдаемые свойства ОСН оказывают влияние в приблизительно одинаковой степени несколько факторов, которые, в свою очередь, имеют большой разброс в свойствах. Их можно разделить на две группы. К первой группе факторов, характеризующих Сверхновую, т.е. процесс взрыва звезды, относятся масса выброшенной при вспышке оболочки M_{ej} , ее кинетическая энергия E_{SN} и начальная скорость. И теория и наблюдения указывают на то, что оба эти основные параметры имеют разброс как минимум в пределах одного порядка величины. Ко второй группе факторов относятся плотность и давление плазмы, окружающей ОСН межзвездной среды, а также давление космических лучей и магнитного поля в ней. Эти параметры имеют разный разброс в величинах. Если из общих физических

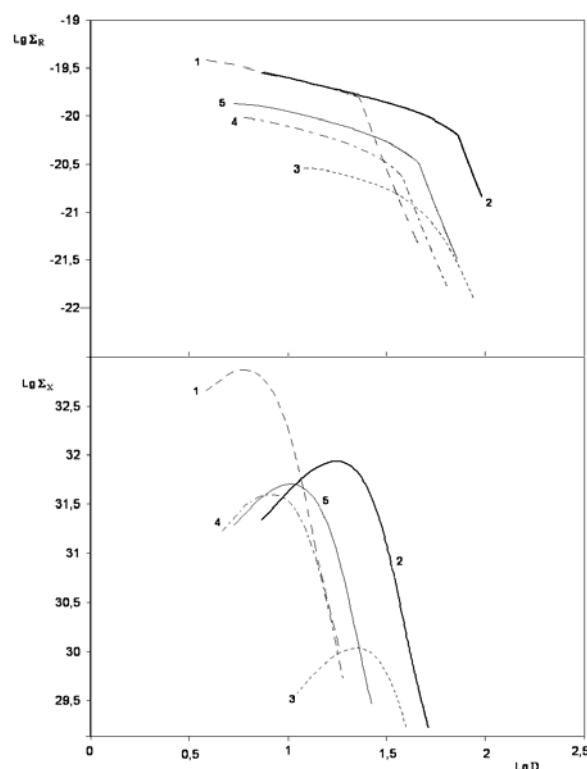


Рисунок 1 Зависимость поверхностных яркостей в радио (Σ_R) и рентгеновском (Σ_X) диапазонах от диаметра в парсеках. Цифрами обозначены кривые, соответствующие параметрам 1) $n_e = 1$, $E_{51} = 1$, 2) $n_e = 0.2$, $E_{51} = 5$; 3) $n_e = 0.02$, $E_{51} = 1$; 4) $n_e = 0.2$, $E_{51} = 0.5$ 5) $n_e = 0.2$, $E_{51} = 1$. n_e в см^{-3} , E_{51} в 10^{51} эрг

соображений следует, что стационарность Галактики дает право считать давление более или менее равномерным, то плотность вещества в МЗС Галактики имеет разброс на несколько порядков величины. Плохо известен вклад космических лучей и магнитного поля в общие свойства МЗС. Таким образом, в нашей модели входными параметрами являются: энергия вспышки E_{SN} , величина которой равномерно распределена в интервале $(0.1-1) \cdot 10^{51}$ эрг; и масса выброшенной при взрыве оболочки M_{ej} , которая также равномерно распределена в интервале от 1M до 10 M. Эти два параметра определяют начальную скорость оболочки как

$$V_{0s} \equiv \sqrt{\frac{2E_{SN}}{M_{ej}}}. \quad \text{Третьим} \quad \text{переменным}$$

параметром модели является плотность газа, величина которой будем считать распределена согласно трехфазной модели МЗС Макки и Острайкера [11]. Процентное отношение фаз будем варьировать, при этом фиксируя филлинг-фактор холодной фазы равным 1%. В пределах каждой фазы распределения плотностей будем считать равномерным – для холодной фазы в пределах $(1-10) \text{ см}^3$, для теплой фазы – $(0.1-1) \text{ см}^3$ и для горячей фазы – $(0.005-0.1) \text{ см}^3$. Следующим входным параметром является магнитное поле. Важность этого параметра заключается в том, что с одной стороны магнитное поле участвует непосредственно в генерации синхротронного излучения, с другой стороны, давление магнитного поля в определенной степени определяет структуру ударной волны и уменьшает температуру нагреваемого ударной волной газа. Величину этого параметра мы будем связывать с полным давлением плазмы P , которое служит пятым параметром модели.

Будем считать, что полное давление равно сумме давлений теплового газа, магнитного поля и космических лучей, и на каждый из компонентов приходится треть полного давления. Выразим полное давление через магнитное поле с помощью соотношения:

$$P = (\beta + 1) \frac{B^2}{8\pi}, \quad (12)$$

где параметр $\beta = \frac{P_{th} + P_{CR}}{P_M}$ – отношение

суммы давлений теплового газа и космических лучей к давлению магнитного поля. Удобство этого параметра заключается в том, что, основываясь на физически оправданном предположении о равномерном распределении между компонентами МЗС, мы можем присвоить ему значение ~ 2 . При выводе формул для граничных условий (6-7) учитывался только тепловой газ, в расчетах мы учитывали новое представление для полного давления через магнитное поле. Величина полного давления

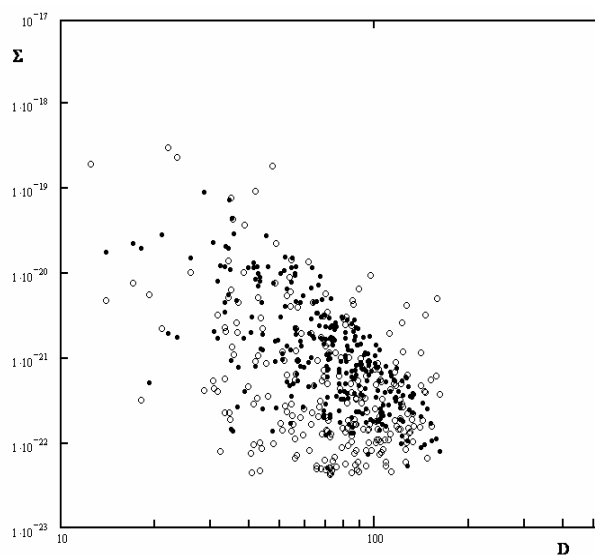


Рисунок 2. Зависимость поверхностной радиояркост $\Sigma_R (B m^{-2} Gy^{-1} cp^{-1})$ от диаметра $D (pc)$ для моделированных ОСН. Точками обозначены остатки, эволюционирующие согласно модели [4], кружками – по формуле (3) согласно [3]. Число объектов 300, частота рождения – 10^{-3} лет^{-1} , т.е. $\Delta T = 10^3 \text{ лет}$, фактор заполнения горячей фазы – 50% варьировалось в диапазоне $(1-6) 10^4 K \text{ см}^3$.

