

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

**AZƏRBAYCAN  
ASTRONOMİYA  
JURNALI**

Cild 10 – № 2 – 2015

Azerbaijan National Academy of Sciences

Национальная Академия Наук Азербайджана

**AZERBAIJANI  
ASTRONOMICAL  
JOURNAL**

**АСТРОНОМИЧЕСКИЙ  
ЖУРНАЛ  
АЗЕРБАЙДЖАНА**

Volume 10 – No 2 – 2015

Том 10 – № 2 – 2015

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

**REDAKSIYA HEYƏTİNİN TƏRKİBİ:**

**Baş Redaktor:** N.S. Cəlilov

**Baş Redaktorun Müavini:** E.S. Babayev

**Məsul Katib:** P.N. Şustarev

**Üzvlər:**

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

**Beynəlxalq Şura:**

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

**Texniki redaktor:** Əsgərov A.B.

**İnternet səhifəsi:** <http://www.shao.az/AAJ>

**Ünvan:** Azərbaycan, Bakı, AZ-1001, İstiqlaliyyət küç. 10, AMEA Rəyasət Heyəti  
Jurnal AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında ([www.shao.az](http://www.shao.az)) nəşr olunur.

**Məktublar üçün:** ŞAR, Azərbaycan, Bakı, AZ-1000, Mərkəzi Poçtamt, a/q №153

**e-mail:** [aaj@shao.az](mailto:aaj@shao.az); **tel.:** (+99412) 439 82 48; **faks:** (+99412) 497 52 68

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

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

**Web- адрес:** <http://www.shao.az/AAJ>

**Главный редактор:** А.С.Гулиев

**Заместитель главного редактора:** Э.С.Бабаяев

**Ответственный секретарь:** П.Н.Шустарев

**Технический редактор:** Аскеров А.Б.

**Адрес редакции:** Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалийят 10, Президиум НАНА

Журнал издается в Шамахинской Астрофизической

Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАНА

**Адрес для писем:** Азербайджан, Баку, AZ-1000, Главпочтамт, а/я №153, ШАО

**e-mail:** [aaj@shao.az](mailto:aaj@shao.az)

**тел.:** (+99412) 439 82 48

**факс:** (+99412) 497 52 68

© Национальная Академия Наук Азербайджана, 2015 г.

© Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2015 г. Все права защищены.

**Баку - 2015**

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

**Technical Editor:** Asgarov A.B.

**Editorial Office address:** ANAS, 10, Istiglalyyat 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](mailto:aaj@shao.az)

**tel.:** (+99412) 439 82 48

**fax:** (+99412) 497 52 68

© 2015, Azerbaijan National Academy of Sciences.

© 2015, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved.

**Baku -2015**

## MÜNDƏRİCAT

YUPİTERİN SPEKTRİNDƏ NH <sub>3</sub> 6475 Å XƏTLƏRİNİN TƏDQIQI Ə.Ə. Ətai, X.M. Mikayılov, Z.S. Fərziyev, İ.Ə. Ələkbərov, Ə.Ə. Hübətova	5
BALMER SIÇRAYIŞLARI VƏ ONLARIN MAQNİT ULDUZLARININ PEKULYARLIQ EFFEKTİ İLƏ ƏLAQƏSİ S.H. Əliyev, V.M. Xəlilov	13
SANTİMETRLİK DALĞA UZUNLUĞUNDA GÜNƏŞ RADİOŞÜALANMASI FLUKTUASIYASININ TƏDQIQI VƏ GÜCLÜ GÜNƏŞ ALIŞMALARININ PROQNOZLAŞDIRILMASI Ş.Ş. Hüseyinov, S.Ş. Hüseyinov, V.M. Somsikov, Y.N. Levin, L.Andreyev, V.İ. Kopitin	21
NEYTRİNO-ANTİNEYTRİNO CÜTLƏRİNİN ELEKTRON-POZİTRON CÜTLƏRİNƏ ANNİHİLİYASINA XARİCİ MAQNİT SAHƏSİNİN TƏSİRİ R.E. Qasımova, V.A. Hüseyinov, N.Y. Əkbərova, H.B. Qasımova, E.M. Mahmudlu	26

## CONTENTS

INVESTIGATION OF THE NH <sub>3</sub> LINES NEAR $\lambda 6475 \text{ \AA}$ IN THE SPECTRUM OF JUPITER A.A. Atai, Kh.M. Mikayilov, Z.S. Farziyev, I.A. Alekperov, A.E. Humbatova	5
THE BALMER DISCONTINUITY AND THEIR CONNECTION WITH THE PECULARITY EFFECTS OF MAGNETIC STARS S.H. Aliyev, V.M. Khalilov	13
THE STUDY OF FLUCTUATIONS OF THE SOLAR RADIO EMISSION IN THE CENTIMETER RANGE AND PREDICTION OF POWERFUL SOLAR FLARES Sh.Sh. Guseynov, S.Sh. Guseynov, V.M. Somsikov, Y.V. Levin, L. Andreev, V.I. Kopitin	21
INFLUENCE OF EXTERNAL MAGNETIC FIELD ON ANNIHILATION OF NEUTRINO-ANTINEUTRINO PAIRS INTO ELECTRON-POSITRON PAIRS R.E. Gasimova, V.A. Huseynov, N.Y. Akbarova, H.B. Gasimova, E.M. Mahmudlu	26

## СОДЕРЖАНИЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНИЙ NH <sub>3</sub> В ОБЛАСТИ $16475 \text{ \AA}$ В СПЕКТРЕ ЮПИТЕРА А.А. Атаи, Х.М. Микаилов, З.С. Фарзиев, И.А. Алекперов, А.Э. Гумбатова	5
БАЛЬМЕРОВСКИЕ СКАЧКИ И ИХ СВЯЗЬ С ЭФФЕКТОМ ПЕКУЛЯРНОСТИ У МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД С.Г. Алиев, В.М. Халилов	13
ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МОЩНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК Ш.Ш. Гусейнов, С.Ш. Гусейнов, В.М. Сомсиков, Ю.Н. Левин, Л. Андреев, В.И. Капытин	21
ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АННИГИЛЯЦИЮ НЕЙТРИНО- АНТИНЕЙТРИННЫХ ПАР В ЭЛЕКТРОН- ПОЗИТРОННЫЕ ПАРЫ Р.Э. Гасымова, В.А. Гусейнов, Н.Я. Акбарова, У.Б. Гасымова, Э.М. Махмудлу	26

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНИЙ $\text{NH}_3$ В ОБЛАСТИ $\lambda$ 6475 Å В СПЕКТРЕ ЮПИТЕРА

© 2015 г. А.А. Атаи, Х.М. Микаилов, З.С. Фарзиев,  
И.А. Алекперов, А.Э. Гумбатова

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана  
(e-mail: atai1951@yahoo.com)*

В 2014 году спектральные наблюдения в видимой области спектра отдельных областей на диске Юпитера были проведены с помощью эшелле-спектрометра, установленного в фокусе Кассегрена 2-х метрового зеркального телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории. Эшелле-спектрометр совместно с ПЗС-камерой обеспечивал спектральное разрешение  $R=14000$  с дисперсией  $10 \text{ Å/мм}$ . Были изучены особенности изменения интенсивности линий поглощения аммиака в области полосы  $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ Å}$  в спектрах разных деталей диска Юпитера.

Линия поглощения аммиака  $6495.7 \text{ Å}$  обнаружена только в спектре БКП Юпитера. Ранее эта линия была отмечена в лабораторном спектре Giver, она отсутствует в спектре, полученном Mason, а в теоретическом спектре аммиака была отмечена при  $6495.9 \text{ Å}$ . Сравнение характеристик линии аммиака в спектрах различных деталей позволяет исследовать горизонтальные неоднородности распределения аммиака на диске Юпитера.

**Ключевые слова:** Юпитер, аммиак, линии поглощения,  $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ Å}$

Исследования атмосфер планет с высоким спектральным разрешением позволяет выявить многие факторы, действующие в их атмосферах, которые влияют на наблюдаемые линии молекулярных газов. Например, из-за действия известного эффекта Доплера, линии должны расширяться. С другой стороны, водородные линии подвержены ещё и эффекту ударного сужения, из-за которого происходит искажение (сжатие) профиля линии, обусловленного доплеровским расширением. Кроме того, при больших давлениях добавляется ещё и эффект смещения, который вызывает несимметричное расширение линии.

Полосы поглощения в спектрах Юпитера и других больших планет Солнечной системы были изучены в начале XX века с малой и средней дисперсией Слайфером [1-3], и уже более 100 лет ученые пытаются уточнить химический состав атмосфер планет, чтобы в дальнейшем проследить физические явления, которые в них происходят. Например, на Юпитере только в 1973 году с борта космического корабля «Pioneer-10» было зарегистрировано свечение гелия и определено, что его содержание значительно меньше, чем водорода. Самым важным открытием явилось обнаружение водяного пара в атмосфере Юпитера.

Основной задачей в программе исследования Юпитера космическим аппаратом «Юнона», который стартовал к планете 5 августа 2011 года, является изучение химического состава его атмосферы.

С применением разных методов наблюдений, удалось достаточно точно определить средний молекулярный вес вещества атмосферы Юпитера. Достаточно надежно установлено, что атмосферы планет юпитерианской группы состоят в основном из легких газов - гелия и водорода. Наблюдения на телескопах, оборудованных фурье-спектрографами, обнаружили также ацетилен, этан, дейтеро-метан, дейтеро-водород, фосфен, циана-водород, тетра-гидрид германия, угарный газ и другие молекулярные соединения, которые в незначительных количествах присутствуют в атмосфере Юпитера.

В условиях атмосферы Юпитера метан не конденсируется и содержание  $\text{CH}_4$  от места к месту почти не меняется. Но аммиак, сероводород и вода чувствительны к температурным изменениям в атмосфере Юпитера, и их содержание зависит от глубины и координат на поверхности планеты. Надо отметить, что аммиак играет важную роль в атмосфере Юпитера, почти как водяной пар в земной атмосфере.

Этот молекулярный газ активно участвует в разного рода химических реакциях с углеводородами и серой. В частности, может образовываться гидросульфид аммония  $\text{NH}_4\text{SH}$ , который, как принято считать, является основным фактором в формировании промежуточного облачного слоя в тропосфере Юпитера между аммиачными и водными слоями облаков.

Неоднородное распределение аммиака по диску Юпитера, а также вариации количества этого газа в вертикальном и горизонтальном направлении в атмосфере планеты представляют большой интерес и являются предметом исследования, как наземных наблюдений, так и космических миссий (подробнее об этом в монографиях В.Д. Вдовиченко, Г.А. Кириенко [4,5]).

После введения в строй 2-х метрового телескопа, в ШАО были начаты исследования атмосфер Юпитера и Сатурна [6, 7]. Так в 1969-1974 гг. были получены спектрограммы экватора и центрального меридиана Юпитера, которые уже были изучены нами ранее.

В данной статье приводятся результаты обработки спектрограмм Юпитера для исследования хода поглощения в линиях полосы  $\text{NH}_3$  6475 Å по диску планеты.

В феврале-марте 2014 года (а именно, 7/8.02.; 12/13.02 и 05/06.03. 2014 года) наблюдения Юпитера были проведены с использованием эшелле-спектрометра совместно с ПЗС-камерой (580x530 пкс), установленного в Кассегреновском фокусе

телескопа [8]. Получение и обработка ПЗС-изображений эшелле-спектрограмм осуществлялись с помощью пакета программ DECH 20, разработанного в САО АН РФ Галазутдиновым [9]. В программе DECH 20 имеются три возможности определения эквивалентных ширин: прямое интегрирование, построение профиля ручным способом, и методом Гаусса. Мы использовали прямое интегрирование и метод Гаусса. Различия в получаемых результатах не велико из-за того, что сами линии узкие, с небольшой полушириной.

В течение каждой наблюдательной ночи были получены 14 спектров планеты и 2 спектра стандартной звезды в области длин волн 4700-6800 Å с дисперсией 10 Å/мм у На (спектральное разрешение  $R=14000$ ).

Полученные в одну ночь спектры, как правило, усреднялись и далее обрабатывались результирующий спектр для каждой ночи.

Чтобы определить новые длины волн с учетом смещения фраунгоферовых и планетных линий, была построена дисперсионная кривая с высокой точностью. Для построения кривой дисперсии использовался спектр излучения дневного неба.

В Таблице 1 приведена компиляция из разных источников экспериментально определенных и теоретически вычисленных длин волн линий поглощения аммиака в области полосы поглощения  $\text{NH}_3$  6475 Å.

Таблица 1. Длины волн линий аммиака в полосе поглощения  $\text{NH}_3$  6475 Å.

1[ 10 ]	2[ 11 ]	3[12 ]	4[13 ]	5[14 ]	6[15]
Badger	Chao's	Mason	Giver	Rank	Kiess
6419.5	-	6419.4	-	6443.79	6433.60
6422.2	6425.87	6425.6	-	6444.63	6435.09
6423.3	6426.90	6426.8	-	6445.53	6435.92
6425.5	6429.26	6429.0	-	6446.41	6436.98
6426.5	6429.75	6429.5	-	6447.15	6437.86
6427.8	6433.64	6433.6	-	6449.19	6440.5
6428.6	6434.93	6435.0	-	6451.02	6442.43
6429.7	6435.38	6435.3	6443.79	6452.12	6443.73
6431.8	6437.04	6437.1	6444.63	6452.60	6444.56
6434.5	6437.50	6437.7	6445.53	6457.12	6445.49
6435.6	6441.51	6441.4	6446.41	6459.08	6446.38
6438.2	6441.07	6441.9	6447.15	6460.50	6446.55
6442.5	6442.52	6442.5	-	6465.42	6447.13

1[ 10 ]	2[ 11 ]	3[12 ]	4[13 ]	5[14 ]	6[15]
Badger	Chao's	Mason	Giver	Rank	Kiess
6446.2	6442.97	6442.9	6449.19	6469.64	6448.45
6449.5	6493.84	6443.8	6449.92	6479.30	6449.01
6450.4	6444.63	6444.5	6451.02	6488.24	6450.32
6453.1	6445.59	6445.6	6452.12	6489.86	6451.04
6455.4	6446.42	6446.4	6452.60	6490.45	6452.02
6457.4	6447.21	6447.2	6454.06		6452.51
6460.1	6448.37	6448.5	6454.36		6453.95
6460.8	6451.04	6451.1	6455.84		6454.32
6463.6	6451.12	6452.1	6457.12		6457.11
6464.7	6452.62	6452.6	6459.08		6458.16
6464.9	6454.45	6454.3	6460.50		6459.06
6465.6	6455.90	6455.8	6465.42		6460.42
6467.9	6457.16	6457.1	6467.45		6461.27
6468.2	6458.61	6458.1	6469.64		6465.34
6470.3	6460.50	6460.5	6470.71		6466.49
6474.0	6465.39	6465.4	6474.24		6467.42
6474.7	6470.74	6470.7	-		6468.27
6475.7	6472.04	6472.0	6479.30		6469.64
6478.8	6478.07	6477.9	6488.24		6470.02
6479.6	6478.45	6478.3	6489.86		6470.65
6483.2	-	6478.8	6490.45		6471.94
6485.3	6488.26	6488.4	6495.70		6472.74
6485.8	6489.86	6489.9	6498.73		6473.03
6486.9	6490.53	6490.6	6500.2		6474.16
6488.5	6493.80	6493.8	6501.16		6474.78
6489.5	6498.74	6498.9	6510.97		6476.69
6492.4	6500.01	6500.1			6477.05
6494.9	6505.12	6505.2			6483.36
6495.9	6505.55	6505.7			6484.01
6498.2	6505.10	6506.1			6485.74
6499.3	6506.56	6506.6			6486.18
6501.0	6509.23	6509.3			6488.23
6501.8	6511.01	6511.1			6488.81
6506.6	6511.52	6511.6			6489.85
6510.9	6520.56	6520.5			6490.34
6512.9	6521.46	6521.3			6498.87
6514.9	-	6531.4			
6517.1	6536.42	6536.4			
6519.9					
6522.7					
6525.9					
6528.0					
6529.4					