Через каждый Δt «рождается» ОСН со случайными начальными параметрами E_{51} , M_{ej} в трехфазной среде с разными филлинг-факторами каждой фазы. При учете давления МЗС рассматривались два случая: 1) полное давление в среде, где «рождается» СН, принимает случайное значение из относительно небольшого интервала, а магнитное поле определяется из соотношения (12); 2) магнитное поле связано с плотностью среды простым соотношением $B \propto n_0^{\kappa}$, а давление определяется из соотношения (12). Число остатков выбирается таким образом, чтобы самый слабый или старый остаток имел скорость ударной волны, сравнимую со скоростью звука в окружающей МЗС. Сразу видно, что число молодых ОСН, к которым наше рассмотрение как раз не применимо, очень мало. В частности, на Рис. 2, где

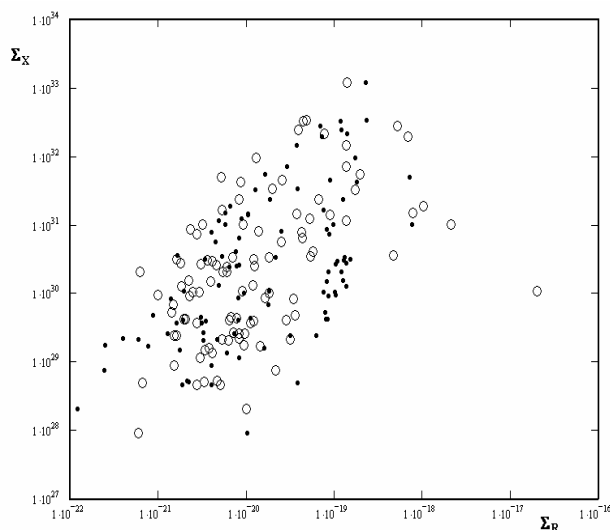


Рисунок 4. Зависимость поверхностной яркости рентгеновского излучения (Σ_X) от поверхностной яркости радиоизлучения (Σ_R). Точками обозначены остатки, радиоизлучение которых эволюционирует согласно модели [4], кружками – по формуле (3) согласно [3]. Число объектов 100, частота рождения – 10^{-3} лет^{-1} , т.е. $\Delta T = 10^3 \text{ лет}$, фактор заполнения горячей фазы – 50%.

представлена одна из реализаций $\Sigma_R - D$ по формулам (3) и (4), молодых ОСН практически нет, так как $\Delta T = 10^3 \text{ лет}$, приблизительно такое же время проводит остаток в фазе свободного расширения. Из сравнения Рис. 2 и 3 видим, что в случае эволюции поверхностной яркости, согласно соотношению (4), разброс значений Σ слишком большой, и почти отсутствует корреляция между Σ и D . В частности, $\Sigma_R \propto D^{-2.08}$ при коэффициенте корреляции $r = -0.7$ для случая (3), $\Sigma_R \propto D^{-1.73}$ при $r = -0.3$ для случая (4) и $\Sigma_R \propto D^{-2.02}$ при $r = 0.76$ для 108 наблюдательных ОСН, приведенных на Рис.3. Как видно, результаты применения формулы (3) лучше согласуются с эмпирической зависимостью, чем в случае работы зависимости (4).

Важно отметить, что при построении модельного распределения мы никак не учитывали эффекты селекции, которые неизбежно влияют на эмпирические

зависимости $\Sigma - D$. В частности, слабые и большого диаметра ОСН на наблюдательной диаграмме совершенно отсутствуют, а на модельной они есть. Поэтому, при сравнении модельного и эмпирического распределений мы будем ориентироваться на верхний правый угол на диаграмме $\Sigma - D$.

Рассмотрим также хорошо известные наблюдательные факты, такие как зависимости плотности плазмы от диаметра. При всех реализациях коэффициент корреляции зависимости $n_e - D$ по модулю больше 0.5. Обычно считают, что причиной такой зависимости является испарение облаков в ходе эволюции остатка в трехфазной среде. Однако эта зависимость имеет место и в случае, когда роль облаков наблюдательно не проявляется. Например, в работе [12] выявлен эффект уменьшения концентрации электронов с ростом диаметра для специально выбранной группы оболочечных в рентгене остатков. Интересно отметить, что корреляция диаметров с энергией вспышки практически отсутствует. Существенное расхождение между предсказаниями двух моделей проявляется в зависимости поверхностная яркость – плотность среды, как это ожидаемо по виду зависимостей. Наша модель предсказывает сильную корреляцию (с коэффициентом $r \geq 0.95$) Σ_R с n_e , в согласии с результатом, полученным впервые в работе [14]. Интересно отметить, что корреляция Σ_R с энергией вспышки почти отсутствует не в одной модели. Корреляция между Σ_X и Σ_R почти одинаковая ($r \leq 0.55$) для обоих вариантов теории радиоизлучения, даже модель (3) дает чуть лучшую корреляцию, чем модель (4). Таким образом, это сравнение не позволяет сделать однозначный выбор между моделями радиоизлучения.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ

Статистические зависимости между различными параметрами остатков сверхновых,

построенные с помощью метода Монте-Карло, очень хорошо согласуются с эмпирическими зависимостями, полученными на основе наблюдательных данных в рентгеновском и радиодиапазонах. Выявлена более сильная зависимость известных эмпирических зависимостей $\Sigma_R - D$, $N(< D) - D$, $D - n_e$ и др. от концентрации вещества в МЗС, чем от энергии вспышки. Модель, описывающая радиоизлучение оболочечных ОСН, основанная на механизме регулярного ускорения в приближении пробных частиц и без генерации магнитного поля, лучше согласуется со статистикой ОСН, чем модель, основанная на нелинейной теории с генерацией магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Green D. A. **A Catalogue of Galactic Supernova Remnants** (2006 April version). 2006, Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, Cambridge, UK, ("http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/").
2. Бережко Е.Г., Елшин В.К., Крымский Г.Ф., Петухов С.И. **Генерация космических лучей ударными волнами**. 1988, Новосибирск, Наука, -182с.
3. Berezhko E.G., Völk H.J. The theory of synchrotron emission from supernova remnants. **Astron.Astrophys.** 2004, vol. 427, pp.525 – 536.
4. Asvarov A.I. Radio emission from shell-type supernova remnants. **Astron. Astrophys.** 2006, vol. 459, pp.519-533.
5. Седов Л.И. **Методы подобия и размерности в механике**. 1972, М; Наука, -440 с.
6. Truelove J.K., McKee C.F. Evolution of nonradiative supernova remnants. **Astrophys.J. Suppl.Ser.** 1999, vol.120, pp.299-326.
7. Cox D.P., Anderson P.R. Extended adiabatic blast waves and a model of the soft X-ray background. **Astrophys.J.** 1982, vol.253, pp. 268-289.
8. Гинзбург В.А. **Теоретическая физика и астрофизика**.1981, М; Наука, -504 с.
9. Shklovsky I.S. Secular Variations of the flux and Intensity of Radio Emission from Discrete Sources. **Sov.Astr.** 1960, vol.4, pp. 243-249.
10. Rakowski C. E. Electron ion temperature equilibration at collisionless shocks in supernova remnants. **Adv. Space Res.**, 2005, vol. 35, pp.1017-1026 (e-print arXiv:astro-ph/0503636)
11. McKee C. F., Ostriker J. P. A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. **Astrophys.J.** 1977, vol.218, pp.148-169.
12. Tsunemi H., Enoguchi H. Relation between the hot gas pressure inside a supernova remnant and its size. **Adv.Space Res.** 2004, vol. 33, pp.416-421.
13. Urošević D., Pannuti T.G., Duric N., Theodorou A. The $\Sigma - D$ relation for supernova remnants in nearby galaxies. **Astron.Astrophys.** 2005, vol.435, pp.437-447.
14. Berkhuisen E.M. Properties of supernova remnants at known distances. I - Surface brightness and radio spectral index. **Astron.Astrophys.** 1986, vol.166, pp. 257-270.

ÖRTÜK TIPLİ YENİ İFRAT ULDUZ QALIQLARININ RADIÖ VƏ RENTGEN ŞÜALANMASI Asvarov A.I., Novruzova H.I.

Örtük tipli ifrat yeni ulduz qalıqlarının (İYUQ) radio və rentgen şüalanmasının təkamülü hesablanıb. Monte Karlo metodun köməyi ilə radio və rentgen diapazonunda qalıqların işıqlanmaları üçün nəzəri asılılıqlar modeləşdirilib və müşahidələrlə müqayisə olunub. Bu müqayisə göstərir ki, sınaq hissəcikləri yaxınlaşmasında requlyar sürətlənmə mexanizminə əsaslanan İYUQ radioşüalanması modeli qeyri-xətti nəzəriyyə və zərbə dalgası cəbhəsində maqnit sahəsi generasiyasına əsaslanan modellərə nisbətən müşahidə materiallarını daha yaxşı təsvir edir.

Aparıcı sözlər: ifrat yeni ulduz qalıqları, şüalanma mexanizmləri

RADIO AND X-RAY EMISSION OF SHELL TYPE SUPERNOVA REMNANTS

Asvarov A.I., Novruzova H.I.

The evolution with diameter of the radio and X-ray emissions of the shell-type supernova remnants is calculated. Statistical dependences of the surface brightnesses in the radio and X-ray ranges are simulated with the help of the Monte Carlo method and are compared with the observational ones. The comparison of the radio and X-ray emissions shows that the model of the radio emission based on the diffusive shock acceleration in test-particle approximation better describes the observational data than the model based on the non-linear shock acceleration mechanism with magnetic field generation.

Key words: supernova remnants, mechanisms of emission

Дискуссия

“ЛУННЫЙ МАСТЕР” МУКАННА – ИЗОБРЕТАТЕЛЬ РТУТНОГО ТЕЛЕСКОПА

©2007 г. А.А. Рустамов

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси**НАН Азербайджана**(e-mail: abasrustam@box.az)*

В статье на основании фактов, взятых из сочинений Абд ар-Рашид ал-Бакуви и Мухаммеда Наршахи, доказано изобретение и применение Муканной (Хашим ибн-Хаким) рефлекторного – ртутного телескопа.

Ключевые слова: история астрономии, история телескопа, ртутный телескоп, Муканна, Луна Нахшаба.

При равномерном вращении круглого сосуда вокруг вертикальной оси, поверхность содержащейся в нем жидкости приобретает форму параболоида вращения. Это хорошо известное физическое явление в 1908 году известным физиком Робертом Вудом было положено в основу создания его ртутного телескопа. Это «самое бесполезное» его изобретение принесло ему большую популярность. Его телескоп, представляющий собой установленное на дне колодца под коровником вращающееся блюдо с ртутью, стал сенсацией. Стоя на краю колодца, люди смотрели вниз и поражались видом звезд, которые сияли как яркие электрические лампы, висящие в воздухе.

«Новый телескоп раскроет загадки вселенной. Населен ли Марс?», «Ртутное зеркало, изобретенное гением из Балтимора, приближает Луну к Земле до нескольких миль» – такими заголовками пестрели страницы ведущих газет. "Ассошиэйтед Пресс" и научно-популярные издания также набросились на новое изобретение, а коровник стал местом паломничества ученых и любопытных.

Эти выдержки взяты из книги Вильяма Сибрука «Роберт Вильямс Вуд. Современный чародей физической лаборатории» [1].

В начале XV века Абд ар-Рашид аль-Бакуви (выходец из Баку) в своей книге «Сокращение [книги о] «памятниках» и чудеса царя могучего» [2] описывал событие 1200-летней давности, произошедшее в городе Нахшаб (около тематику (телескопические наблюдения Луны), данное сообщение Бакуви можно

Бухары), и в сильной степени напоминающее балтиморское событие.

«(110) НАХШАБ — известный город в Хорасане. Там много святых и мудрецов. Отсюда происходит мудрец Ибн аль-Мукаффа, вырывший колодец, из которого выходила луна. Люди видели ее, и она походила на луну [настоящую]. Это стало известно повсюду, и люди стекались в Нахшаб, чтобы увидеть луну, и дивились ей. Невежественные люди считали его волшебником, но это было не что иное, как инженерная хитрость и отражение лучей луны: на дне колодца нашли большой таз, наполненный ртутью. И в итоге все это привело к удивительному чуду, о котором везде говорили, и оно прославилось так, что люди упоминали об этом в стихах и поговорках...».

Здесь, так сказать, комментарии излишни. Очевиден факт состоявшегося научного открытия, заключающегося в том, что найдены веские доказательства изобретения и создания первого на Земле телескопа с ртутным зеркалом и проведения на нем наблюдений в 70-80-ые годы 8-го века Муканной (почему не Мукаффой, а Муканной, см. дальше). Учитывая специфику источников историографии, осложненную в данном случае большой отдаленностью по времени первоисточника (XV век) и описываемого события (VIII век) и неизвестную научную отнест к классу наиболее точных и научно достоверных.

Можно считать простительными заблуждения Бакуви относительно инженерных достоинств устройства Муканны. Он считал, что в колодце Муканны имело место простое зеркальное отражение Луны от поверхности ртути. Бакуви упустил из виду то, что таким простым способом нельзя было удивить многочисленную толпу людей. Он не смог и не мог понять, что похожее на настоящую, на большую Луну изображение, может давать только вогнутая поверхность зеркала, т.е. фактически ртутный телескоп. Такие поверхности дают яркие и увеличенные изображения, которые видны невооруженным глазом только из определенного положения. Ничего не знающие о подобных зеркалах люди в ночное время подходили к колодцу, вырытому у подножия Сияма и, посмотрев вниз, видели прямо перед глазами яркую и большую Луну. И они верили, что блестящая на небосводе настоящая Луна выходит из колодца Муканны.

Наряду с рукописью ал-Бакуви существуют многочисленные исторические источники и легенды, повествующие о личности и деяниях Муканны, о его «ложной» луне, о «луне Нахшаба», о «луне Сиям», ставшей метафорой для поэтов. Например, в поэме «Хосров и Ширин» Низами Гянджеви о нем так писал:

«Что смастерил луну, уподобясь Муканне,.

Что к лику одному — другой припал с алчбой,.

Что бурю поднял он умелой ворожкой,.

Что сердцу Сладостной, как враг, ...»

Муканна возглавлял антифеодальное и антиарабское восстание в Средней Азии в 70–80-х гг. VIII в., известное также как движение "людей в белых одеждах". Основными движущими силами его движения являлись кочевые туркоязычные племена Средней Азии. Влияние Муканны на политическую жизнь халифата продолжалось и после его гибели в 781 году, вплоть до XII века. Интересно, что английский поэт Томас Мур часть своей поэмы «Lalla Rookh» [3] посвятил ему.

Мухаммад Наршахи в своем сочинении «История Бухары» [4] сообщает о Муканне: «...был человек родом из окрестностей Мерва, из селения, которое называется Каза; имя его было Хашим, сын Хакима. Он раньше занимался прачечным ремеслом, а потом

предался изучению наук и собрал сведения всякого рода... Он прочел много книг по древним наукам и приобрел большое искусство в волхвовании... Прозвание Муканны получил потому, что ходил с покрытым лицом и головой... 50,000 человек из войска Муканны, из жителей Мавараннагара, из тюрок и прочих, собрались к воротам крепости Муканны и с земными поклонами просили, чтобы он удостоил их своего лицезрения... Он дал приказание женщинам, которые были с ним в крепости в числе ста..., чтобы каждая из них взяла по зеркалу и вышла на вершину крепости и чтобы они держали зеркала одно против другого. Когда лучи солнца упали на землю и все женщины взяли в руки свои зеркала и держали их ровно, одно против другого, народ уже собрался; когда солнце осветило зеркала, то вследствие отражения, вся окрестность была залита светом. Тогда Муканна сказал рабу: "Скажи моим рабам, что Бог покажет им свое лицо, — пусть смотрят". Посмотрели они и увидели, что весь мир как бы залит светом; они испугались и все разом упали ниц...»

Приведенный отрывок, помимо биографических данных, демонстрирует также его глубокие знания по катоптрике (отражение света). В отличие от Архимеда, Муканна, используя зеркала парами, достиг максимально возможного освещения солнечным светом. Он фактически впервые использовал целостатную (в данном случае, гелиостатную) оптическую систему, широко используемую в современных солнечных телескопах. Такую оптическую систему, по видимому, использовал он и раньше, над нахшабским колодцем у подножия Сияма, для расширения поля обзора своего вертикального ртутного телескопа.