Таблица 2. Эквивалентные ширины  $W(m\text{Å})$  и полуширины  $\Delta\lambda(\text{Å})$  линий полосы  $\text{NH}_3$   $\lambda 6475 \text{ Å}$  в спектре исследуемых деталей Юпитера

$\lambda(\text{Å})$	EZ		NEB		NT $\tau$ Z		NPR	
	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$W(m\text{Å})$	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$W(m\text{Å})$	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$W(m\text{Å})$	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$W(m\text{Å})$
6433.60	0.55	36.8	0.53	33	0.51	30.6	0.44	27
6435.00	0.23	13.8	0.25	12.3	0.25	9.3	0.30	11.6
6437.80	0.50	53	0.60	59.8	0.64	51.9	0.61	53.2
6444.60	0.47	41	0.60	44	0.57	34.5	0.61	41.5
6445.50	0.52	49.4	0.46	41	0.60	42	0.60	41.8
6446.40	0.52	52.7	0.44	41.8	0.44	35.6	0.52	37.7
6451.12	0.44	42.7	0.42	37.3	0.40	30.8	0.52	35.2
6452.60	0.38	44.8	0.41	43.2	0.39	17.6	0.53	44.8
6454.36	0.55	50.4	0.49	41.8	0.52	19.9	0.43	36.8
6457.12	0.50	56.3	0.54	56.4	0.50	46.3	0.44	37.5
6459.08	0.38	20.1	0.40	21.4	0.47	18.5	0.44	16.3
6460.50	0.42	19.4	0.28	13.8	0.39	16.1	0.44	17.6
6465.40	0.46	29.8	0.44	33.1	0.41	23.8	0.46	21.0
6479.30	0.49	36.3	0.71	47.3	0.63	40.1	0.55	29.3
6488.24	0.48	36.9	0.41	28	0.48	30	0.28	33.2
6489.80	0.64	55.2	0.73	59.4	0.67	54	0.75	55.9
6490.47								
6495.70	-	-		-		-	-	-
6498.70	0.63	74	0.60	71.3	0.55	61	0.61	63.3
6501.60	0.49	37.7	0.54	35.9	0.48	29.1	0.50	31.6
6469.19	0.60	66.8	0.57	67	0.57	61	0.6	62.3

$\lambda(\text{Å})$	STB		SPR		GRS	
	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$W(m\text{Å})$	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$W(m\text{Å})$	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$W(m\text{Å})$
6433.60	0.41	22.1	0.41	23	-	-
6435.00	0.19	7.2	0.16	7.3	0.17	6.5
6437.80	0.59	49.6	0.47	30.7	0.43	30.1
6444.60	0.45	23.7	0.46	22.1	0.64	27.5
6445.50	0.45	27.2	0.66	33.5	0.64	35
6446.40	0.44	29.7	0.54	30.1	0.65	34
6451.12	0.25	16.9	0.47	32.3	0.37	19
6452.60	0.43	36	0.42	34	0.32	19
6454.36	0.37	24.6	0.52	31.4	0.64	37
6457.12	0.43	40.8	0.49	40	0.65	51
6459.08	0.31	12.8	0.44	14.5	0.40	11.3
6460.50	0.23	9.1	0.43	16	0.37	8.6
6465.40	0.39	23.8	0.44	22.4	0.29	11.4
6479.30	0.53	32.6	0.53	25	0.41	21
6488.24	0.66	40.7	0.63	34	0.37	17.9
6489.80	0.66	53	0.44	33.2	0.43	21
6490.47			0.39	27	0.36	22
6495.70	-	-	-	-	0.83	16.5
6498.70	0.69	72	0.76	76.8	0.65	47.9
6501.60	0.41	22.6	0.49	40.8	0.29	17.4
6469.19	0.58	63	0.65	60	0.63	57

\*Примечание:

EZ – Экваториальная зона, STB – Южная умеренная область,  
 NEB – Северная экваториальная полоса, SPR – Южная полярная область,  
 NT $\tau$ Z – Северная Тропическая зона, GRS – Большое Красное Пятно,  
 NPR – Северная полярная зона



В столбцах 1 и 2 (Таблица 1) показаны теоретически вычисленные длины волн для линий поглощения аммиачного газа, выполненные R. M.Badger [10] и S.H. Chao [11]. В столбцах 3, 4, 5 и 6 приведены соответствующие данные по длине волны, определенные по лабораторным измерениям H.P. Mason [12] и L.P. Giver et al., [13], D.H. Rank et al. [14], C.C. Kiess et al., [15].

В результате, нами были определены эквивалентные ширина  $W(m\text{Å})$ , полуширины линий в области полосы поглощения  $\text{NH}_3$   $\lambda 6475 \text{ Å}$  для разных деталей диска Юпитера (Табл.2). В спектрах планеты, полученных в течение трех наблюдательных ночей, 20 линий аммиака оказались пригодными для достаточно уверенной обработки (см. Табл.2). На диске Юпитера были выбраны разные детали, чтобы иметь возможность сравнивать горизонтальное распределение поглощения аммиака (обозначение деталей приведено в примечании).

Полученные величины глубины и полуширины спектральных линий отягощены инструментальным профилем спектрографа. Для определения полуширины инструментального контура были промерены полуширины теллурических линий поглощения атмосферного кислорода  $\lambda 6290 \text{ Å}$  (линия -  $6490.22 \text{ Å}$ ), являющиеся запрещенными, а, следовательно, очень узкими, так что их полуширина должна определяться только полушириной инструментального контура.

Измеренные полуширины и глубины аммиачных линий были пересчитаны за инструментальный контур по следующим приближенным формулам [16]:

$$R = R_{\text{набл.}} \left( 1 + \frac{\gamma_{\text{инст.}}^2}{\gamma^2} \right), \quad (1)$$

$$\gamma = \sqrt{\gamma_{\text{набл.}}^2 - \gamma_{\text{инст.}}^2}, \quad (2),$$

где  $\gamma_{\text{инст.}}$  – полуширина инструментального контура,  $R_{\text{набл.}}$  и  $\gamma_{\text{набл.}}$  – наблюдаемые глубина и полуширина линии,  $R$  и  $\gamma$  – истинные

глубина и полуширина линий поглощения аммиака.

С целью сравнения – контролирования изменений интенсивностей линий поглощения  $\text{NH}_3$   $\lambda 6475 \text{ Å}$  в разных деталях – была выбрана фраунгоферова линия FeI  $\lambda 6469.19 \text{ Å}$ , так как в спектрах исследуемых деталей интенсивность этой линии остаётся практически постоянной. Наблюдения Юпитера в 2014 году показывают, что интенсивность линии поглощения аммиака в полосе  $\text{NH}_3$   $\lambda 6475 \text{ Å}$  в основном в Северной части планеты выше, чем в Южной части диска. А в Южной части диска наибольшая интенсивность отмечается только в некоторых линиях аммиака в спектре БКП. Поскольку интенсивность ненасыщенных линий аммиака прямо пропорциональна числу молекул на луче зрения, то ясно, что обилие  $\text{NH}_3$  в Северной части диска Юпитера больше, чем в Южной части диска, а в Южной части БКП обилие  $\text{NH}_3$  меньше, чем в окружающей области. Эти результаты наблюдений совпадают с данными КА [18].

Была выявлена линия аммиака  $\lambda 6495.7 \text{ Å}$ , которая отмечена в лабораторном списке Гивера и др. [13], а в работе Бадгера и др. [14] отмечена как  $6495.9 \text{ Å}$ . В списке Ибрагимова [7] она отмечена как  $\lambda 6496.0 \text{ Å}$  и отчетливо видна на спектрограмме 1970 г. и на некоторых спектрограммах 1971г. Но в наших наблюдениях в 2014 г. линия аммиака  $\lambda 6495.7 \text{ Å}$  выявляется только в спектре БКП на Юпитере. Стоит отметить, что линия поглощения аммиака  $\lambda 6495.7 \text{ Å}$  отсутствует в лабораторном списке Масона [12]. В спектрах некоторых деталей Юпитера линии поглощений  $\text{NH}_3$   $6490.47$  и  $6489.8 \text{ Å}$  были блендированы друг с другом, и разделить их не представилось возможным, кроме спектров БКП и Южной Полярной области планеты.

Сравнение спектров линий аммиака для разных деталей диска Юпитера показывает сильное изменение их интенсивности. Это определяет горизонтальные неоднородности на диске Юпитера на той глубине облачных слоев, где формируются наблюдаемые линии поглощения аммиака. Полученные наблюдательные данные позволяют вычислить вращательную температуру, изменение концентрации аэрозольных и

газовых составляющих в структурных образованиях, а также степень отклонения от однородности в атмосфере Юпитера. Определение этих параметров атмосферы Юпитера будет предметом следующей статьи.

По результатам наших наблюдений был построен контур линии  $\text{NH}_3$   $\lambda 6451.12 \text{ \AA}$  (Рис.1) с учетом инструментального контура по приближенным формулам (1) и (2).

Хорошо видно из Рис.2, что в районе БКП (GRS) наблюдается минимальное поглощение аммиаком. Однако нельзя забывать, что в результате недостаточно высокого пространственного разрешения во время наблюдений, эти данные несут усредненную информацию в районе исследуемых облачных образований.

На самом деле структура распределения  $\text{NH}_3$  в районе БКП как по результатам CIRS, так и по наземным данным, является сложной [19].

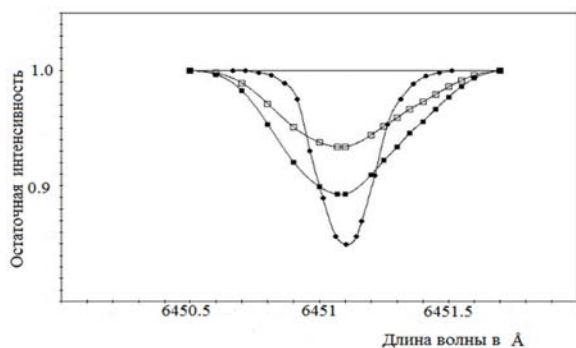


Рис.1. Контур линии поглощения  $\text{NH}_3$   $\lambda 6451.12 \text{ \AA}$  на спектре Юпитера, полученном в ШАО (экваториальная полоса – пустые квадратик - без учета инструментального контура; черные квадратик – с учетом инструментального контура и наблюдение Смита[17] (в центре диска планеты - черные кружки).

Максимальная информация извлекается из наблюдений в фильтрах 8-11  $\mu\text{км}$ , и относится к уровню 550  $\text{мбар}$ , т.е., к промежуточным высотам. Содержание аммиака при продвижении через БКП постоянно показывает асимметрию север-юг, повышаясь на самом северном крае и в ядре вихря ( $\sim 70 \text{ ppm}$ ) и понижаясь к югу, в местах более теплой периферии ( $\sim 30 \text{ ppm}$ ). Тем не менее, все карты параметров атмосферы внутри «интерьера» БКП демонстрируют

асимметрию север-юг, показывая более высокую степень содержания к северу от теплого центрального ядра, ближайшего к SEB, и самые низкие содержания - в симметричной дуге, находящейся вблизи южной периферии рядом с STrZ, которая характеризуется наиболее высокими температурами.

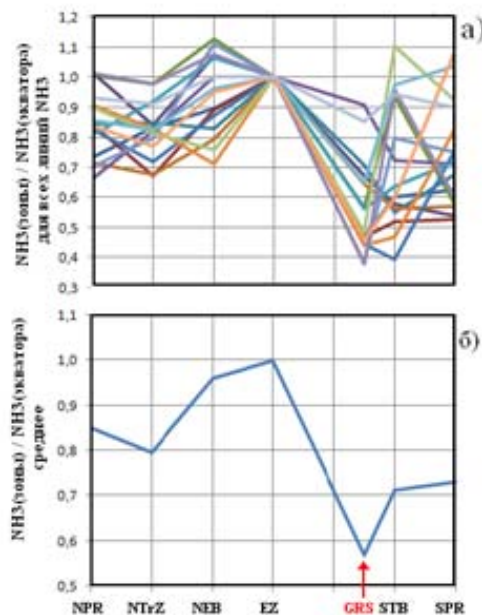


Рис.2. Распределение эквивалентных ширин  $W(\text{m}\text{\AA})$  для разных участков диска Юпитера по отношению с экваториальной областью по данным Таблицы 2. а) – для всех линий аммиака, б) – среднее по всем линиям аммиака.

Аналогичная асимметрия север-юг наблюдалась с помощью IRTF спектроскопии [20], и сильная нехватка аммиака на южном краю БКП указывает на сильное оседание (subsidence) атмосферных масс в этом месте. Недостаток  $\text{NH}_3$  в районе БКП наблюдается обычно над более широким диапазоном широт по сравнению с двумя узкими «разрывами» высокой прозрачности, о которых было сказано выше, и простирается внутрь STrZ и внутрь Южного Умеренного Пояса STB.

Анализ наблюдательных данных по поглощению аммиака в области полосы  $\text{NH}_3$   $\lambda 6475 \text{ \AA}$  показывает сильные вариации интенсивности линий по диску Юпитера. Это ещё раз доказывает важность долговременных наземных спектральных наблюдений

Юпитера (а также и Сатурна) в области линий поглощения аммиака, которые чувствительны, в частности, к локальным температурным изменениям. А это, в свою очередь, помогает понять суть динамических процессов, происходящих в атмосфере Юпитера, которые приводят к исчезновению старых и рождению новых деталей и образований на диске планеты. Конечно, было бы лучше, если эти исследования выполнялись с высоким спектральным и пространственным разрешением в течение длительных промежутков времени, т.е. патрульных наблюдений. Такой подход создает необходимый фундамент для раскрытия тайн неизвестных промежуточных явлений, играющих большую роль в эволюции атмосфер планет-гигантов.

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания и весьма полезные предложения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Slipher V.M. The Spectrum of the Major Planets. **Lowell. Observ. Bull.** 1908, no. 42, 1, p. 231.
- Slipher V.M. Spectrographic studies of the planets. **Monthly Notices Roy. Astron. Soc.** 1933, v. 93, p.657-668.
- Vildt R. Note on the spectra of Jupiter and Saturn. **Veroff. Univ. Sternwarte Gottingen.** 1932, N. 22.
- Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А. **Атмосфера Юпитера. Большое Красное Пятно.** Изд-во.LAP LAMBERT Academic Publishing. 2014,с. 275 .
- Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А. **Исследование Юпитера, Марса Титана и Весты.** Изд-во. LAP LAMBERT, Academic Publishing. 2013, с.386.
- Ибрагимов Н.Б. Исследование планеты Юпитера и Сатурна на двухметровом рефлекторе ШАО. **Астрономический журнал.** 1974,Т.51, №1, с.178-186.
- Ибрагимов Н.Б. Определение содержание аммиака в атмосфере Юпитера. **Астрономический журнал.** 1975,Т.52,№4, с.895- 898.
- Микаилов Х.М. Халилов В.М. Алекберов И.А.Эшелле-спектрометр фокусе Кассегрена 2-метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана.**Циркуляр ШАО.** 2005,№109.с.21-29.
- Галазутдинов Г. А. **Система обработки эшелле-спектров DECH-20.** Нижний Архыз. 1992,- 52 с. (Препринт РАН , Спец. астрофиз. обсерватория; № 92).
- Badger R.M. Absorption bands of ammonia gas in the visible. **Physical Rev.** 1930, V. 35, p.1038-1046.
- Chao S. , The photograph infrared spectrum of gaseous ammonia. **Phys. Rev.**1936, V.50, p.27-37.
- Mason H.P., The abundance of ammonia in the atmosphere of Jupiter. **Astrophys. and Space Sci.** 1970, V. 7, N.3, p.424-436.
- Giver L.P., Miller J.H., Boese R.W. A laboratory atlas of the 5  $\nu_1$  NH<sub>3</sub> absorption band at 6475Å with application to Jupiter and Saturn, **Icarus.** 1975, V.25, N1, p. 34-48.
- Rank D.H. , Fink U. and Wiggins T. A. , Measurements of spectra of gases of planetary interest. II. H<sub>2</sub> , CO<sub>2</sub> , NH<sub>3</sub> and CH<sub>4</sub> **Astrophys. J.** 1966, V. 143, N.3, p. 980-988.
- Kiess C.C., Corliss C.H. and Kiess H.K., High-dispersion spectra of Jupiter. **Ap.J.** 1960, V.132, p.221-231 .
- Кожевников Н.И., Ситник Г.Ф. Хлыстов А.И., Профили и полуширины теллурических линий. **Сообщения ГАИШ,** 1972, №180, с. 3-19.
- Smith W.H.,Macy W., Cochran W., Ammonia in the atmospheres of Saturn and Jupiter. **Icarus.** 1980, V.42. p.93-101.
- Achterberg R. K., Conrath B. J., Gierasch P. J. Cassini CIRS retrievals of ammonia in Jupiter's upper troposphere, **Icarus.** 2006, V.182. p.169-180.
- Fletcher Leigh N., G. S. Orton, O. Mousis, P. Yanamandra-Fisher, P. D. Parrish, P. G. J. Irwin, B. M. Fisher, L. Vanzi, T. Fujiyoshi, T. Fuse, A.A. Simon-Miller, E. Edkins, T.L. Hayward, J. De Buizer. Thermal Structure and Composition of Jupiter's Great Red Spot from High-Resolution Thermal Imaging. **Icarus.** 2010, V.208, p. 306–328.
- Lara L., Bezard B., Griffith C., Lacy J., Owen T. High-resolution 10-micronmeter spectroscopy of ammonia and phosphine lines on jupiter. **Icarus.** 1998, V.131 (2), p.317–333.

## INVESTIGATION OF THE NH<sub>3</sub> LINES NEAR $\lambda 6475 \text{ \AA}$ IN THE SPECTRUM OF JUPITER

A.A. Atai, Kh.M. Mikayilov, Z.S. Farziyev, I.A. Alekperov, A.E. Humbatova

Disk-resolved spectral observations of Jupiter in visible wavelength range were carried out at Cassegrain focus of 2-meter mirror telescope in 2014. We used echelle spectrometer equipped with CCD camera; spectral resolution and dispersion was  $R=14000$  and  $10 \text{ \AA/mm}$ , respectively. The intensity of the absorption lines in the region of the band NH<sub>3</sub>  $\lambda 6475 \text{ \AA}$  in the spectra of the various areas of Jupiter disk was studied. We discovered the absorption line at  $6495.7 \text{ \AA}$  only in the spectrum of GRS on Jupiter. This line was previously registered in Giver's spectrum, is missing in Mason's spectrum, and was signed as  $6495.9 \text{ \AA}$  in theoretical spectrum of ammonia. The comparison of the spectra containing the ammonia lines allows detecting horizontal heterogeneities on Jovian disc.

**Key words:** details on the Jovian disk, absorption lines of ammonia in the  $\lambda 6475 \text{ \AA}$  band

## YUPİTERİN SPEKTRİNDƏ NH<sub>3</sub> $\lambda 6475 \text{ \AA}$ XƏTLƏRİNİN TƏDQIQI

Ə.Ə. Ətai, X.M. Mikayilov, Z.S. Fərziyev, İ.Ə. Ələkbərov, Ə.Ə. Hübətova

2014-cü ildə Şamaxı astrofizika rəsədxanasının 2-m-lik teleskopunun Kasseqren fokusunda qurulmuş eşele spektrometrinin köməyi ilə Yupiterin diskindəki müxtəlif detalların görünən oblastda spectral müşahidəsi aparılmışdır. Eşele spektrometri CCD kamerası ilə spectral ayırdetməni  $10 \text{ \AA/mm}$  dispersiya ilə  $R=14000$  -ə çatdırır. Yupiter diskinin müxtəlif detallarında NH<sub>3</sub>  $\lambda 6475 \text{ \AA}$  zolağı oblastında xətlərin intensivliyinin dəyişməsi xüsusiyyətləri öyrənilmişdir.

$6495.7 \text{ \AA}$  amonyakın udulma xətti yalnız Yupiterin diskindəki Böyük Qırmızı Ləkənin spektrində aşkar edilmişdir. Əvvəllər, ammonyakın nəzəri spektrlərində  $6495.9 \text{ \AA}$  kimi qeyd olunan bu xətt Qiverin laboratoriya spektrində qeyd olursa da, Masonun aldığı spektrlərdə yoxdur. Müxtəlif detalların spektrlərində amonyak xətlərinin xüsusiyyətlərinin müqayisəsi Yupiterin diskində üfqi qeyri-bircisliyi tədqiq etməyə imkan verir.

**Açar sözlər:** Yupiterin diskinin detalları,  $\lambda 6475 \text{ \AA}$  zolağı oblastında NH<sub>3</sub> udulma xətləri

## БАЛЬМЕРОВСКИЕ СКАЧКИ И ИХ СВЯЗЬ С ЭФФЕКТОМ ПЕКУЛЯРНОСТИ У МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД

© 2015 г. С.Г. Алиев, В.М. Халилов

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана  
(e-mail: sabir-shao@rambler.ru)*

В работе представлены результаты определения бальмеровских скачков (D) и эффективных температур нормальных и магнитных звезд спектральных классов В0-F0. Показано, что максимум значений D для магнитных звезд смещен в сторону более низких температур, примерно на 700-1000 K, по сравнению с нормальными звездами. Выявлено уменьшение величины бальмеровского скачка у магнитных звезд, в среднем на 0.05 по сравнению с нормальными звездами.

**Ключевые слова:** магнитные звезды, бальмеровский скачок, эффективные температуры звезд

### 1. Введение

Магнитные звезды являются частью более общего класса химически пекулярных (СР) звезд, расположенных в верхней части главной последовательности (ГП) в спектральном диапазоне В0-F0.

Наиболее общими и основными свойствами магнитных, химически пекулярных (МСР) звезд являются: наличие мощного магнитного поля (несколько  $KGc$ ), сильные аномалии химического состава и относительно малые скорости осевого вращения. Практически все МСР-звезды показывают фотометрические, спектральные и магнитные изменения с одним и тем же периодом, который является периодом вращения звезды.

Распределения химических аномалий и сильного магнитного поля по поверхности и по глубине атмосферы являются неравномерными, носят локальный (в виде пятен) характер. Наличие сильных аномалий химического состава и мощного магнитного поля приводят к изменению структуры и физических параметров атмосфер магнитных звезд.

У этих звезд наблюдается большое количество различных аномалий, которые вызваны многими причинами [1,2]. Среди общих и типичных аномалий: уменьшенный бальмеровский скачок, увеличенное значение эффективных температур, усиление эффекта бланкетирования в пятнистых областях, наличие в непрерывных спектрах широких депрессий (абсорбционных полос) в области  $\lambda$  5200 Å, магнитное усиление различных

химических (пекулярных) элементов (Mn, Si, Cr, S, Eu и др.).

Во многих работах, посвященных изучению магнитных звезд, отмечается, что выше-указанные аномалии связаны, в основном, с эффектом пекулярности, который непосредственно влияет на физические процессы формирования спектральных линий и непрерывного спектра [1, 2].

Понятие эффекта пекулярности ранее употреблялось как эффект пятнистости [3,4]. Дело в том, что распределения химических аномалий и магнитного поля по поверхности МСР-звезд неоднородно и носят пятнистый характер. Однако эти пятнистые области существенно отличаются от солнечных пятен. В отличие от солнечных пятен, размер пятнистой области на поверхности МСР-звезды составляет примерно 15-20% от площади поверхности звезды. Температуры в пятнах у магнитных звезд, в среднем, на 500-1500K. отличаются от значений для нормальных областей, а содержание пекулярных элементов на 2-4 порядка выше, чем у окружающей область пятна атмосферы звезды, соответственно [1,5,6]. Чтобы отличать звездные пятна от солнечных, вместо эффекта пятнистости целесообразно употреблять термин - эффект пекулярности,- эффект, который возникает из-за сильного магнитного поля и аномалий химического состава в пятне.

Цель данной работы - определение бальмеровских скачков и эффективных температур у нормальных и пекулярных звезд, а также выявление их возможных связей с

эффектом пекулярности. Для исследования нами были выбраны представители различных типов пекулярности МСР (38) и нормальных (41) звезд, расположенных в спектральном диапазоне В0-F0 (Табл.1 и 2).

Для решения поставленной задачи были использованы материалы комплексных спектральных, магнитных и фотометрических наблюдений.

## 2. Материалы наблюдений и обработка

Спектральные и магнитные наблюдения, начатые с 1969 г., были проведены на 2-м телескопе ШАО им. Н.Туси НАН Азербайджана. К настоящему времени получено большое количество высококачественных спектров магнитных и стандартных звезд (дисперсия  $4\text{Å}/\text{мм}$ ) в двух вариантах: 1) фотографические ( $\lambda\lambda 3700\text{-}4800\text{Å}$ ) и 2) CCD-спектры ( $4600\text{-}6700\text{Å}$ ), которые были получены в фокусе Куде и Кассегрена на эшелле-спектрометре в сочетании с ПЗС-камерой. Подробная информация о методике обработки CCD-спектров приведена в [10]. Измерения магнитного поля у звезд проводились по спектрограммам, полученным с помощью зеемановского анализатора, изготовленного в Институте Астрофизики Германской Академии Наук, а фотометрические наблюдения для большинства программных звезд были выполнены на  $35\text{ см}$  телескопе ЦИА АН ГДР, установленном на территории ШАО [8,9].

Согласно цели данной работы, из полученных спектрограмм магнитных звезд нами были переобработаны те, которые соответствовали фазам наиболее пекулярной (Р) и относительно нормальной (N) областей на поверхности исследуемых МСР-звезд [7]. Несмотря на наличие пекулярных особенностей, глобальные характеристики МСР-звезд - распределение энергии в спектре, фотометрические индексы, интенсивности линии водорода и некоторых химических элементов, - не сильно отличаются от соответствующих характеристик нормальных звезд того же спектрального класса. Это обстоятельство привело к тому, что в большинстве работ обычно используются хорошо известные методы, разработанные для

атмосфер нормальных звезд, без учета эффекта пекулярности.

С помощью сопоставления фазовых кривых и согласно теории наклонного ротатора, были определены фазы, которые соответствуют наиболее пекулярным (Р) и относительно нормальным (N) областям на поверхности магнитных звезд [7,11].

Были определены эффективные температуры  $T_{\text{eff}}$  в фазах, наиболее пекулярных, относительно нормальной области атмосферы звезды по наблюдаемым профилям водородных линий. В качестве теоретических, были использованы профили, вычисленные в работе [12]. Результаты определения величин  $T_{\text{eff}}$  для пекулярных (Р) и нормальных (N) областей приведены в Табл.1. Как видно из этих значений, эффективные температуры в пекулярных областях, в зависимости от типа пекулярности, в среднем, на  $500\text{-}1500\text{ K}$  больше, чем в нормальных областях. Кроме того, величины  $T_{\text{eff}}$ , особенно для ранних звезд В0-В6, также были определены по показателям цвета в системах UVV и uvby Стремграна. С целью сравнения, были использованы также величины  $T_{\text{eff}}$  из единой системы Глаголевского [13]. Сопоставление показывает, что температуры, полученные по колор-индексам в работе [13] ближе к температурам, которые определены по линиям водорода, полученным для относительно нормальных областей на поверхности МСР-звезд. Поэтому, все полученные значения эффективных температур приведены в нашу систему. Следующим этапом данной работы является определение бальмеровских скачков для магнитных и нормальных звезд.

## 3. Определение бальмеровского скачка

Как известно, значение бальмеровского скачка можно определить различными способами: по колор-индексам в различных системах, по распределению энергии в непрерывных спектрах и т.д. Среди имеющихся способов более точным является метод определения по распределению энергии в непрерывных спектрах. В серии работ Адельмана [15-18] были определены бальмеровские скачки для 72 магнитных звезд по распределению энергии в непрерывных

спектрах. К сожалению, из-за отсутствия достаточного количества наблюдательного материала, у нас нет возможности определить бальмеровские скачки по распределению энергии. Поэтому бальмеровские скачки (D) нами были определены с помощью показателей колор-индексов (B-V) и (U-B) в системе Джонсона. Величины D были вычислены по следующей известной формуле:

$$D = 0.52 + 0.55 Q,$$

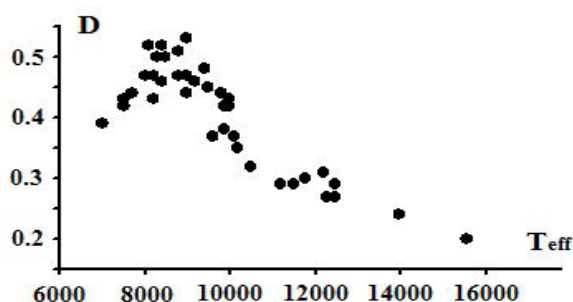
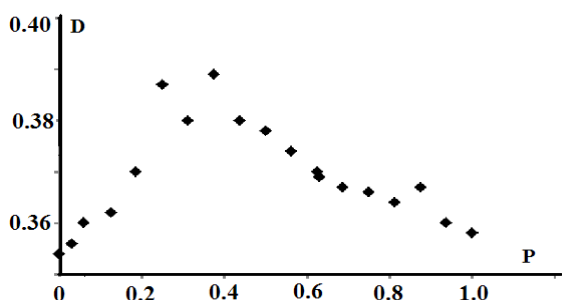
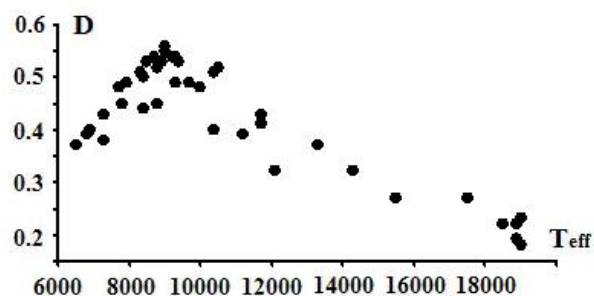
где температурный параметр

$$Q = (U-B) - 0.72 (B-V).$$

С целью сравнения и в качестве контроля найденные нами значения бальмеровских скачков приведены к однородной системе Адельмана. Для этого были определены необходимые поправки  $K(D) = 0.031$ , которые выведены по общим звездам. Окончательные значения величин предоставлены в 7 –ом столбце Таблицы 1. Для сравнения, в столбце 8 Таблицы 1 приведены величины D, полученные в CAO РАН [14], которые также представлены в системе Адельмана.