На широтах Нахшаба (около 40°) Луна всегда кульминирует ниже зенита. Максимальная высота в интервале (70°–75°) бывает в течение нескольких дней. Использование таких дней при внеосевых наблюдениях позволяли бы Муканна в лучшем случае устроить полчасовые-часовые сеансы в течение одной ночи. Исторические источники свидетельствуют о том, что его представление продолжалось все время, пока Луна сияла на ночном небосклоне. Это

значит, что он с помощью двух плоских зеркал освещал дно своего колодца: «...Муканна Мервези построил в Мавераннахре некий механизм; он выводил из-за одной горы нечто вроде луны в то же самое время, когда вставала луна, так что люди той округи видели; продолжительное время он употреблял эту уловку. Когда отвратил людей той страны от мусульманства и шариата, он объявил себя богом...» [5].

Главной проблемой для ртутного телескопа Муканны являлось бы получение равномерного вращения с необходимой постоянной скоростью. Фокусное расстояние такого объектива связан с фокусным расстоянием по формуле [6]:

$$L = gT^2 / (8\pi^2)$$

Согласно формуле, при вращении жидкого объектива со скоростью 1 оборот за 10 секунд его фокусное расстояние равняется 12.4 м. При увеличении скорости вращения в 2 раза фокусное расстояние объектива становится равным 3.1 м.

Получение равномерного вращения таза, наполненного ртутью, с нужным периодом было вполне под силу средневековой

механике. Для этого Муканна мог бы поместить свой объектив в чане с водой и использовать вращение, создаваемое движением подвешенного через блок груза и механические стабилизаторы вращения. Конечно, он мог достичь желаемого эффекта и без всяких механических ухищрений, ограничиваясь лишь инерционным вращением таза, подвешенного на длинных веревках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сибрук, Вильям. **Роберт Вильямс Вуд. Современный чародей физической лаборатории.** 1946, Ленинград, ОГИЗ, -123с.
2. Абд ар-Рашид ал-Бакуви, **Сокращение [книги о] «памятника» и чудеса царя могучего**, в пер. З.Буниятова. 1971, М., -224 с.
3. Мур, Томас. **Лалла Рук.** 1986, М: Радуга, - 58с.
4. Мухаммад Наршахи. **История Бухары.** 1897, Ташкент, -187 с.
5. Низамимцакмак. **Сийасятнама.** 1987, Баку, ЕЛМ, -208с.
6. Frantz, Marc. <http://www.math.iupui.edu/m261vis/LMirror/mirrorproof.html>

“MOON MASTER” MUKANNA – DISCOVERER OF MERCURY TELESCOPE
Rustamov A.A.

In article on the basis of the scientific facts taken from the works Abd ar-Rashid al-Bakuvi and Muhammad Narshahi proved the invention and application Mukanna (Hashim ibn-Hakim) reflector - mercury telescope.

Key words: history of astronomy, history of telescope, mercury telescope, Mukanna, “moon of Nahshab”

CIVƏ TELESKOPUNU KƏŞF EDƏN “AY USTASI” MÜQƏNNA
Rüstəmov A.A.

Məqalədə Abd ər-Rəşid Bakuvî və Məhəmməd Nərşahinin əsərlərinə əsaslanaraq, Müqənnə Həşim ibn-Hakim tərəfindən civə teleskopunun ilk dəfə kəşf edilməsi və tətbiqi göstərilmişdir.

Açar sözlər: astronomiya tarixi, teleskopun tarixi, civə teleskopu, Müqənnə, “Nəşəb ayı”

СНОВА О ПРОСТРАНСТВЕ И ВРЕМЕНИ

© 2007 г. С.Г. Рзаев

Институт физики НАНА

(director@physics.ab.az)

Установлено, что «пространство» и используемое в современной квантовой теории поля понятие «физический вакуум» есть не что иное, как «мировой эфир», представляющий собой субстанцию, из которой рождается материальный объект, который искривляя пространство создает время. Таким образом, установлена иерархия пространство→материальный объект→время и раскрыта физическая суть времени. Показано, что физическое поле есть возмущенное состояние эфира.

Ключевые слова: пространство, время.

По представлениям древних философов основу всего сущего составляют четыре элемента – вода, воздух, огонь и земля, а эти элементы в свою очередь возникли из чего-то незримого, так называемого эфира. Научный интерес к эфиру начали проявлять в XVII веке, когда стало известно, что свет обладает волновыми свойствами. Тогда общепринятым было мнение, что волны могут распространяться только в среде. Поэтому и считали, что свет может распространяться только в среде. Этой средой служил эфир. Исходя из этого, можно было определить как направление распространения, так и преломление света на границе двух различных сред (принцип Гюйгенса-Френеля). В конце XIX века стало известно, что свет имеет электромагнитную природу, Физики в начале XIX века «убедившись» в отсутствии эфира, ошибочно предположили, что электромагнитные волны являются особым видом материи, и как материя они могут распространяться в пустоте. Иными словами, электромагнитные явления представляют собой специфический вид движущейся материи, т. е. у них нет материального носителя, в виде эфира, они сами являются видом материи. Причины и следствия этой ошибки раскрываются ниже.

Во второй половине XIX века (1876 г.) Максвелл получил уравнения распространения электромагнитных волн и установил, что свет имеет электромагнитную природу [1,2]. Распространение света от небесных светил (Солнце, звезды) рассматривалось, как распространение электромагнитных волн в космическом эфире. Наибольший интерес к изучению свойств эфира проявлял Лоренц, считавшийся патриархом физиков конца XIX и начала XX вв. Интересно проследить эволюцию точки зрения Лоренца на эфир [1-4]. С самого начала (1875 г.), приняв модель абсолютно непо-

движного эфира Френеля, он утверждал, что электромагнитные волны, распространяясь в эфире, воздействуют на ионы. Таким образом, он считал эфир проводником электромагнитных волн. В 1892 г. Он уже утверждает, что эфир не взаимодействует с веществом, не участвует в движении веществ, лишен всяких физических свойств и на этой основе создает электронную теорию. Здесь он эфир представляет как невесомую материю. Лоренц, исходя из своего представления об эфире и желая объединить разрозненные понятия физики электричества в рамках теории Максвелла, предположил, что заряженные частицы взаимодействуют с эфиром, вызывая в нем возмущения, которые, в свою очередь, влияют на окружающие частицы. Он предполагает, что «электрические» частицы являются весомой материей, и эфир проникает внутрь частиц. О силе, с которой эфир действует на частицы, он говорит: «...если эта сила зависит от движения других частиц, то только потому, что это движение изменяет состояние эфира». Лоренц получил выражение для силы, с которой поле действует на заряженные частицы, известной ныне как лоренцова сила. На основе этих фундаментальных соображений он сформулировал электродинамику движущихся тел, высшим достижением которой явился вывод френелевского коэффициента увлечения для движущихся сред.

В соображениях Лоренца о свойствах эфира выявляется следующее противоречие: с одной стороны он полагает, что эфир не взаимодействует с веществом, а с другой стороны он говорит о силе, с которой эфир действует на «электрические» частицы, являющиеся весомой материей (веществом).

Вплоть до 1904 г. Лоренца интересовал вопрос переделки максвелловской континуальной теории в его электронную теорию, кото-

рая должна была объяснить взаимодействие вещества и эфира таким образом, чтобы можно было сохранить эфир Френеля и френелевский коэффициент его увлечения. В связи с этим он пишет [2]: «В любом случае, мы должны приписать иону кажущуюся массу, поскольку его движение сообщает некоторую энергию эфиру... Вопрос о том, существует ли помимо кажущейся также истинная масса иона, является исключительно важным; здесь мы соприкасаемся с вопросом о связи между весомой материей, эфиром и электричеством».