Таблица 1. Магнитные звезды

HD	$m_v$	SP	(B-V)	(U-B)	Тип пекулярн.	D		Teff, K	
						ШАО	CAO	N	P
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
358	2.06	B 9.6	-0.11	-0.46	Hg, Mn	0.29	0.27	11500	13000
10783	6.56	A 2	-0.055	-0.160	Sr, Cr, Si, Eu	0.42	0.39	9900	10800
11503	4.83	B 9	-0.03	-0.12	Si, Sr, Cr, Eu	0.43	0.46	10000	11200
15089	4.59	A 3.8	+0.072	+0.18	Sr, Cr, Eu	0.47	0.46	8000	9500
18296	5.11	B 8.8	-0.025	-0.24	Si, Sr, Cr, Eu	0.37	0.39	9600	11000
19832	5:65	B 7.3	-0.09	-0.39	Si $\lambda$ 4200	0.27	0.28	12300	13000
25823	5.27	B 6.8	-0.16	-0.49	Si, Sr $\lambda$ 4200	0.27	0.26	12500	13700
34452	5.39	B4	-0.17	-0.55	Si $\lambda$ 4200	0.24	0.20	14000	15700
40312	2.64	B9.1	-0.08	-0.18	Si	0.42	0.44	10000	11000
65339	6.00	A2	+0.13	+0.05	Sr, Cr, Eu	0.47	0.44	8200	9500
68351	5.59	B9	-0.080	-0.120	Si, Cr, Sr	0.46	0.46	9200	10300
71866	6.75	A5	+0.095	+0.020	Si, Cr, Eu	0.46	-	8400	9400
74521	5.65	A1	-0.095	-0.245	Si, Sr	0.37	0.35	10100	10900
78316	5.23	B9	-0.105	-0.445	Hg, Mn	0.29	0.30	12500	13400
108662	5.25	A0	-0.040	-0.115	Sr, Cr, Eu	0.44	0.44	9800	10500
108945	5.49	A2	+0.055	+0.10	Sr, Eu	0.52	-	8400	9200
112185	1.68	A1	-0.025	+0.015	Cr, Eu	0.51	0.53	8800	9500
112413	2.90	A0	-0.115	-0.440	Si, Hg, Cr	0.29	0.36	11200	12500
118022	4.93	A2	+0.030	+0.010	Sr, Cr	0.43	0.45	8200	9600
124224	4.90	A0	-0.13	-0.41	Si 4200	0.31	0.31	12200	13000
133029	6.16	B9	-0.135	-0.43	Si, Cr	0.32	0.36	10500	11500
137909	3.72	F2	+0.27	+0.11	Sr, Cr, Eu	0.42	0.40	7500	8600
140160	5.26	A0	+0.04	+0.05	Sr	0.50	-	8300	9500
140728	5.48	B9	-0.070	-0.30	Si, Cr	0.53	-	9000	10200
148112	4.5	A2	-0.000	-0.040	Cr, Eu	0.47	0.48	9000	9800
153882	6.29	B9	+0.035	+0.040	Cr, Sr	0.50	-	8500	9400
173650	6.39	B9	+0.03	-0.011	Si, Cr	0.47	-	8800	1000
176232	5.90	A7	+0.250	+0.105	Sr, Cr, Eu	0.44	0.44	7700	9500
179761	5.15	B8	-0.070	-0.400	Si	0.30	0.33	11800	12500
184905	6.62	A0	-0.110	-0.230	Si, Sr, Cr, Eu	0.35	0.33	10200	11000
189849	4.6	A4	+0.180	+0.160	Am	0.43	0.45	7500	8400
192678	7.12	A4	-0.015	-0.015	Cr	0.44	0.48	9000	10000
196502	5.2	A2	+0.080	+0.106	Sr, Cr, Eu	0.52	0.51	8100	8900
201601	5.0	A9	+0.09	+0.26	Sr, Cr, Eu	0.39	0.40	7000	7800
204411	5.4	A4	0.07	0.16	Si, Cr, Hg	0.38	0.49	9900	10400
215038	8.18	A0	-0.045	-0.047		0.48	-	9400	10500
215441	8.84	A0	+0.025	-0.515	Si 4200	0.20	0.18	15600	16600
220825	4.94	A2	-0.03	-0.01	Sr, Cr, Eu	0.45	0.43	9500	101000

Рис.1 Зависимость D от  $T_{\text{eff}}$  для магнитных звезд.Рис.2 Зависимость D от фазы вращения (P) для магнитной звезды  $\alpha^2$  CVn.Рис.3. Зависимость D от  $T_{\text{eff}}$  для нормальных звезд

Сравнение этих величин показывает, что значения бальмеровских скачков, полученные в ШАО и САО, имеют небольшие различия. По-видимому, это связано с тем, что бальмеровские скачки переменны и изменяются с периодом вращения магнитных звезд. Изменение величин D с периодом вращения были обнаружены для большинства исследуемых магнитных звезд (HD19832, HD34452, HD108662, HD112185 и т.д.). В качестве примера на Рис.2 представлены фазовые кривые для магнитной звезды HD112413 ( $\alpha^2$  CVn).

Бальмеровские скачки для нормальных звезд были получены тем же способом, как это

было сделано для МСР-звезд. Выявлено различий зависимости D от эффективной температуры для нормальных и магнитных звезд посвящено много работ, свидетельствующих об аномалии бальмеровских скачков у магнитных звезд. К сожалению, при определении температуры во всех предыдущих работах не учтены эффекты пекулярности и об аномалиях величин D можно говорить в значительной мере качественно. Для изучаемых нами магнитных и нормальных звезд были найдены значения эффективных температур различными способами. Для магнитных звезд величины  $T_{\text{eff}}$  были найдены следующим способом: а) по наблюдаемым профилям водородных линий, в основном, линий  $H_\alpha$  -  $H_\delta$  [5]; б) по работе [13]; в) по параметрам Q (UBV) и  $c_1$  (uvby); д) по количественной спектральной классификации [19].

Следует привести некоторую дополнительную информацию, относящуюся к определению спектрального класса, особенно для МСР-звезд, и определению  $T_{\text{eff}}$  по ним. Имеются некоторые трудности, связанные с проведением спектральной классификации и установлением надежной однородной шкалы эффективных температур для магнитных звезд. Эти трудности связаны с тем, что из-за эффекта пекулярности, линии некоторых элементов в спектре магнитных звезд меняются с периодом вращения и усиливаются по сравнению с линиями в спектре нормальных звезд. В связи с поставленной в данной работе задачей, среди существующих многочисленных спектральных классификаций, относительно подходящими являются количественные определения спектральных классов в [21, 22] для исследуемых нами звезд. При этом, для классификации магнитных звезд были использованы линии FeII и TiII, интенсивности которых обычно нормальны или показывают слабую переменность. Для окончательного решения проблемы классификации магнитных звезд потребуются дополнительные исследования.

Исходя из вышеизложенного, при определении эффективных температур и спектральных классов были использованы результаты работ [21, 22], в которых



проведены количественные определения классов магнитных звезд. Спектральные классы и окончательные значения величин  $T_{\text{eff}}$  приведены во 2-ом и 9-ом столбцах Табл.1.

Эффективные температуры для большинства нормальных звезд были определены тем же способом, как и для магнитных звезд. С помощью найденных

значений величин  $D$  и  $T_{\text{eff}}$  мы попытались выявить возможное различие зависимости бальмеровского скачка от эффективной температуры для магнитных и нормальных звезд. Это позволяет нам, в определенной мере, выяснить влияние эффекта пекулярности на температурную зависимость бальмеровского скачка у магнитных звезд.

Таблица 2. Нормальные звезды

№	HD	$m_v$	Sp	B-V	U-B	Q	D	$T_{\text{eff}}, K$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	35708	4.88	B3V	-0.15	-0.76	-0.65	0.14	18500
2	47105	1.93	A1.5IV	0.00	0.04	0.04	0.54	9200
3	48915	-1.58	AIV	0.00	-0.05	-0.05	0.49	9300
4	56986	3.53	F2,IV	0.34	0.04	-0.21	0.40	6900
5	58946	4.18	F0V	0.32	-0.03	-0.26	0.38	7300
6	61421	0.48	F5IV	0.42	0.02	-0.28	0.37	6500
7	74280	4.30	B3.5	-0.20	0.74	-0.60	0.19	18900
8	76644	3.14	A7V	0.19	-0.46	0.05	0.48	7700
9	83754	4.96	B3.6	-0.15	-0.57	-0.46	0.27	17500
10	83808	3.52	A5V	0.49	0.21	-0.14	0.44	8400
11	87901	1.35	A7V	-0.11	-0.36	-0.28	0.37	13300
12	89021	3.45	A2IV	0.03	0.06	0.04	0.54	9300
13	95418	2.37	A1 V	-0.02	0.01	0.02	0.53	9400
14	97603	2.56	A4 V	0.12	0.12	0.03	0.54	8700
15	97633	3.34	A2IV	-0.01	0.06	0.07	0.56	9000
16	98058	4.48	A7.4	0.21	0.14	0.13	0.45	7800
17	102647	2.14	A3V	0.09	0.07	0.00	0.52	8800
18	107259	3.89	A2 V	0.02	0.06	0.05	0.55	9000
19	116842	4.01	A5 V	0.16	0.08	-0.04	0.50	8400
20	12035	1.86	B3V	-0.19	-0.67	-0.53	0.23	19000
21	159561	2.08	A5IV	0.15	0.10	-0.01	0.51	8300
22	144206	4.76	B9V	-0.11	-0.32	-0.24	0.39	11200
23	166014	3.83	B9V	-0.03	-0.07	-0.05	0.48	10000
24	165777	3.73	A4V	0.12	0.10	0.01	0.53	8900
25	172167	0.14	A0V	-0.00	0.00	0.00	0.52	10500
26	173370	5.02	B9V	-0.06	-0.26	-0.22	0.40	10400
27	177756	3.44	B8V	-0.09	-0.27	-0.20	0.41	11700
28	179761	5.15	B9.0	-0.07	-0.41	-0.36	0.32	12100
29	182568	4.86	B3 IV	-0.10	-0.71	-0.64	0.18	19000
30	184006	3.79	A5V	0.14	0.11	-0.01	0.53	8500
31	196724	4.82	AOV	-0.02	-0.08	-0.06	0.49	9700
32	196867	3.77	B9V	-0.06	-0.21	-0.17	0.43	11700
33	197461	4.43	A3.3	0.32	0.10	-0.13	0.45	8800
34	218045	2.49	B9V	-0.04	-0.05	-0.02	0.51	10400
35	219080	4.52	FOV	0.29	0.04	-0.17	0.43	7300
36	222603	4.50	A7V	0.20	0.08	-0.06	0.49	7950
37	224617	4.01	F4V	0.42	0.06	-0.24	0.39	6800
38	23388	4.30	B6V	-0.11	-0.46	0.38	0.32	14300
39	41753	4.42	B3V	-0.17	-0.66	-0.538	0.22	18900
40	120315	1.86	B3V	-0.19	-0.67	-0.433	0.22	18500
41	138749	4.14	B5V	-0.13	-0.54	0.446	0.27	15500

С этой целью были построены зависимости бальмеровского скачка от величины  $T_{\text{eff}}$  для магнитных и нормальных звезд, которые представлены на Рис. 1 и 3, соответственно. Интересно, что бальмеровские скачки у магнитных звезд изменяются подобно изменениям интенсивности линий пекулярных элементов и магнитного поля с периодом вращения у МСР-звезд [8.12]. Сопоставление Рис. 1 и 3 показывает, что ход изменения бальмеровского скачка от температуры у нормальных и магнитных звезд одинаков. Однако максимум величин  $D$  для магнитных звезд смещен на один подкласс в сторону поздних звезд (низких температур). Дело в том, что изменение температуры приводит к изменению наклона пашеновского континуума и величины бальмеровского скачка. Оба параметра сильно зависят от эффективной температуры, особенно в диапазоне 8500-10500 K (как видно на Рисунках 1 и 3). В диапазоне  $T_{\text{eff}} > 10500$  K наблюдается уменьшение бальмеровского скачка. Отметим, что для области 15000 K  $< T_{\text{eff}} < 20000$  K число точек (измерений) мало, но уменьшение величины  $D$  прослеживается. В интервале температуры 6500K  $< T_{\text{eff}} < 10000$ K с ростом  $T_{\text{eff}}$  увеличивается и величина  $D$ . Наблюдаемые кривые вблизи  $T_{\text{eff}} \approx 10000$ K, где величина  $D$  достигает максимального значения, имеют противоположный ход, как для нормальных, так и магнитных звезд. Область увеличения и уменьшения бальмеровского скачка в определенной мере указывает диапазон температур, в котором нейтральный водород играет основную роль в непрерывном поглощении. При температурах  $T_{\text{eff}} < 8000$  K в поглощении возрастает роль отрицательного иона водорода, следовательно, с уменьшением температуры уменьшается и степень возбуждения атомов нейтрального водорода. При более высоких температурах  $T_{\text{eff}} > 11000$ K увеличивается степень ионизации водорода, вследствие чего убывает отношение поглощений в бальмеровском и пашеновском континуумах (т.е. бальмеровский скачок), что приводит к уменьшению бальмеровского скачка. К этому следует добавить, что с ростом температуры  $T_{\text{eff}} > 10000$ K происходит ионизация гелия и

возрастает его роль в непрерывном поглощении.

#### 4. Обсуждение и результаты

Из Рисунков 1 и 3 видно, что в интервале температур примерно 9000-10000 K величины  $D$  достигают максимального значения. При температурах 9000 K  $> T_{\text{eff}} > 10000$  K наблюдается уменьшение  $D$ . Уменьшение  $D$  с ростом температуры, по видимому, связано с уменьшением коэффициента непрерывного поглощения атомов водорода, согласно зависимости  $K_{\lambda} \sim \lambda^3$ . Тогда как уменьшение величины  $D$  для поздних А-звезд ( $T_{\text{eff}} < 8000$ K) обусловлено, в основном, проявлением непрерывного поглощения отрицательного иона водорода и поглощением в многочисленных линиях металлов в атмосферах нормальных и магнитных звезд, которые имеют низкие потенциалы возбуждения и ионизации. В случае магнитных звезд из-за аномалии химического состава и магнитного поля (эффекта пекулярности) количество наблюдаемых спектральных линий увеличивается примерно в 8-10 раз [23.24], что приводит к дополнительному уменьшению бальмеровского скачка. Следует отметить, что эффективные температуры, полученные по характеристикам водородного спектра (по распределению энергии в спектре звезды, по контурам водородных линий) и по показателям цвета (по колор-индексам или по параметрам  $Q$ ,  $c_1$  и т.д.) достаточно сильно отличаются друг от друга. С другой стороны, эффективные температуры, найденные по спектральным классам для магнитных и нормальных звезд, значимо отличаются друг от друга, так как структуры атмосфер тех и других звезд различны. Различие структур и физические условия обусловлены эффектом пекулярности у магнитных звезд. Отсюда следует, что из-за эффекта пекулярности эффективная температура не может оказаться равнозначной характеристикой для магнитных и нормальных звезд. Таким образом, из-за наличия эффекта пекулярности и его неравномерного распределения по поверхности магнитных звезд, возникает изменение распределения энергии в континууме и, следовательно, уменьшаются

бальмеровские скачки магнитных звезд по сравнению с нормальными звездами.

Из вышеизложенных фактов можно сделать вывод, что бальмеровские скачки у магнитных звезд действительно уменьшены по сравнению со скачками нормальных звезд того же спектрального класса, как это были отмечены в опубликованных работах [14 и ссылки в ней]. Однако, сопоставление зависимостей величин  $D(T_{\text{eff}})$  (Рис.1 и Рис.3) показывает, что уменьшение бальмеровского скачка в рассматриваемом диапазоне температур (7000-25000) неравномерно. Например, в области максимумов бальмеровских скачков для исследуемых звезд в диапазоне температур  $8500 < T_{\text{eff}} < 10500\text{K}$ , где величина  $D$  достигает максимального значения, уменьшение бальмеровского скачка составляет в среднем  $\Delta D \approx 0.04$ , а в диапазоне  $10500 < T_{\text{eff}} < 13500\text{K}$  уменьшение величины  $D$  составляет примерно  $\Delta D \approx 0.06$ , где, в основном, расположены кремневые МСР-звезды. Тогда как для  $T_{\text{eff}} < 9000\text{K}$ , где расположены (Sr,Cr,Eu)-звезды, различия в величине бальмеровского скачка почти не обнаруживаются.

На основании вышеуказанных наблюдаемых фактов можно сделать следующие основные выводы:

1. Сравнение зависимостей  $D(T_{\text{eff}})$  (Рис. 1 и 3) показывает, что ход изменения бальмеровского скачка от температуры у нормальных и магнитных звезд одинаков.
2. Подтверждено, что бальмеровские скачки у магнитных звезд действительно уменьшены по сравнению со скачками у нормальных звезд, как это было отмечено в ранее опубликованных работах.
3. Выявлено, что ход уменьшения бальмеровского скачка в рассматриваемом диапазоне температур 7000-25000K является неравномерным. Наибольшие аномалии  $D=0.04-0.05$  обнаруживаются в области температур  $T_{\text{eff}} \approx 9000\text{K}$  и  $T_{\text{eff}}=10000-12000\text{K}$ , соответственно, которые связаны с типом пекулярности МСР- звезд.
4. Показано, что уменьшение величины бальмеровского скачка  $D$  в основном обусловлено эффектом пекулярности, который является характерным для магнитных звезд.

В заключении авторы выражают глубокую признательность ведущему научному сотруднику ШАО, П.Н. Шустареву, за многократные обсуждения и ценные советы при выполнении данной работы, и благодарят Д.А. Ахундову за подготовку статьи к печати.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хохлова В.Л. Магнитные звезды. В кн. **Итоги науки и техники**. М. ВИНТИ. 1983. с.233-288.
2. Пикельнер С.Б., Хохлова В.Л. Магнитные Ар-звезды. **УФН**, 1972, Т. 107. С.389-404.
3. Хохлова В.Л., Алиев С.Г., Руденко В.М. Исследование спектров пекулярных Ар-звезд марганцевой группы **Изв. КРАО** 1969, Т.40. С.65-81.
4. Копылов И.М., Кумайгородская Р.Н. Определение турбулентных скоростей в атмосфере с учетом «Эффекта пятнистости». **Изв. САО**. 1973. Т.5. с.37-51.
5. Алиев С.Г. Определение эффективных температур магнитных звезд с учетом неоднородности атмосферы. **Известия НАНА** 2010. № 2 с. 173-178.
6. Копылов И.М. Количественные спектральные индексы пекулярности СР-звезд верхней части главной последовательности. **Изв. САО**, 1987 г. № 24. с. 44-67.
7. Алиев С.Г. Определение наибольшей пекулярной области на поверхности магнитных звезд. **Материалы международной конференции по астрономии, физике и математике**. МПА. 2009. с.9-11.
8. Николев А., Шенайх В. **Фотометрические исследования пекулярных А-звезд**. сб. под ред. И.А.Асланова, Баку, 1975 с.27-37.
9. Асланов И.А. Спектрограф Куде и другие приборы для исследования магнитного поля звезд. **Циркуляр ШАО**, 1975, №45. с.3-14.
10. Галазутдинов Г.А. **Автоматическая обработка ССР спектров DECH-20**. Ftp 500 Ru. 2002. 45.
11. Алиев С.Г., Зейналов С.К. Изучение неоднородностей поверхности магнитных СР-звезд. **Известие НАНА Сер. Физики и Астрономии**, Т. 25. № 2 с.239-246.
12. Kurucz CDROM VS Simith.50 nifn **Astrophys. obs.** 1993. p. 1-23.
13. Glagolevskij Yu.V. A new list effective temperatures of chemically peculiar stars. III **Bull. Spec. Astrophys. Obs.**, 2002. 53. 33-46.
14. Глаголевский Ю.В., Топильская Г.П. Бальмеровский скачок химически пекулярных звезд. **Изв.САО**, 1987, Т.25. С. 13-24.
15. Adelman S.J. Spectrophotometry of the peculiar B and A stars. VII. **Astron. and Astrophys. Suppl.Ser.**1980. v.42. P. 375-382.
16. Adelman S.J. Spectrophotometry of the peculiar B and A stars. VIII. **Astron. and Astrophys. Suppl.Ser.** 1981.v. 43. P. 25-32.

17. Adelman S.J. Spectrophotometry of the peculiar B and A stars. XIV. **Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.** 1983.v. 51. P. 511-532.
18. Puper D.M., Adelman S.J. Spectrophotometry of the peculiar B and A stars. XIII. **Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.** 1983.v. 51. P. 365-384.
19. Омаров С.З., Гаджиев М.С., Гольдберг Е.П., Омарова Г.Р., Шестопалов Д.И., Шустарев П.Н. Распределение энергии в спектрах 425 ярких звезд. **Циркуляр ШАО.** 2002. № 104. с.5-174.
20. Харитонов А.В., Терешенко В.М., Князева Л.Н. **Спектрофотометрический каталог звезд.** Алма-Ата 1988г. Изд. Наука, с.3-477.
21. Копылов И.М. Двумерная количественная спектральная классификация 238 звезд O5-B7 и построение диаграммы спектр-абсолютная величина. **Изв. КрАО.** 1958. Т.20.с.156-207.
22. Леушин В.В. Спектрофотометрическое исследование Ар-звезд. I. Двумерная количественная спектральная классификация. **Изв. КрАО.** 1971. т.43. с.113-129.
23. Алиев С.Г. **Спектральное исследование магнитных CP- звезд с учетом эффекта пятнистости.** Кандидатская диссертация. Баку. «ЭАМ». 2003. 170 с.
24. Cowley C.R., Aikman G.C.L. Stellar abundances from line statistics. **Astrophys.J.** 1980. Vol.242. P.684-698.

### BALMER SİÇRAYIŞLARI VƏ ONLARIN MAQNİT ULDUZLARININ PEKULYARLIQ EFFEKTİ İLƏ ƏLAQƏSİ

S.H. Əliyev, V.M. Xəlilov

Məqalədə B0- F0 spektral diapozonda yerləşən normal və maqnit ulduzların balmer sıçrayışları (D) və effektiv temperaturları təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, maqnit ulduzlar üçün hesablanmış D- nin maksimal qiymətləri normal ulduzlara nisbətən aşağı temperaturlara doğru, təqribən 700<sup>0</sup>- 1000<sup>0</sup> K sürüşmüşdür. Maqnit ulduzlarının Balmer sıçrayışlarının qiymətinin normal ulduzlarla müqayisədə, orta hesabla, 0.05 az olması aşkar edilmişdir.

**Aparıcı sözlər:** maqnit ulduzlar, balmer sıçrayışı, ulduzların effektiv temperaturu

### THE BALMER DISCONTINUITY AND THEIR CONNECTION WITH THE PECULIARITY EFFECTS OF MAGNETIC STARS

S.H. Aliyev, V.M. Khalilov

The results determination of values of Balmer discontinuity (D) and effective temperatures of normal and magnetic stars belonging to the spectral range of B0-F0 have been presented. The displacement of the maximum values of D of the magnetic stars towards the low temperatures, approximately on 700-1000 K, in comparison with normal stars have been revealed. It was also revealed that the values of D determined for the magnetic stars on the average are low on 0.05 compared to the normal stars.

**Key words:** magnetic stars, Balmer discontinuity, effective temperatures of stars

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МОЩНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

© 2015 г. Ш.Ш. Гусейнов<sup>1</sup>, С.Ш. Гусейнов<sup>1</sup>, В.М. Сомсиков<sup>2</sup>,  
Ю.Н. Левин<sup>2</sup>, А. Андреев<sup>2</sup>, В.И. Капыгин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Шемахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

<sup>2</sup>ДТОО «Институт Ионосферы» АО «НЦКИТ» Республики Казахстан

(e-mails: shirin.guseyn@gmail.com, vmsoms@rambler.ru)

В работе исследованы флуктуации микроволнового излучения Солнца на частотах  $f = 1 \text{ ГГц}$  и  $f = 3 \text{ ГГц}$ . В качестве наблюдательного материала использовалось 10 изолированных солнечных вспышек мощностью  $\geq 2$  баллов, наблюдавшихся в 2010-15 гг. на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы Республики Казахстан. Путем радиометрических измерений флуктуации спокойной атмосферы Солнца и в активных областях исследовались низкочастотные пульсации с характерным временем  $\tau_k = 10-50$  мин. Получено, что за 1-3 дня до начала вспышки в радиоспектрах сантиметрового радиоизлучения Солнца усиливаются пульсации с периодами порядка  $\tau_k \geq 35$  минут. Методами статистического анализа динамического хаоса установлено, что при определенных условиях с приближением к вспышке размерность аттрактора  $D \approx 3-4$ ,  $d$  – размерность вложения в сторону вспышки увеличиваются. Сделан вывод о возможности использования этих пульсаций в качестве прогностических параметров мощных солнечных вспышек.

**Ключевые слова:** Солнца, радиоизлучения, хаос, вспышка, прогноз

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема проявлений вспышечной активности групп пятен в оптическом и микроволновом диапазонах излучения уже длительное время привлекают внимание исследователей. Вспышка на Солнце представляет собой обширный комплекс явлений с чрезвычайно сложным развитием в пространстве и во времени. Многолетними и интенсивными исследованиями в этих диапазонах подтверждено, что неоднородность атмосферы Солнца имеет как регулярную, так и нерегулярную составляющие.

В результате длительных исследований накоплен большой материал о существовании квазипериодических пульсаций (КПП) в “активных” и “спокойных” областях Солнца [1, 2]. Хотя к настоящему времени предложен ряд механизмов, объясняющих это явление, природа КПП до сих пор не установлена [3]. Основная трудность заключается в очень низком отношении сигнала к шуму для радиоизлучения Солнца (амплитуда флуктуации составляет  $10^{-3}-10^{-4}$  от уровня общего радиоизлучения Солнца).

Из вышесказанного следует, что для более адекватного решения поставленной задачи,

несомненный интерес представляет определение характерных параметров нестационарности, т.е. его предсказание и анализ. Целью этой работы является выявление прогностического параметра солнечной активности.

Для этого выполняется анализ рядов записи микроволнового радиоизлучения  $f=1 \text{ ГГц}$  и  $f=3 \text{ ГГц}$ , которые являются показателями вспышечной активности Солнца. Обработка полученных радиоспектров с помощью методов Динамических Фурье-Спектров (ДФС) и фрактального анализа (МФА) были приведены в работах [4, 5].

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ЕГО ОБРАБОТКА

Ряд данных включал в себя 10 вспышечных событий. Для его обработки применялись БПФ и МФА. С помощью применения модифицированного метода, основанного на теории детерминированного хаоса, оценивалась фрактальная размерность и размерность вложения анализируемого временного ряда. В качестве исходных данных использованы материалы наблюдений 2010-15 гг. Материал был получен на

радиотелескопе РТ-12 в институте Ионосферы Республики Казахстан. На основании измерения интенсивности в диапазонах  $f = 1 \text{ ITu}$  и  $f = 3 \text{ ITu}$  приведен сравнительный анализ радиоизлучения активных областей Солнца с их вспышечной активностью. Наблюдения за Солнцем проводились с  $8^{00}$  часов утра до  $18^{00}$  часов вечера (по местному времени). Шаг дискретизации  $\Delta t = 5 \text{ сек.}$  Соответствующий временной ряд  $I_i(t)$  содержит информацию за последовательные 7-8 часов в сутки, что составляет  $\sim 5040$ - $5760$  значений, это является вполне достаточным для анализа флуктуации изменяющихся с характерным временем  $t_x$  – в интервале от  $10 \text{ минут}$  до  $50 \text{ минут}$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Как видно из рис.1 (а), наиболее часто встречаются пики в спектрах мощности на частотах  $f = 1 \text{ ITu}$  с характерным временем  $t_x = 10 \div 25 \text{ мин}$  и одновременно пики с характерным временем  $t_x = 35 \div 50 \text{ минут}$  увеличиваются в сторону появления мощных солнечных вспышек, а заметная связь со вспышкой на этой частоте не обнаружена. На рис. 1 (б) видно, что изменение амплитудных спектров флуктуаций на частотах  $f = 3 \text{ ITu}$  имеет очень хороший корреляцию с мощной солнечной вспышкой. Другими словами, по времени в сторону момента вспышки периоды уменьшаются с характерным изменением  $t_x = 10 \div 25 \text{ мин}$  и исчезают, а мощность амплитуды с характерным изменением  $t_x = 35 \div 50 \text{ минут}$  увеличиваются. После вспышки пики

меньших периодов с характерным временем  $t_x = 10 \div 25 \text{ мин}$  восстанавливаются. Исследователи в основном считают, что такая модуляция определяется глобальными осцилляциями Солнца как газового пара. Одним из возможных механизмов возбуждения пульсаций с периодами около  $10 \text{ мин.}$  является параметрический резонанс, возникающий в корональных магнитных петлях подходящей длины. В результате взаимодействия с ними происходят возбуждения субгармоники с частотами  $\omega/2$  ( $10 \text{ мин.}$ ).