В 1895 г. Лоренц уточняет понятие абсолютно неподвижного эфира [2]: «Само собой разумеется, что не может быть и речи об абсолютно покоящемся эфире: такое утверждение совершенно бессмысленно. Когда я говорю для краткости о покоящемся эфире, я имею в виду лишь то, что одна его часть не смещается относительно другой и что все возможные движения весомых тел совершаются относительно эфира». В этом предположении утверждение «одна его (эфира) часть не смещается относительно другой» противоречит допущению Френеля о частичном увлечении эфира движущимися средами, хотя сам Лоренц своими расчетами неоднократно подтверждал правильность формулы Френеля для коэффициента частичного увлечения эфира движущимися средами.

Следует отметить, что Лоренц приписывает эфиру некоторую субстанциональность. В прочитанной им лекции в Колумбийском университете в 1906 г. он говорит [2]: «Я поневоле вынужден считать эфир, который может являться вместилищем электромагнитного поля с его энергией и его колебаниями, наделенным до некоторой степени субстанциональностью, пусть даже иной, чем у обычной материи». В своих лекциях, прочитанных в Геттингене в 1910–1912 гг., он утверждает [2]: «... эфир должен быть полностью лишен свойств, подобных плотности и упругости...». Лоренц ради того, чтобы наделить эфир субстанциональностью, готов даже принять принцип относительности, который для него означает невозможность выделить систему отсчета, покоящуюся относительно эфира. Он никоим образом не намеревается отказаться от концепции эфира как такового и от представления о существовании абсолютного времени. Он был твердо убежден, что эфир существует, как способ сохранить представление об абсолютном времени.

В 1915 г. Лоренц снова заявляет, что желание или нежелание говорить об эфире – это вопрос вкуса; но если кто-либо не хочет использовать эфир потому, что он «не пахнет

относительностью», тогда пусть попытается объяснить, почему сигналы распространяются со скоростью света.

Существенно отметить, что Лоренц, подобно Ньютону, абсолютизировал не только время, но и пространство. По этому поводу в 1922 г. он говорил: «... мы можем использовать понятия пространства и времени, которые были привычными для нас и которые я лично считаю совершенно ясными и, более того, четко отделенными одно от другого».

Как видно, в трудах Лоренца прослеживается твердая убежденность в существовании эфира, хотя свойства, которыми он наделял эфир, порой противоречили друг другу. С целью обнаружения эфира и выяснения его природы и свойств проводились различные эксперименты. Так, например, Физо в 1851 г. экспериментально подтвердил достоверность формулы Френеля, выражающей зависимость коэффициента увлечения эфира от показателя преломления среды n [1]: $\alpha = 1 - 1/n^2$. Он установил, что движущаяся среда увлекает эфир не полностью, а частично. Таким образом, Физо экспериментально подтвердил существование эфира. С другой стороны, в 1881 г. попытка Майкельсона и Морли экспериментально обнаружить эфир увенчалась неудачей. Эту неудачу, невзирая на результаты эксперимента Физо, физики возвели в ранг истины и постановили, что эфир отсутствует, хотя авторы эксперимента отрицательный результат эксперимента объяснили полным увлечением эфира Землей, а Лоренц объяснил это сокращением длины в направлении движения Земли по орбите. Следует отметить, что отрицательный результат эксперимента Майкельсона-Морли ставил под сомнение и объяснение звездной аберрации.

Наконец в 1904 г. Трутон и Нобль экспериментально также не обнаружив эфир поставили точку в этом вопросе. Хотя отрицательный результат этого опыта можно объяснить ошибкой самой идеи опыта [3]. На самом деле, если магнитное поле возникает в эфире, относительно которой движутся заряженные пластины конденсатора, то оно не будет изменяться, поскольку ни величина заряда на пластинах, ни ее плотность не изменяются во время движения. Плотность заряда могла бы измениться за счет изменения площади пластин конденсатора, обусловленная изменением длины пластины в направлении движения Земли по орбите вследствие зависимости длины от скорости. В этом эксперименте изменение скорости, обусловленное суточным вращением Земли вокруг своей оси, даже на экваторе составляет < 0.5 км/с. Изменение

длины пластины (высота при этом практически остается неизменной), вызванное столь малой скоростью, будет ничтожно малой и поэтому оно не будет оказывать никакого влияния на плотность заряда пластин, т. к. площадь пластины, равная произведению ее длины на высоту, при движении Земли по своей орбите не изменяется. Вследствие этого обнаружить изменение магнитной энергии в данном эксперименте практически невозможно. Этим и объясняется отрицательный результат опыта Трутона-Нобля.

Обобщив результаты экспериментов по обнаружению эфира, ученые в начале XX века постановили, что эфир отсутствует и межзвездное пространство пусто, т.е. небесные тела движутся в вакууме. В отмене эфира решающую роль сыграл Эйнштейн, устранивший парадоксы электромагнитных явлений, отказавшись от абсолютного пространства и абсолютного времени, а также объяснявший фотоэффект существованием фотона. Постулированием фотона он показал, что свет может распространяться и в пустоте. Тем самым можно было объяснить распространение света от небесных светил в пустоте. Кроме того, было принято, что электромагнитные волны являются особым видом материи, которые могут распространяться в пустоте. С тех пор интерес к эфиру угас.

Интерес к вакууму возрос после того, как выдающийся физик прошлого века П.А.М. Дирак в 1928 г. разрешил проблему отрицательных энергий [4], сделав смелое предположение: «Раньше вакуум представляли как совершенно пустую область пространства, т.е. область, в которой совсем ничего нет. Сейчас мы вынуждены принять другую картину. Можно сказать, что вакуум есть область в пространстве с минимально возможной энергией. Таким образом, примем новую картину вакуума, в которой заняты все состояния с отрицательной энергией и свободны все состояния с положительной энергией. Любая дырка среди состояний с отрицательной энергией, соответствует античастице... Частицы могут создаваться каким-то другим видом энергии, например энергией электромагнитных волн. Внося в вакуум возмущение, электромагнитные волны могут выбить электрон из состояния с отрицательной энергией в состояние с положительной энергией, так возникнут электрон и позитрон». Таким образом, физический вакуум представляет собой «море» всевозможных так называемых виртуальных частиц и античастиц, которые под действием сильных полей (например, электромагнитных и гравитационных) могут перейти в реальное состояние. В

1932 г. Андерсон, открыв античастицу – позитрон, подтвердил правильность соображений Дирака о вакууме. Отметим, что в Коране отмечено, что все небесные тела (звезды и др.) не просто движутся, а **плавают** по своим орбитам, т.е. они находятся в некоей среде, заполнившей весь внутренний объем Вселенной, ибо тела могут плавать только в какой-либо среде [5,6].

Необычайно высокий интерес к изучению свойств вакуума с конца прошлого века, и достижения последних нескольких лет в космологии и в квантовой физике также подтверждают гениальность предположения Дирака. Так в ряде работ была подтверждена возможность рождения пар электрон-позитрон и других частиц под действием изменяющихся сильных гравитационных и сверхсильных электрических полей [7-13]. В конце XX века были опубликованы первые данные [10] о том, что вакуум отнюдь не пустота, а особая сплошная среда, идеально равномерно заполняющая всю Вселенную, плотность которой всюду и всегда постоянна и положительна, а его давление отрицательно. Из-за отрицательного давления и возникает антитяготение.