Для интерпретации полученных результатов, рассмотрим один из возможных механизмов возникновения пульсаций с характерным временем  $t_x \geq 35 \text{ мин.}$  в области пятен, которые получили большую популярность среди специалистов за последние  $8 \text{ лет.}$  Механизм, предложенный А.А. Соловьевым и Е.А. Кричком, называется моделью мелких солнечных пятен [6]. Первый тип осцилляций представляет собой возвратные вращательные движения пятен в целом или отдельных деталей их структуры, второй тип пульсаций связан с изменением площади пятен или радиального расстояния между его фрагментами. С этим же типом пульсаций с характерным временем связаны изменения напряженности магнитного поля пятен и вариации интенсивности сантиметрового радиоизлучения. Первый и второй типы пульсаций относятся к пульсациям с характерным временем  $t_x \geq 35 \div 50 \text{ мин.}$

Таблица 1. Список дней измерений, использованных для расчета спектров

Номер события	Дни перед вспышкой			День вспышки	День после вспышки
1.	22.03.2011	23.03.2011	24.03.2011	25.03.2011	26.03.2011
2.	04.06.2011	05.06.2011	06.06.2011	07.06.2011	08.06.2011
3.	20.07.2011	31.07.2011	01.08.2011	02.08.2011	03.08.2011
4.	14.05.2012	15.05.2012	16.05.2012	17.05.2012	18.05.2012
5.	16.07.2012	17.07.2012	18.07.2012	19.07.2012	20.07.2012
6.	08.04.2013	09.04.2013	10.04.2013	11.04.2013	12.04.2013
7.	22.10.2013	23.10.2013	24.10.2013	25.10.2013	26.10.2013
8.	17.02.2014	18.02.2014	19.02.2014	20.02.2014	21.02.2014
9.	05.03.2014	06.03.2014	06.03.2014	07.03.2014	08.03.2014
10.	22.06.2015	23.06.2015	24.06.2015	25.06.2015	26.06.2015

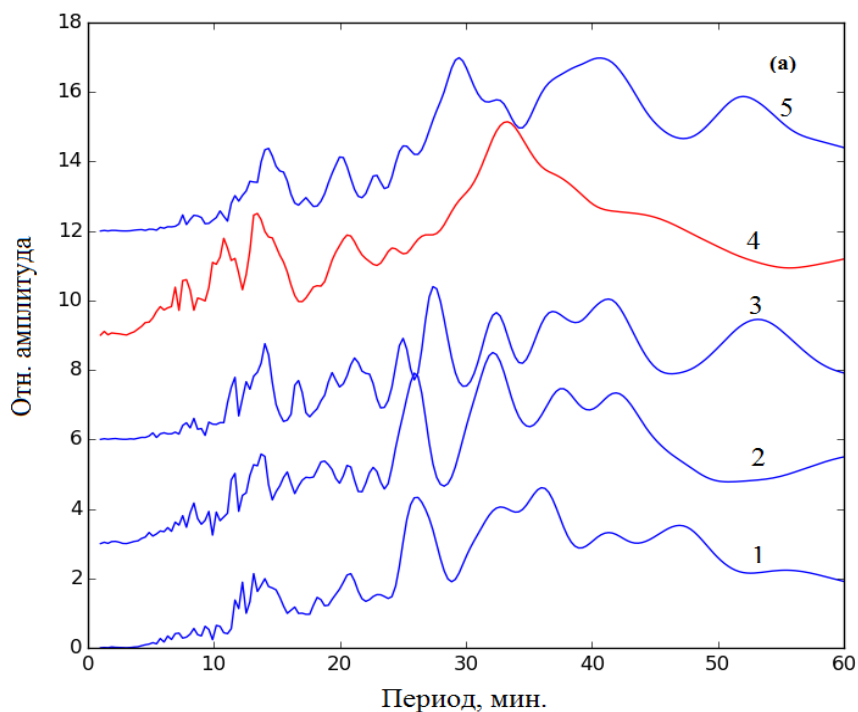


Рис.1 (а) – Амплитудные спектры флуктуаций уровня сигнала на частоте  $f=1$  Гц. Каждый график представляет собой суммарный спектр за 10 дней, приведенных в таблице №1.

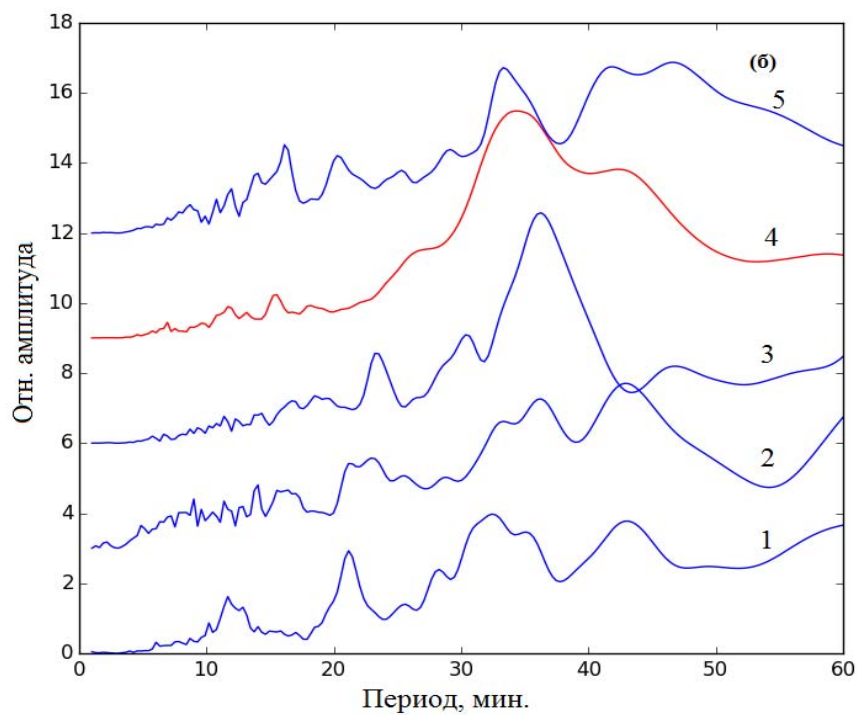


Рис. 1 (б) - Амплитудные спектры флуктуаций уровня сигнала на частоте  $f=3$  Гц. Каждый график представляет собой суммарный спектр за 10 дней, приведенных в таблице №1. График 4 – день вспышки. Графики ниже 4 – дни перед вспышкой, выше – дни после вспышки.

Помимо этого, можно наблюдать группу пятен с развивающейся активностью. Наши исследования показали, что спектр мощности плотности, полученный при относительно спокойном состоянии пятен, показывает многочисленные неустойчивые пики, соответствующих разным пульсациям с характерным временем в интервале от 10 до 50 мин. В случае, когда группы пятен развиваются (увеличиваются площади отдельных пятен или число пятен) наблюдается спектр мощности плотности, в котором исчезают многие периоды пульсаций в интервале от 10 до 30 минут и при этом остается более длинные пульсации с характерным временем  $t_x \geq 35$  минут. Мы предполагаем, что причина исчезновения определенной части коротких периодов пульсаций являются новые осцилляции, которые возникают в активизирующихся областях пятен и способствуют затуханию прежних флуктуаций. Вследствие такого затухания в спектрах мощности плотности наблюдаются пики, соответствующие осцилляциям с характерным временем  $t_x \geq 35$  мин [7].

Обработка временных рядов, построенных на основе радиометрических измерений на частоте  $f = 1$  ГГц и  $f = 3$  ГГц методом фрактального анализа в сравнении с методами БПФ дает лучшие результаты анализа динамических процессов, так как в наших временных рядах отношение сигнал к шуму очень низко. Анализ Фурье не позволяет провести различия между детерминированным хаосом и белым шумом. Поэтому, для того, чтобы провести различия между детерминированным хаосом и белым шумом применялся фрактальный анализ. Практические вопросы реализации этого метода подробно изложены в работах [5, 7]. Были вычислены размерности аттрактора –  $D$  и размерность вложения –  $d$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

1. Сформирован банк данных записей радиоизлучения Солнца на частотах  $f = 1$  ГГц и  $f = 3$  ГГц, полученных на

радиотелескопе РТ-12 в периоды с 2010 г. по 2015 г.

2. Определена составляющая спектра флуктуаций радиоизлучения Солнца, обусловленная атмосферой Земли.
3. Обнаружено, что наблюдаемые пульсации с характерными минутными измерениями времени  $t_x \geq 35$  в сантиметровом диапазоне радиоизлучения Солнца может являться параметром предсказания мощной солнечной вспышки за 1÷3 дня до событий.
4. Были вычислены размерности аттрактора, соответствующего активной области в периоды вспышек:
  - a) выявлено, что за 1÷3 дня до вспышки размерность аттрактора  $D \approx 3 \div 4$ ,  $d$  – размерность вложения в сторону вспышки увеличивается. Низкая оценка –  $D$  означает, что в исследуемых временных рядах существует детерминированный хаос;
  - b) в период событий (во время вспышки) размерность аттрактора  $D \geq 10$ . Это означает, что сам процесс является хаотическим.

Таким образом, обнаружено, что наблюдаемые пульсации с характерными минутными измерениями времени  $t_x \geq 35$  в сантиметровом диапазоне радиоизлучения Солнца и размерности аттрактора  $D$ , возможно является одним из критериев для предсказания солнечных вспышек с мощностью  $\geq 2$  баллов за 1÷3 дня до начала событий.

Авторы выражают благодарность Э.А. Солтановой за помощь при оформлении статьи и подготовке ее к печати.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусейнов Ш.Ш., О солнечной и атмосферной природе флуктуаций сантиметрового радиоизлучения Солнца. **Диссерт. на соискан. канд. физ.-мат. наук**, Ашгабат – 1993, 155 с.
2. Гребинский А.С., Гусейнов Ш.Ш., Механизмы формирования флуктуаций радиоизлучения спокойного Солнца. **Иzv. БГУ**, 2004, т. XX, №2, с. 123-127.
3. Гребинский А.С., Гусейнов Ш.Ш., Пуассоновские модели формирования флуктуаций радиоизлучения Солнца. **Иzv. БГУ**, 2004, т. XX, №3, с.135-139.



4. Аббасов А.Р., Гусейнов Ш.Ш., Сомсиков В.М., Об определении спектрального состава радиоизлучения Солнца на длине волны  $\lambda = 3$  см методом спектрально-временного анализа. Радиоизлучение Солнца, **Изд. АГУ**, гор. Ленинград, 1984, вып.5., с. 164-170.
5. Гусейнов А.М., Гусейнов Ш.Ш., Оценка времени предсказуемости в солнечной атмосфере., **Изн. НАН Азерб.**, 2002, №5., с. 127-131.
6. Соловьев А.А., Киричек Е.А., Солнечное пятно как удлиненная магнитная структура: устойчивость и колебания., **Астр. бюлл.**, 2008, е.63, №2, с. 180-192.
7. Гусейнов Ш.Ш., Некоторые аспекты предсказания мощных солнечных вспышек по радио-оптическим данным., Матер. – **Международ. конферен. посвя. 10 лет ФПИ при БГУ**, 2015, раз. IV, с. 375-379.

## SANTİMETRLİK DALĞA UZUNLUĞUNDA GÜNƏŞ RADİOŞÜALANMASI FLUKTUASIYASININ TƏDQIQI VƏ GÜCLÜ GÜNƏŞ ALIŞMALARININ PROQNOZLAŞDIRILMASI

Ş.Ş. Hüseynov, S.Ş. Hüseynov, V.M. Somsikov, Y.N. Levin, L.Andreyev, V.I. Koptin

İşdə  $f = 1$  Qhs və  $f = 3$  Qhs mikrodalğalı Günəş radioşüalanması fluktuasiyaları tədqiq edilmişdir. Müşahidə məlumatları kimi 2010-15-ci illərdə Qazaxıstan Respublikasının İonosfer İnstitutunun PT-12 radioteleskopunda müşahidə olunmuş 10 ədəd izolə edilmiş və gücü  $\geq 2$  bal olan Günəş alışmaları istifadə edilmişdir. Günəş atmosferində sakit və aktiv oblastlardan radiometrik ölçmələr əsasında alınan və xarakterik zaman dəyişmələri  $t_x = 10 \div 50$  dəq. olan kiçik tezlikli döyüntülər araşdırılmışdır. Santimetrlik Günəş radioşüalanması fluktuasiyalarının radiospektrlərində alışmaya 1-3 gün qalmış dövrü dəyişməsi  $t_x \geq 35$  dəqiqə olan döyüntülərin güclənməsi müəyyən edilmişdir. Dinamik xaosun statistik üsullar əsasında tədqiqi nəticəsində məlum olmuşdur ki, alışmaya yaxınlaşdıqca attraktorun ölçü dərəcəsi  $D \approx 3 \div 4$  olub,  $d$  – qoyuluşun ölçü dərəcəsi isə artmağa başlayır. Güclü Günəş alışmalarının qabaqcadan xəbər verilməsinin mümkünlüyü kimi bu döyüntülərin parametrlərindən istifadə olunması nəticəsində gəlinmişdir.

**Açar sözlər:** Günəş, radioşüalanma, xaos, alışma, proqnoz

## THE STUDY OF FLUCTUATIONS OF THE SOLAR RADIO EMISSION IN THE CENTIMETER RANGE AND PREDICTION OF POWERFUL SOLAR FLARES

Sh.Sh. Guseynov, S.Sh. Guseynov, V.M. Somsikov, Y.V. Levin, L. Andreev, V.I. Koptin

In this paper we studied the modulation microwave radiation of the sun at frequencies  $f = 1$  Ghz and  $f = 3$  Ghz. For the study we used 10 isolated solar flares with power  $\geq 2$  points obtained from the radio-telescope RT-12 of Institute of Ionosphere of the Republic of Kazakhstan in the period 2010-15. In active regions were studied low-frequency pulsations with characteristic time  $t_x = 10 \div 50$  minutes, using radio and spectrographic measurements of fluctuations in calm atmosphere of the Sun. The result is that the 3 days prior to the start of the outbreak in the radio spectrum of the Solar radio emission of centimeter range there has been increasing of ripple with period about  $t_x \geq 35$  minutes. using the methods of statistical analysis of dynamic chaos it was found that under certain conditions, with approaching start time of flares the dimension of the attractor  $D = 3 \div 4$  and embedding size  $d$  is increased. We have conclusion about the possibility of using these pulsations as prognostic parameters of powerful flares.

**Key word:** Solar, radio emission, chaos, flares, prediction

# NEYTRİNO-ANTİNEYTRİNO CÜTLƏRİNİN ELEKTRON-POZİTRON CÜTLƏRİNƏ ANNİHİLYASIYASINA XARİCİ MAQNİT SAHƏSİNİN TƏSİRİ

© 2015 il R.E. Qasımova<sup>1</sup>, V.A. Hüseyinov<sup>2</sup>, N.Y. Əkbərova<sup>3</sup>,  
H.B. Qasımova<sup>4</sup>, E.M. Mahmudlu<sup>4</sup>

<sup>1</sup>AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası; <sup>2</sup>Bakı Dövlət Universiteti  
<sup>3</sup>Naxçıvan Dövlət Universiteti ; <sup>4</sup>Qafqaz Universiteti  
(e-mails: gasimovar@yahoo.co.uk; vqusseinov@yahoo.com)

Maqnit sahəsində pozitronların birinci, elektronların isə ikinci Landau səviyyəsində doğulması və elektron və pozitronların spinlərinin eninə polyarlaşması şərtləri daxilində  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  prosesləri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, maqnit sahəsinin  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  proseslərinə təsiri maqnitarlarda ( $H \sim 10^{15} Qs$ ) özünü əhəmiyyətli dərəcədə göstərməyə başlayır və bu təsir eyni zamanda son haldakı elektron və pozitronların spinlərinin oriyentasiyasından asılıdır.

**Açar sözlər:** neytrino-antineytrino annihilyasiyası, maqnit sahəsi, aşağı Landau səviyyələri

## 1. GİRİŞ

Yüklü elementar zərrəciklərin qarşılıqlı təsirinə güclü və ifratgüclü maqnit sahələrində tədqiq olunması müasir fizikanın ən aktual problemlərindən biridir. Güclü və ifratgüclü maqnit sahələrinə bizim Qalaktikamızdakı kompakt obyektlərdə [1-3] və Qalaktikamızdan kənardakı obyektlərdə [4] rast gəlinir. Məsələn, pulsarlar adlanan neytron ulduzlarının səthində rast gəlinən maqnit sahələrinin intensivlikləri  $H \geq H_0 = m_e^2 c^3 / e\hbar = 4,41 \times 10^{13} Qs$  qiymətlərini ala bilər [5].  $H \sim 10^{15} Qs$  tərtibli maqnit sahələrinə anomal rentgen pulsarları və yumşaq qamma şüaların təkrarlayıcıları adlanan maqnitarlarda [6, 7],  $H \sim 10^{15} Qs - 10^{17} Qs$  tərtibli maqnit sahələrinə isə ulduz özəyinin qravitasiya kollapsının ilkin fazasında rast gəlinir [8]. Güclü maqnitləşmiş ulduzlarda və ya kosmik obyektlərdə gedən proseslərdən biri də neytrino-antineytrino cütlərinin elektron-pozitron cütlərinə annihilyasiyasıdır. Neytrino-antineytrino cütlərinin elektron-pozitron cütlərinə annihilyasiyası prosesləri

$$\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+ \quad (1)$$

reaksiyası üzrə baş verir. Burada  $\nu_i$  elektron

neytrinosunu  $\nu_e$ , müon neytrinosunu  $\nu_\mu$  və ya tauon neytrinosunu  $\nu_\tau$ ,  $\tilde{\nu}_i$  isə elektron antineytrinosunu  $\tilde{\nu}_e$ , müon antineytrinosunu  $\tilde{\nu}_\mu$  və ya tauon antineytrinosunu  $\tilde{\nu}_\tau$  göstərir. (1) reaksiyasında  $e^-$  ilə elektron,  $e^+$  ilə pozitron işarə edilmişdir. (1) reaksiyası üzrə baş verən prosesləri iki qrupa ayırmaq olar: yalnız neytral cərəyanlar hesabına baş verən  $\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  prosesləri və həm neytral, həm də yüklü cərəyanlar hesabına baş verən  $\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  prosesləri.