Наблюдаемые вакуумные эффекты [7-13] свидетельствуют о том, что **вакуум является особым состоянием материи, т.е. вакуум не пустота, а среда с присущей ей особыми свойствами**. Эту среду древние философы называли эфиром, а современные физики ее называют физическим вакуумом. Как отмечал академик А.Б. Мигдал [13]: «Его можно было снова назвать эфиром, если бы не боязнь путаницы с наивным противоречивым понятием эфира XIX века». Отметим, что существование эфира, хотя и с оговоркой признавал и сам Эйнштейн [14]. Дело в том, что Эйнштейн отождествлял тяготение с искривлением пространства. Поскольку тяготение искривляет четырехмерные мировые линии всех без исключения тел, мы можем считать тяготение искривлением самого пространства. Вследствие такого искривления частица в такой области будет двигаться по искривленной мировой линии. Этот вывод следует из общей теории относительности. Иными словами, тяжелые тела, создавая вокруг себя гравитационные поля, меняют метрические свойства пространства. Эти свойства являются физическими. Таким образом, если пространство обладает определенными физическими свойствами, то его следует рассматривать как материальную среду. Именно эту среду Эйнштейн и называл эфиром. Поэтому поводу он говорил [14]: «Согласно общей теории относительности пространство обладает физическими

качествами, в этом смысле, следовательно, существует эфир», т. е. пространство отождествляется с эфиром. Таким образом, теория относительности открывает путь к реабилитации эфира и отождествляет его с пространством, т.е. под пространством следует понимать весь внутренний объем Вселенной, заполненный эфиром. Но с другой стороны и вакуум, который раньше считался пустым пространством внутри Вселенной, оказывается, тоже является средой, о чем свидетельствуют последние данные [7-13].

Учитывая, что пространство отождествляется с эфиром и с вакуумом, можно сделать вывод о том, что **пространство, вакуум и эфир суть одно и то же**, т.е. это среда, заполняющая весь внутренний объем Вселенной. Эту среду в дальнейшем по мере необходимости будем именовать и пространством, и эфиром и вакуумом. Как было показано выше, эта среда обладает рядом уникальных свойств и из нее под действием сильных и переменных полей могут рождаться частицы, обладающие определенной массой покоя.

Следует отметить, что современные теории образования Вселенной (инфляционная и Большого взрыва) предсказывают рождение на ранних стадиях ее образования очень слабо взаимодействующих элементарных частиц с неравной нулю массой покоя [8,9]. Инфляционная теория образования Вселенной [8] свидетельствует о том, что до рождения частиц, обладающих массой покоя, т.е. до Большого взрыва, было только инфлатонное поле, которое заполняло собой все пространство. В результате флуктуаций в этом поле образовалась однородная конфигурация размером 10^{-33} см, которая в дальнейшем послужила источником рождения частиц с ненулевой массой покоя, составляющих основу всех небесных тел. Это поле существует и ныне, т.е. рождение частиц и небесных тел продолжается. Как отмечено в [8], описанный процесс рождения Вселенной «практически из ничего» опирается на строго научные расчеты. Интересно отметить, что в аятах Корана [XXXIX-46], также говорится, что Аллах создал Землю и небеса **из ничего** [5,6]. Здесь следует уточнить понятие “из ничего”. В данном случае вместо “из ничего” правильное было бы использовать понятие “из небытия”, которое означает – материя не имеющая форму, что соответствует эфиру. Следовательно, мы можем утверждать, что Вселенная родилась из эфира (вакуума).

Следует обратить внимание на то, что исходным моментом теории образования Все-

ленной является существование некоего инфлатонного поля, заполняющего все пространство, из которого впоследствии рождаются частицы – кирпичики небесных тел Вселенной. Поле, как будет показано ниже, согласно [3,5], является возмущенным состоянием эфира. Здесь мы вновь встречаемся с некоторой средой – инфлатонным полем, заполняющим все пространство. Эту среду мы выше называли эфиром. Таким образом, появился еще один синоним эфира – инфлатонное поле, из которого рождаются частицы, составляющие основу вещественного мира.

Из вышесказанного можно сделать вывод, что материя разделяется на два вида: **особый вид материи – эфир, который заполняет весь внутренний объем Вселенной и, рожденный из него при определенных условиях, вещественный мир, т. е. на эфир и вещество**. Из последнего следует, что вещество (частицы и тела) рождается из пространства (эфира, вакуума). Но с другой стороны, принято считать, что пространство и время являются атрибутами материи. Действительно, и в философии и в науке господствует мнение, что четырехмерность математической модели физического мира отражает известное представление о том, что пространство и время являются формами существования материального мира дополняющими друг друга противоположностями. Давайте посмотрим, до какой степени справедливо такое утверждение.

Прежде всего, кратко рассмотрим основные взгляды на пространство и время. В отношении «пространства» и «времени» исторически сложились две концепции. Одна из них основывается на независимости «пространства» и «времени» от материи (Демокрит, Ньютон), а другая – на существовании такой зависимости (Аристотель, Лейбниц). Ньютон считал [15,16], что пространство и время являются абсолютными и независимыми как друг от друга, так и от материи. Он утверждал, что абсолютное пространство – это особая сущность, бесконечная пустота, лишенная вещества (вообще материи), в которой перемещаются все тела. Она ни на что не воздействует и на нее ничто не может воздействовать. Оно абсолютно однородно, изотропно, неподвижно, неизменно, проницаемо и непрерывно. Оно имеет три измерения и характеризуется законами геометрии Эвклида.

Абсолютное время, по Ньютону – это особая сущность, «чистая длительность», которая течет равномерно, независимо от материи или каких-либо процессов, происходящих в бесконечной Вселенной. Оно имеет лишь

одно измерение, т.е. оно изменяется только в одном направлении – от прошлого к будущему. Лейбниц, отрицая субстанциональность пространства, т. е. отделение пространства от материи, писал [16]: «Если спросят, что такое пространство без тела, то я, не колеблясь, отвечу, что я ничего не знаю об этом. Если бы не было созданных вещей, то не было бы и пространства и времени, следовательно, не было бы действительного пространства». Он полагает, что пространство является порядком сосуществования тел, а время порядком последовательности: «Я неоднократно подчеркивал, что считаю пространство, так же как и время, чем-то чисто относительным». Пространство – порядком сосуществований, а время – порядком последовательностей.

Концепции пространства Ньютона и Лейбница, пространства как вместилища материальных объектов и пространства как порядка сосуществования материальных объектов, противостояли друг-другу прежде всего в отношении взаимосвязей материи и пространства. Эти концепции явились историческими истоками двух основных геометрических концепций.

Две противостоящие философские концепции породили две противостоящие геометрические концепции пространства: концепцию неоднородных пространств Римана и концепцию однородных пространств Клейна. В определении структуры пространства решающую роль играют метрические потенциалы g_{ik} , которые образуют так называемый фундаментальный метрический тензор. Если в любой точке пространства можно построить такую систему координат, в каждой точке которой элементарная длина будет выражаться теоремой Пифагора, то всё пространство является евклидовым. Если в каждой точке нужно вводить свою собственную систему координат, чтобы длина приняла пифагоров вид, то пространство называется римановым. В этом случае g_{ik} изменяются от точки к точке, т.е. пространство является неоднородным, а точнее искривленным. В общей теории относительности составляющие g_{ik} являются потенциалами поля тяготения, а само поле представляет собой не что иное, как искривление пространства. Последнее свидетельствует о неразрывной связи поля тяготения и метрических свойств пространства и времени.

Следует отметить, что именно неоднородные пространства Римана, имеющие свой коррелят в концепции Лейбница, отвергавшей отрыв пространства от материи, получили реализацию в физической теории – общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна,

которая дала естественнонаучное доказательство взаимосвязи пространства, времени и материи. Эйнштейн в отличие от Ньютона полагал, что время и пространство неоднородны и между ними существует симметрия [14–16]. Исходя из этого, он создал новую теорию тяготения. Им впервые было установлено, что под действием поля тяготения структура (геометрия) пространства изменяется. Новый взгляд на пространство и время позволили Эйнштейну не только объяснить известные факты, что невозможно было сделать в рамках теории тяготения Ньютона, но и предсказать новые эффекты. Это и смещение перигелия орбит некоторых планет, и искривление лучей света в гравитационном поле, и изменение частоты квантов света в зависимости от напряженности гравитационного поля.

Диалектический материализм, основываясь на связи между движением, пространством, временем и материей, утверждает, что движение, пространство и время являются формами существования материи и, следовательно, невозможны как самостоятельные, независимые от материи сущности. Существенно отметить, что и в ОТО и в диалектическом материализме утверждается несомненная связь между пространством, временем и материей. Существование этих понятий друг без друга немыслимо. Более того, в диалектическом материализме утверждается, что и пространство и время зависимы от материи, т.е. пространство и время являются атрибутами материи. Детальный анализ этих понятий показывает, что это не совсем так. На самом деле, как было показано выше, во Вселенной все частицы и состоящие из них тела рождены из эфира. Т. е. вещество рождается из пространства, которое до появления вещества было невозмущенным, однородным, изотропным, трехмерным (евклидовым). Из сказанного следует, что весомая материя (вещество) рождается из невесомой материи – эфира. Появившееся вещество создает вокруг себя гравитационное поле, которое, согласно ОТО, есть не что иное, как искривление пространства [14]. Искривление пространства (эфира) означает, что оно переходит в новое возмущенное состояние, которое приводит к изменению ее метрики, и трёхмерный эфир под действием вещества переходит в четырёхмерный континуум – пространство–время (пространство Минковского), т.е. четырёхмерный континуум (пространство–время) – есть не что иное, как возмущённый эфир. Следовательно, **гравитационное поле – это возмущенная веществом область эфира.**

Таким образом, под действием гравитационного поля, созданного веществом, у трёхмерного пространства (эфира) появляется четвёртое измерение – время. Откуда следует, что время появляется вследствие искривления пространства обусловленного веществом, которое в свою очередь рождается из пространства (эфира). Из последнего следует, что время создано веществом. Зависимость времени от материальных тел (вещества) обуславливает относительность одновременности событий (одно из фундаментальных понятий теории относительности) и **одновременность зависит от материального окружения, в котором происходят те или иные процессы.** Т.е. каждое тело создаёт своё собственное - локальное время и оно на самом деле относительно. Иными словами, события одновременные в одной системе координат могут быть не одновременными в другой системе координат. Поэтому для каждой системы координат, связанной с определенной системой тел, существует своё время и для измерения интервала времени в каждой системе координат выбирают свою единицу измерения – интервал времени между двумя какими-либо событиями в данной системе координат. Например в качестве эталона измерения времени в свое время были избраны: один полный оборот Земли вокруг своей оси - один день (сутки, 24 часа); один полный период обращения Земли вокруг Солнца - 1 год (365 дней); один полный цикл изменения фаз Луны - 1 месяц (29,5 дней); 9192631770 периодов электромагнитных колебаний излучения атома ^{137}Cs - атомная секунда. На самом деле, понятие “время” связано с событиями. А события происходят только внутри вещества или между материальными телами. И мы, характеризуя эти события, говорим: оно произошло до или после какого-то события, какое-либо событие происходит чаще или реже другого. Одним словом, время определяется событиями. Отметим, что, согласно современным теориям образования Вселенной [8,9], первым событием во Вселенной было рождение частиц, из которых позже образовались космические тела. Значит можно считать, что **началом времени служит появление в пространстве первой частицы.** Это то самое привилегированное начало отсчета **абсолютного времени**, которое в дальнейшем не зависит от выбора равноправных, произвольных начальных дат. С появления этой частицы начинается отсчет возраста Вселенной. Это время в дальнейшем не зависит от системы отсчета и пространственного поло-

жения, а, следовательно, и материального окружения точки, в которой оно определяется и в этом смысле оно абсолютно. Это время правильнее будет называть **вселенским** или **космическим**. Поэтому это время следует отличать от **собственного (локального) времени**, которое создано отдельными телами и зависит от пространственного положения точки и его материального окружения и в этом смысле оно относительно, так как зависит от системы отсчета, в которой оно определяется. До появления первой частицы в пространстве никаких событий не было, и оно находилось в абсолютном покое, т. е. время отсутствовало. Оно также исчезнет после коллапса Вселенной, который обязательно произойдет согласно пульсирующей модели развития Вселенной. Таким образом, **космическое время имеет начало и конец.**

Сказанное можно представить следующим образом. Если упростить задачу и представить эфир в виде упругой двумерной плоскости, то возникновение поля тяготения в эфире под действием тела, можно пояснить следующей аналогией. Если на упругую двумерную плоскость положить груз, то под действием тяжести эта плоскость прогнётся. Область прогиба составляет ту часть плоскости, которая под действием силы тяжести тела стала трёхмерной, т.е. под действием тела двумерная плоскость прогибается и двумерная поверхность превращается в трёхмерную. Иными словами, тело, создавая третье измерение, переводит двумерное пространство в трёхмерное.

Однако известно, что в области прогиба плоскости изменится и величина её упругости. Как область прогиба плоскости, с её изменившейся упругостью, является её особым, а точнее, возмущённым состоянием, так и гравитационное поле является возмущённым состоянием эфира, в которое он переходит под действием тела. Кстати, электрическое поле таким же образом можно считать особым (возмущённым) состоянием определённой области эфира, вокруг заряженных тел, в которое оно переходит под действием заряда. Эта область эфира также характеризуется изменившейся упругостью. Распространение области с изменившейся упругостью в эфире создает электромагнитные волны. Распространение электромагнитных волн в эфире аналогично распространению звуковых волн в воздухе. Иными словами, материальной основой электромагнитных волн является эфир, а сами по себе электромагнитные волны не являются материей и не могут распространяться

в пустоте. Тем более, как было показано выше, во Вселенной нет пустоты.

Из выше сказанного следует, что **гравитационные и электромагнитные поля представляют собой не что иное, как эфир с локально изменившейся упругостью, т.е. физическое поле это возмущенное состояние эфира.** Сказанное можно пояснить на следующем примере. При растяжении куска резины или изгибе стальной пластины в них возникают упругие поля, которые переводят их в неравновесное (возмущенное) состояние. Появление поля в этих телах не приводит к появлению дополнительной материи (массы), т.е. поле само по себе не является материей. Как, например, волна, которая представляет собой процесс распространения возмущенного состояния в среде, передаёт энергию от одной области пространства к другой без переноса массы. А упругое поле является просто локальным возбуждением среды без возникновения дополнительной массы. Отметим, что упругое поле создаёт некоторую энергию и по принципу эквивалентности предполагается, что этой энергии соответствует некоторая масса m , в которой должна заключаться энергия $m \cdot c^2$ (где c – скорость света). На самом же деле в реальности этой массы нет.

В отличие от электромагнитного поля, природу которого ещё предстоит выяснить, природа гравитационного поля ясна и в ОТО она представляется как искривление пространства. Но с другой стороны, как было отмечено выше, искривление пространства, обусловленное веществом, создаёт четвёртое измерение пространства – время, т.е. время является проявлением кривизны пространства. Следовательно, можно прийти к заключению, что **время является мерой кривизны пространства.** В качестве подтверждения такого заключения можно привести формулу, связи между радиусом кривизны Вселенной A и её Возрастом t [9]:

$$A = c \cdot t \sqrt{\frac{\rho_{кр}}{\rho - \rho_{кр}}},$$

где c – скорость света, t – время, ρ и $\rho_{кр}$ – соответственно средняя и критическая плотности вещества во Вселенной. Время в этой формуле соответствует возрасту Вселенной.

Как следует из вышесказанного, вещество рождается из пространства (эфира, вакуума) и создаёт время. Следовательно, пространство существовало до появления вещества, а время до появления вещества отсутствовало, оно появляется только вместе с веществом.