Neytrino cütlərinin yüklü lepton-antilepton cütlərinə annihilyasiyası prosesləri güclü maqnitləşmiş ulduzlarda, ifratyeni ulduzların partlayışında və ulduzlararası fəzada gedən proseslərdə mühüm rol oynayır. Neytrino və antineytrinolar annihilyasiya edərək  $\nu + \tilde{\nu} \rightarrow e^+ + e^-$  reaksiyası üzrə elektron-pozitron cütünə çevrilir və plazma əmələ gətirir. Yaranan bu plazmadakı elektron-pozitron cütləri  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$  reaksiyası üzrə  $\gamma$ -kvantlara annihilyasiya edir. Bu ssenari güclü maqnitləşmiş ulduzlarda müşahidə olunan və  $\gamma$ -şüaların sıçrayışlı alışması adlanan astrofiziki hadisənin

mümkün izahını irəli sürməyə imkan verir. Ümumiyyətlə,  $\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  proseslərinə ifratyeni ulduzların mühüm enerji mənbəyi və  $\gamma$ -şüaların alışmasının mümkün mexanizmi kimi baxılır [9].

$\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  prosesinin effektiv kəsiyi neytron ulduzunun səthində və ondan yuxarı oblastlarda ilk dəfə Kuperşteyn və digər əməkdaşlar və Qudman və digər əməkdaşlar [10] tərəfindən tədqiq olunmuşdur. Qudman, Dar və Nussinov  $\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  prosesini II növ ifratyeni ulduzların neytrino sferasından yuxarı oblastlarda öyrənmişlər [11]. Bu proses ulduz maqnit sahələrində maqnit sahəsi intensivliyinin, mühitin sıxlığının və temperaturunun müxtəlif qiymətlərində Beneş və Horovits tərəfindən hesablanmışdır [9]. Neytrino-antineytrino cütünün elektron-pozitron cütünə annihilyasiyası neytron ulduzu yaxınlığında [12] və binar neytron ulduzları arasında [13] Salmonson və Vilson tərəfindən tədqiq olunmuşdur. Bu prosesin effektiv kəsiyi sonlu temperaturu sahə nəzəriyyəsi üsulu əsasında Hardi və Toma tərəfindən [14] hesablanmışdır.  $\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  prosesinin ehtimalının və effektiv kəsiyinin asimptotikaları spin effektləri nəzərə alınmadan güclü və zəif maqnit sahələri limit hallarında [15-17] işlərində tapılmışdır. Bu proses zamanı ortaya çıxan spin effektləri [18, 19] işlərində müzakirə olunmuşdur. Çarpaz elektromaqnit sahəsinin ( $\vec{H}\vec{E} = \vec{H}^2 - \vec{E}^2 = 0$ ) limit halında neytrino və antineytrino cütünün elektron-pozitron cütünə annihilyasiyası prosesi V. A. Lyulka tərəfindən [20] tədqiq olunmuşdur.

Bizim Qalaktikamızdakı ifrat yüksək enerjili kosmik neytrinoların (antineytrinoların) aşağı enerjili relik antineytrinolardan (neytrinolardan) müxtəlif qeyri-elastik səpilmə prosesləri yüksək enerjili kosmik şüaların mümkün mənbələri hesab edilir [21, 22]. (1) reaksiyası ilə təsvir olunan proseslərin tədqiqi yüksək enerjili kosmik yüklü leptonların və antileptonların yeni mənbələrinin müəyyənləşdirilməsi baxımından maraq kəsb edir.

Həm neytral, həm də yüklü cərəyanlar hesabına gedən  $\nu_e + \tilde{\nu}_e \rightarrow e^- + e^+$  prosesində yüklü cərəyanın daşıyıcısı olan  $W$ -bozon iştirak edir.  $W$ -bozon yüklü vektor bozon olduğuna

görə kifayət qədər ifratgüclü maqnit sahəsi ona birbaşa təsir edərək, onun enerji spektrini dəyişir və nəticədə fiziki hadisələrin mənzərəsi olduqca mürəkkəbləşir. Lakin yalnız neytral cərəyanlar hesabına baş verən  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və ya  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  prosesində neytral cərəyanın daşıyıcısı olan  $Z$ -bozon iştirak edir.  $Z$ -bozon yüklü deyil, neytral vektor bozon olduğuna görə kifayət qədər ifratgüclü maqnit sahəsinin ona birbaşa təsir edə bilməməsi səbəbindən onun enerji spektri dəyişmir və nəticədə fiziki hadisələrin mənzərəsi mürəkkəbləşmir. Bu baxımdan və kosmik yüklü elektronların və pozitronların yeni mənbəyi olmaq nöqtəyindən intensivliyinin qiyməti kifayət qədər yüksək olan maqnit sahələrində, o cümlədən maqnitarlarda və ifratgüclü maqnit sahələrinə malik olan güclü maqnitləşmiş kosmik obyektlərdə neytral  $Z$ -bozonun iştirakı ilə gedən  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  proseslərinin tədqiqi xüsusi maraq kəsb edir.

Bu işdə məqsəd xarici, sabit, bircins maqnit sahəsində neytrino və antineytrinolar  $Oxy$  müstəvisində qarşı-qarşıya hərəkət etdikdə  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  prosesləri hesabına yaranan elektron və pozitronların spinlərinin eninə polyarlaşmaları halında sözügedən proseslərin effektiv kəsiyini hesablamaq, effektiv kəsiyin sahə parametridən asılılığını analitik və qrafik olaraq araşdırmaq, maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsirinin əhəmiyyətli dərəcədə olmağa başladığı sahə intensivliyini müəyyənləşdirmək və alınmış nəticələrin mümkün astrofiziki tətbiqlərini göstərməkdir.

## 2. Xarici maqnit sahəsində neytrino-antineytrino cütlərinin elektron-pozitron cütlərinə annihilyasiyası proseslərinin effektiv kəsiyi

Güclü maqnitləşmiş mühitdə  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  proseslərinin effektiv kəsiyi aşağıdakı düsturla verilir [23]:

$$\sigma = \frac{G_F^2 m_e^2 H}{4\pi H_0} \frac{1}{1 - \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\alpha - \alpha') - \cos \vartheta \cos \vartheta'} \times \sum_{n,n'=0}^{\infty} \sum_i \frac{E_i E_i'}{|E_i p_{zi} - E_i' p_{zi}'|} (1 - f_{e^-})(1 - f_{e^+}) R_0 \quad (2)$$

Burada  $G_F$  - Fermi sabiti,  $m_e$  - elektronun kütləsi,  $\vartheta(\vartheta')$  - neytrinin (antineytrinin) impulsunun polyar bucağı,  $\alpha(\alpha')$  - neytrinin (antineytrinin) impulsunun azimutal bucağı,  $E_i(E_i')$  - pozitronun (elektronun) enerjisi,  $p_{zi}(p_{zi}')$  - pozitronun (elektronun) impulsunun üçüncü komponenti,  $f_{e^-}$  və  $f_{e^+}$ , uyğun olaraq, elektron və pozitron qazlarının Fermi-Dirak paylanma funksiyası,  $H$  - maqnit sahəsinin intensivliyinin qiyməti,  $H_0 = m_e^2/e$  - Şvinqer sahə intensivliyidir. Biz bu işdə  $(+---)$  siqnaturalı psevdoevklid metrikasından və  $\hbar = c = k_B = 1$  olan vahidlər sistemindən istifadə edirik. Burada  $k_B$  - Bolsman sabitidir.  $E_i(E_i')$  -

enerjinin saxlanması qanununu ifadə edən  $\omega + \omega' = E + E'$  tənliyinin kökləri,  $p_{zi}(p_{zi}')$  - impulsun üçüncü komponentinin saxlanması qanununu ifadə edən  $k_z + k_z' = p_z + p_z'$  tənliyinin kökləridir. (2) düsturuna daxil olan  $R_0$  kəmiyyəti  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və ya  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  prosesinin amplitudunun (və ya matris elementinin) modulunun kvadratından alınan kəmiyyət olub, neytrino və antineytrinolar  $Oxy$  müstəvisində ( $\vartheta = \pi/2$ ;  $\vartheta' = \pi/2$ ) qarşı-qarşıya ( $\alpha' = \alpha + \pi$ ) hərəkət etdikdə elektronun və pozitronun spinlərinin eninə polyarlaşmaları halında aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$R_0 = (t_1 - t_6)I_4^2 + (t_2 - t_7)I_3^2 + 2(t_3 - t_8)I_3I_4 + 2(t_4I_1^2 + t_5I_2^2 - 2t_9I_1I_2) \pm \pm 4(t_{17}I_1I_3 + t_{18}I_1I_4 - t_{19}I_2I_3 - t_{20}I_2I_4). \quad (3)$$

Burada  $t_i$  əmsalları elektronların və pozitronların spinlərinin eninə polyarlaşmaları halında həmin zərrəciklərin spinlərini, onları xarakterizə edən digər fiziki kəmiyyətləri və parametrləri özündə ehtiva edən spin əmsalları,  $I_1 = I_{n,n'-1}(x)$ ,  $I_2 = I_{n-1,n'}(x)$ ,  $I_3 = I_{n-1,n'-1}(x)$  və  $I_4 = I_{n,n'}(x)$  isə müxtəlif indeksli Lyaher funksiyalarıdır. Lyaher funksiyası aşağıdakı kimi təyin olunur [24, 25]:

$$I_{n'}(x) = \left(\frac{n!}{n'}\right)^{1/2} e^{-x/2} x^{(n-n')/2} L_{n'}^{n-n'}(x). \quad (4)$$

Burada  $L_{n'}^{n-n'}(x)$  çoxhədlisi

$$x = \frac{q_x^2 + q_y^2}{2h} \quad (5)$$

argumentindən asılı olan Lyaher çoxhədlisidir [26]:

$$L_k^s(x) = \frac{1}{k!} e^x x^{-s} \frac{d^k}{dx^k} (e^{-x} x^{k+s}). \quad (6)$$

Neytrino və antineytrino  $Oxy$  müstəvisində ( $\vartheta = \pi/2$ ;  $\vartheta' = \pi/2$ ) qarşı-qarşıya ( $\alpha' = \alpha + \pi$ ) hərəkət etdikdə  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  və  $I_4$  funksiyalarının argumenti olan

$$x = \frac{\omega^2 \sin^2 \vartheta + \omega'^2 \sin^2 \vartheta' + 2\omega\omega' \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\alpha - \alpha')}{2eH} \quad (7)$$

dəyişəni aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$x = \frac{(\omega - \omega')^2}{2eH}. \quad (8)$$

Kifayət qədər güclü maqnit sahələrində neytrino və antineytrinonun enerjilərinin bir-birinə yaxın qiymətlərində

$$\frac{(\omega - \omega')^2}{2eH} \ll 1 \quad (9)$$

olur və  $x$  dəyişəni üçün  $x \cong 0$  qəbul edilə bilər.  $x \cong 0$  olduqda və yüklü lepton və yüklü antileptonlar, uyğun olaraq,  $n=1$  və  $n'=2$  Landau səviyyələrində yerləşdikdə  $R_0$  üçün aşağıdakı sadə ifadə alınır:

$$R_0 = 2t_4. \quad (10)$$

### 3. Maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsirinin analitik və qrafik tədqiqi

Maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsirini qrafik olaraq araşdırmaq məqsədilə konkret fiziki

şəraitə baxaq.  $\mu \ll E, E' \ll T$  şərti daxilində neytrino və antineytrino sahəyə perpendikulyar istiqamətdə qarşı-qarşıya daxil olduqda ( $\vartheta = \pi/2; \vartheta' = \pi/2; \alpha' = \alpha + \pi$ ) pozitron birinci Landau səviyyəsində ( $n=1$ ), elektron isə ikinci Landau səviyyəsində ( $n'=2$ ) yaranarsa, bu halda prosesin effektiv kəsiyi aşağıdakı sadə ifadə ilə verilir:

$$\sigma = \sigma' \xi \frac{(1 + \xi)^{1/2} (1 + 2\xi)^{1/2}}{(1 + \xi)^{1/2} + (1 + 2\xi)^{1/2}} t_4. \quad (11)$$

Burada

$$\sigma' = \frac{G_F^2 \sqrt{2}}{16\pi} m_e^2, \quad (12)$$

$$\xi = \frac{H}{H_0} \quad (13)$$

və

$$t_4 = \frac{1}{8} \left[ g_+ (1 + \nu\nu') - g_- (1 - \nu^2)^{1/2} (1 - \nu'^2)^{1/2} \zeta \zeta' - 2g_\perp (\nu + \nu') \right] (1 - \zeta\beta)(1 + \zeta'\beta'), \quad (14)$$

$$\nu = \frac{p_z}{E}, \quad (15)$$

$$\nu' = \frac{p'_z}{E'}, \quad (16)$$

$$\beta = \frac{m_e}{\sqrt{E^2 - p_z^2}}, \quad (17)$$

$$\beta' = \frac{m_e}{\sqrt{E'^2 - p_z'^2}}, \quad (18)$$

$$E = \sqrt{m_e^2 + 2eHn + p_z^2}, \quad (19)$$

$$E' = \sqrt{m_e^2 + 2eHn' + p_z'^2}, \quad (20)$$

$$g_\pm = g_V^2 \pm g_A^2, \quad (21)$$

$$g_\perp = g_V g_A, \quad (22)$$

$\zeta$  və  $\zeta'$  - uyğun olaraq, pozitronun və elektronun spinlərinin sahə istiqamətində və ya onun əksi istiqamətində proyeksiyaları,

$\nu_\mu \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- e^+$  və  $\nu_\tau \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- e^+$  prosesləri üçün  $g_V = -0,5 + 2 \sin^2 \theta_w$ ,  $g_A = -0,5$ ,  $\theta_w$  - Vaynberq bucağı,  $\sin^2 \theta_w \sim 0,23$  [27].