Последнее свидетельствует о том, что время появляется вместе с веществом и исчезает вместе с ним, т.е. время является атрибутом вещества. Так как пространство существовало до появления материи (вещества), то оно не может быть атрибутом материи. **Пространство является субстанцией, из которой рождается вещество.** Рождение частиц (вещества) из пространства (эфира, вакуума) является первым событием во Вселенной, которое дало начало времени. Оно начинается с первого события во Вселенной – рождения частиц (вещества) из пространства, т.е. время является атрибутом вещества. Следовательно, время имеет начало и к пространству не имеет прямого отношения. Таким образом, время соотносится с пространством через вещество. Иными словами, вещество является связующим элементом между пространством и временем. Из сказанного следует, что время без пространства не существует, в то время как пространство без времени существует. Если учесть, что развитие научных определений понятия времени происходит в соответствии с развитием общих представлений о Вселенной, материи, взаимодействии, причинности, то, принимая во внимание выше изложенное, в итоге можно дать следующее определение времени: **время есть мера искривлённости пространства, обусловленная веществом, которая характеризует последовательность и частоту событий и измеряется в относительных единицах относительно выбранного эталона длительности и частоты событий.** Данное определение можно интерпретировать как ответ на вопрос о времени, сформулированный в [17]: «...представляет ли собой время некую первичную, фундаментальную, абсолютно самостоятельную сущность, является ли оно особой субстанцией в спинозовском ее понимании как причины самой себя (*causa sui*), или же оно есть нечто вторичное, производное чего-то другого, по отношению к нему более фундаментального и первичного? » Кроме того, в этом определении раскрывается физическая суть времени и оно свидетельствует в пользу реляционной концепции времени.

Из выше сказанного следует. Если бы в своё время Ньютон не абсолютизировал пространства и не считал бы его полной пустотой и согласился с тем, что пространство – это не пустота, а внутренний объём Вселенной, заполненный эфиром, а Лейбниц согласился с тем, что пространство создают не материальные объекты, а они сами рождаются из пространства, то наверное не было бы и противоречия между их концепциями. То же

самое можно сказать о концепциях однородных пространств Клейна и неоднородных пространств Римана. На самом деле, как было показано выше, объекты (тела) рождаются из пространства (эфира) и существуют в пространстве. **До появления тел пространство было однородным, изотропным, евклидовым.** После рождения тел, под их действием пространство изгибается, и в нём появляются неоднородности, т.е. **неоднородности создают тела, рождённые из пространства.**

Как полагал Эйнштейн, время и пространство не абсолютны, и между ними существует симметрия [14–16]. Он также полагал, что они являются атрибутами материи. Так в Нью-Йорке, на просьбу журналиста в нескольких словах пояснить суть теории относительности, он сказал [14]: «Прежде считали, что, если все материальные тела исчезнут из Вселенной, то время и пространство сохранятся. Согласно же теории относительности пространство и время исчезнут вместе с телами». Т.е. время и пространство создают материальные тела. Но, как было показано выше, в действительности пространство является субстанцией, из которой рождаются материальные тела. Поэтому правильный ответ должен быть таким: если все материальные тела исчезнут из Вселенной, то вместе с ними исчезнет и время, а пространство останется. В теории относительности основным положением является симметрия пространство – время. Как было нами отмечено, действительно время без пространства не существует. И в этом Эйнштейн прав и следствия, вытекающие из теории относительности, правильны. Но, вместе с тем, нами было показано [3], что пространство без времени существует. И время создаётся материальными телами (веществом). Таким образом, вместо равноправных аспектов существования пространства, времени и материи (вещества) появляется их иерархия: пространство → материя (вещество) → время. Однако это никак не отражается на результатах теории относительности. Поскольку любая физическая теория, в том числе и теория относительности, имеет дело с материальными телами – субъектами теории, которые порождают время, то существование этих тел уже обеспечивает связь пространства и времени и поэтому теория относительности предполагает одновременное существование пространства и времени, а что из них первично или вторично для следствий, вытекающих из теории относительности, никакого значения не имеет. Первичность или вторичность этих понятий носит чисто философский характер.

Как было показано выше, рождение частиц (тел) из пространства (эфира, вакуума) было первым событием. До этого события в пространстве (эфире) никакие процессы не происходили. Отсутствие каких-либо процессов в пространстве свидетельствует о том, что оно находится в абсолютном покое. С появлением первой частицы появляется и движение (атрибут материи), которое создаёт кинетическую энергию – эквивалент температуры. Откуда следует, что до появления частиц в пространстве оно находилось в абсолютном покое и её энергия, а следовательно и температура, были равны нулю. Принимая во внимание сказанное, и учитывая, что материя разделяется на два вида – эфир и вещество, можно сделать следующий вывод: **эфир – это трехмерная субстанция с нулевой энергией (температурой), в которой отсутствует вещество.** И, как следствие из этого определения, впредь целесообразнее вместо «вакуума» употреблять понятие «эфир», а «пространством» называть математический, абстрактный, пустой объём.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фриш С.Э., Тиморева А.В. **Курс общей физики.** т. I–III, 1962, Москва, «Наука», -386 с.
2. Гольдберг С. Электронная теория Лоренца и теория относительности Эйнштейна. **УФН.** 1970, т. 102, с. 261–278.
3. Рзаев С.Г. Физический вакуум, Новый взгляд на пространство и время (на азерб. яз.). **Преподавание физики, математики и информатики.** 2006, №4, с. 36–40.
4. Дирак П.А.М. Релятивистское волновое уравнение электрона. **УФН.** 1979, т.128, с.681–685.
5. Рзаев С.Г. Коран и современная наука (на азерб. яз.). 2006, Баку, «Нурлан», -148 с.
6. Рзаев С.Г. Коран- критерий истины (на азерб. яз.). 2003, Баку, «Мин бир махнь», -168 с.
7. Мартыненко А.П. Вакуум в современной квантовой теории. **Соросовский Образовательный Журнал.** 2001, №5, с. 86–91.
8. Рубин С. Мир, рожденный из ничего. **Вокруг Света.** 2004, №2, с. 56–65.
9. Новиков И. Д. Эволюция Вселенной. . 1983, М., «Наука», -583 с.
10. Караченцев И.Д., Чернин И.Д. Острова в океане темной энергии. **ВМН.** 2006, №11, 31–37.
11. Смолянский С.А. Вакуумное рождение частиц в сильных электромагнитных полях. **Соросовский Образовательный Журнал.** 2001, №2, с. 69–75.
12. Черепашук А.М. Гравитационное микророзливание и проблема скрытой массы. **Соросовский Образовательный Журнал.** 1998, №3, с. 92–99

13. Мигдал А.Б. **Поиски истины**. 1983, М., «Молодая гвардия», -571с.
14. Кузнецов Б.Г. Эйнштейн. 1967, Москва, «Наука», -672 с.
15. Дышлевый П.И., Кравченко А.М., Роженко Н.М. **Философия и физика**. 1968, Киев, «Наукова Думка», -112 с.
16. Андреев Э.П. **Пространство микромира** 1969, М., «Наука», -124 с.
17. Молчанов Ю.Б. **Проблемы времени в современной науке**. 1990, М., «Наука», -452 с.

YENƏ DƏ MƏKAN VƏ ZAMAN HAQQINDA

Rzayev S.Q.

Məkan»ın müasir fizikada sahənin kvant nəzəriyyəsi «fiziki vakuum» adlandırıdığı mühitlə və «dünya efiri»lə eyni olduğu göstərilmişdir. Fiziki sahənin efirin həyacanlanmış forması olduğu göstərilmişdir. Məkanın (efirin) substansiya olduğu və bütün maddi varlığın ondan yaranıb məkanı əyməklə zamanı yaratdığı göstərilmişdir. Beləliklə məkan→maddə→zaman iyerarxiyası müəyyənləşdirilmiş və zamanın fiziki məgzi açıqlanmışdır.

Aparıcı sözlər: zaman, məkan.

AGAIN ABOUT OF SPACE AND TIME

Rzayev S.Q.

It was found, that space and concept “vacuum”, that is used in modern quantum theory of field is “ether”. Ether is substance from which the all matter objects originated and that creates time by bending the space. So, the following hierarchy – space→matter object→time was formulated and physical meaning of time was revealed. It was discovered that physical field is an excited form of ether.

Key words: spase, time.