(8) düsturundan alınan  $\sigma/\sigma'$  nisbəti  $\xi$  dəyişənindən asılı olan hər hansı bir  $f$  funksiyasıdır:

$$\frac{\sigma}{\sigma'}(\xi) = f(\xi). \quad (23)$$

Lakin maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsiri son haldakı elektron və pozitronların spin hallarından da asılıdır. Burada dörd hal mümkündür:

$$1) \zeta = +1, \zeta' = +1, \quad (24)$$

$$2) \zeta = -1, \zeta' = -1, \quad (25)$$

$$3) \zeta = +1, \zeta' = -1, \quad (26)$$

$$4) \zeta = -1, \zeta' = +1. \quad (27)$$

$\zeta = +1, \zeta' = +1$  olan halda  $\sigma/\sigma'$  nisbəti üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\frac{\sigma}{\sigma'}(\xi) = \xi \frac{(1+\xi)^{1/2}(1+2\xi)^{1/2}}{(1+\xi)^{1/2} + (1+2\xi)^{1/2}} t_4(\xi, \zeta = +1, \zeta' = +1). \quad (28)$$

Burada

$$t_4(\xi, \zeta = +1, \zeta' = +1) = \frac{1}{8} \left[ g_+(1+\nu\nu') - g_-(1-\nu^2)^{1/2}(1-\nu'^2)^{1/2} - 2g_\perp(\nu+\nu') \right] (1-\beta)(1+\beta'). \quad (29)$$

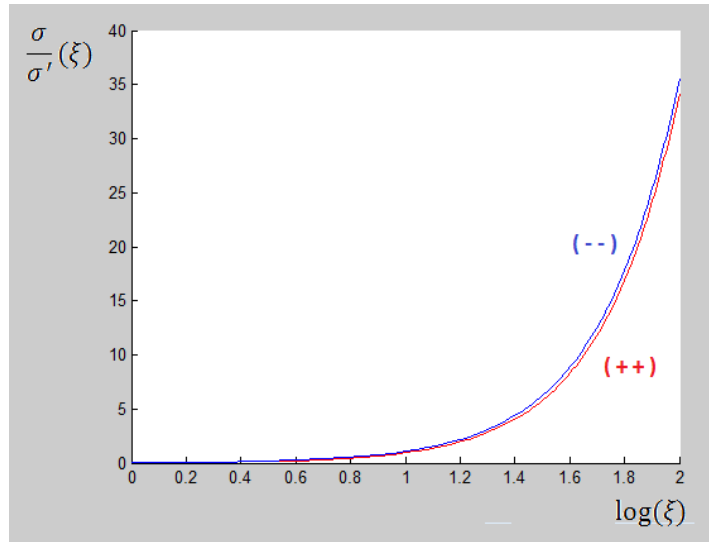
$\zeta = -1, \zeta' = -1$  olan halda isə  $\sigma/\sigma'$  nisbəti üçün

$$\frac{\sigma}{\sigma'}(\xi) = \xi \frac{(1+\xi)^{1/2}(1+2\xi)^{1/2}}{(1+\xi)^{1/2} + (1+2\xi)^{1/2}} t_4(\xi, \zeta = -1, \zeta' = -1). \quad (30)$$

ifadəsi alınır. Burada

$$t_4(\xi, \zeta = -1, \zeta' = -1) = \frac{1}{8} \left[ g_+(1+\nu\nu') - g_-(1-\nu^2)^{1/2}(1-\nu'^2)^{1/2} - 2g_\perp(\nu+\nu') \right] (1+\beta)(1-\beta'). \quad (31)$$

$\zeta = -1, \zeta' = -1$  və  $\zeta = +1, \zeta' = +1$  olan hallarda  $\sigma/\sigma'$  nisbətini  $\xi$  dəyişənindən asılılığı Şəkil 1-də verilmiş qrafiklə təsvir olunmuşdur.  $\xi$  dəyişəninə uyğun gələn absis oxu loqarifmik miqyasda verilmişdir.



Şəkil 1.  $\zeta = -1, \zeta' = -1$  və  $\zeta = +1, \zeta' = +1$  olan hallarda  $\frac{\sigma}{\sigma'}(\xi)$  funksiyasının  $\xi$  dəyişənindən asılılığı

$\zeta = +1, \zeta' = -1$  olan halda  $\sigma/\sigma'$  nisbəti üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\frac{\sigma}{\sigma'}(\xi) = \xi \frac{(1+\xi)^{1/2}(1+2\xi)^{1/2}}{(1+\xi)^{1/2} + (1+2\xi)^{1/2}} t_4(\xi, \zeta = +1, \zeta' = -1). \quad (32)$$

Burada

$$t_4(\xi, \zeta = +1, \zeta' = -1) = \frac{1}{8} \left[ g_+(1+\nu\nu') + g_-(1-\nu^2)^{1/2}(1-\nu'^2)^{1/2} - 2g_\perp(\nu+\nu') \right] (1-\beta)(1-\beta'). \quad (33)$$

$\zeta = -1, \zeta' = +1$  olan halda isə  $\sigma/\sigma'$  nisbəti üçün

$$\frac{\sigma}{\sigma'}(\xi) = \xi \frac{(1+\xi)^{1/2}(1+2\xi)^{1/2}}{(1+\xi)^{1/2} + (1+2\xi)^{1/2}} t_4(\xi, \zeta = -1, \zeta' = +1). \quad (34)$$

ifadəsi alınır. Burada

$$t_4(\xi, \zeta = -1, \zeta' = +1) = \frac{1}{8} \left[ g_+(1+\nu\nu') + g_-(1-\nu^2)^{1/2}(1-\nu'^2)^{1/2} - 2g_\perp(\nu+\nu') \right] (1+\beta)(1+\beta') \quad (35)$$

$\zeta = +1, \zeta' = -1$  və  $\zeta = -1, \zeta' = +1$  olan hallarda  $\sigma/\sigma'$  nisbətini  $\xi$  dəyişənindən asılılığı Şəkil 2-də verilmiş qrafiklə təsvir olunmuşdur.

Qrafiklərdən görüldüyü kimi  $\log \xi = 0$  qiymətindən, yəni  $\xi = 1$  qiymətindən başlayaraq maqnit sahəsinin təsiri özünü göstərməyə başlayır.  $\xi = 1$  qiyməti isə intensivliyinin qiyməti  $H = H_0 \sim 10^{13} Qs$  tərtibə malik olan maqnit sahələrinə uyğun gəlir.  $\log \xi = 2$ , yəni  $\xi = 10^2$  olduqda  $H = 10^2 H_0 \sim 10^{15} Qs$  olur.

$H \sim 10^{15} Qs$  tərtibli sahələrdə maqnit sahəsinin təsiri daha əhəmiyyətli dərəcədə olur. Eyni zamanda maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsiri son haldakı elektron və pozitronların spin hallarından da asılıdır. Şəkil 1 və Şəkil 2-nin müqayisəsindən görünür ki, maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsiri sonda yaranan elektron və pozitronların spinlərinin eyni istiqamətdə (ya hər ikisi sahə istiqamətində ya da hər ikisi sahənin əksi istiqamətində (Şəkil 1)) yönəldiyi

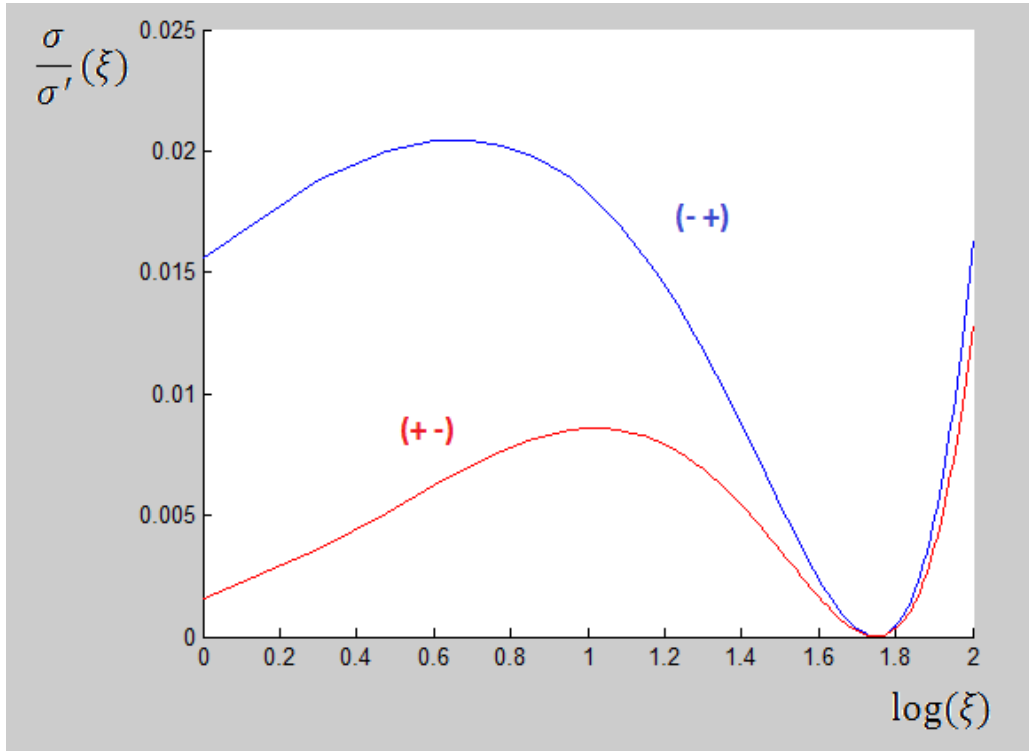
halda daha güclü olur.  $n = 1, n' = 2, H = 10^2 H_0$  və  $p_z = m_e$  olduqda  $\nu, \nu', \beta, \beta'$  kəmiyyətləri üçün  $\nu \cong 0,07, \nu' \cong 0,05, \beta \cong 0,07, \beta' \cong 0,05$  qiymətlərinin alındığını nəzərə alsaq və (11), (29), (31) ifadələrindən istifadə etsək,  $\zeta = -1, \zeta' = -1$  və  $\zeta = +1, \zeta' = +1$  hallarında effektiv kəsiklərin nisbəti üçün aşağıdakı nəticəni alırıq:

$$\frac{\sigma(\xi, \zeta = -1, \zeta' = -1)}{\sigma(\xi, \zeta = +1, \zeta' = +1)} \cong 1,04. \quad (36)$$

Deməli,

$$\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$$

( $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$ ) prosesinin baş vermə ehtimalı doğulan elektronların və pozitronların spinlərinin sahə istiqamətində yönəldiyi hala nisbətən onların spinlərinin sahənin əksi istiqamətində yönəldiyi halda daha böyük olur, lakin bir-birindən praktik olaraq çox cüzi fərqlənir.



Şəkil 2.  $\zeta = +1, \zeta' = -1$  və  $\zeta = -1, \zeta' = +1$  olan hallarda  $\sigma/\sigma'$  nisbətini  $\xi$  dəyişənindən asılılığı

İndi isə doğulan elektron və pozitronların spinlərinin eyni istiqamətdə və əks istiqamətdə yönəldiyi hallarda  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  ( $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$ ) prosesinin baş verməsinin effektiv kəşiklərini müqayisə edək. Ya fiziki kəşiklərin  $n=1$ ,  $n'=2$ ,  $H=10^2 H_0$  və  $p_z = m_e$  qiymətləri üçün (30)-(33) ifadələrindən istifadə etməklə, ya da Şəkil 1 və Şəkil 2-dəki müvafiq qrafikləri müqayisə etməklə effektiv kəşiklərin nisbəti üçün alınan ədədi qiymətləndirmələr aşağıda verilir:

$$\frac{\sigma(\xi, \zeta = -1, \zeta' = -1)}{\sigma(\xi, \zeta = +1, \zeta' = -1)} \cong 2,9 \times 10^3, \quad (37)$$

$$\frac{\sigma(\xi, \zeta = -1, \zeta' = -1)}{\sigma(\xi, \zeta = -1, \zeta' = +1)} \cong 2,3 \times 10^3, \quad (38)$$

$$\frac{\sigma(\xi, \zeta = +1, \zeta' = +1)}{\sigma(\xi, \zeta = +1, \zeta' = -1)} \cong 2,8 \times 10^3, \quad (39)$$

$$\frac{\sigma(\xi, \zeta = +1, \zeta' = +1)}{\sigma(\xi, \zeta = -1, \zeta' = +1)} \cong 2,2 \times 10^3. \quad (40)$$

Deməli, sahə effektləri öz təsirini əhəmiyyətli dərəcədə göstərməyə başladığı  $H=10^2 H_0 \sim 10^{15} Qs$  tərtibli maqnit sahələrində pozitronlar birinci Landau səviyyəsində, elektronlar isə ikinci Landau səviyyəsində doğulduqda  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  ( $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$ ) prosesinin elektron və pozitronların spinlərinin hər ikisinin eyni zamanda sahənin əksi istiqamətində və ya sahə boyunca yönəldiyi halda baş vermə ehtimalı pozitronların və elektronların spinlərinin sahə üzrə əks istiqamətlərdə yönəldiyi hallardakı müvafiq ehtimallardan  $10^3$  tərtib böyükdür.

#### 4. Yekun

Alınmış nəticələrin təhlili göstərir ki, maqnit sahəsinin  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  və  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  proseslərinə təsiri adi neytron ulduzları ( $H \sim 10^{12} - 10^{13} Qs$ ) ilə müqayisədə maqnitarlarda ( $H \sim 10^{15} Qs$ ) özünü əhəmiyyətli dərəcədə göstərməyə başlayır. Eyni zamanda maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsiri son

haldakı elektron və pozitronların spinlərinin oriyentasiyasından asılıdır. Sahə effektləri öz təsirini əhəmiyyətli dərəcədə göstərməyə başladığı  $H=10^2 H_0 \sim 10^{15} Qs$  tərtibli maqnit sahələrində pozitronlar birinci Landau səviyyəsində, elektronlar isə ikinci Landau səviyyəsində doğulduqda  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  ( $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$ ) prosesinin elektron və pozitronların spinlərinin hər ikisinin eyni zamanda sahənin əksi istiqamətində və ya sahə boyunca yönəldiyi halda baş vermə ehtimalı pozitronların və elektronların spinlərinin sahə üzrə əks istiqamətlərdə yönəldiyi hallardakı müvafiq ehtimallardan  $10^3$  tərtib böyükdür.

#### ƏDƏBİYYAT:

1. Kachelriess M., Ostapchenko S., Tomas R. High energy neutrino yields from astrophysical sources. II. Magnetized sources . **Physical Review D**, 2008, v.77, No2, p.023007.
2. Kunze K. E. Primordial magnetic fields and nonlinear electrodynamics .**Physical Review D**, 2008, v.77, No2, p.023530.
3. Raffelt G. G. **Stars as laboratories for fundamental Physics**. Chicago: University of Chicago Press, 1996, 664p.
4. Kotera K., Lemoine M. Inhomogenous extragalactic magnetic fields and the second knee in the cosmic ray spectrum . **Physical Review D**, 2008, v.77, No2, p.023005.
5. Липунов В. М. **Астрофизика нейтронных звезд**. М.: Наука, 1987.
6. Duncan R. C., Thompson C. Formation of very strongly magnetized neutron stars-implications for gamma-ray bursts . **The Astrophysical Journal Letters**, 1992, v.392, pp.L9.
7. Kouveliotou C., Duncan R. C., Thompson C. Magnetars . **Scientific American**, 2003, v.288, No2, pp.24-31.
8. Bezchastnov V. G., Haensel P. Neutrino-electron scattering in a dense magnetized plasma . **Physical Review D**, 1996, v.54, No6, pp. 3706-3721.
9. Benesh C. J., Horowitz C. J. Neutrino annihilation in stellar magnetic fields . **e-print archive: astro-ph/9708033 v1**.
10. Cooperstein J., van den Horn L. J., and Baron E. Neutrino pair energy deposition in supernovae . **The Astrophysical Journal**, 1987, v. 321, pp. L129-L132.
11. Goodman J., Dar A., Nussinov Sh. Neutrino annihilation in type II supernovae . **The Astrophysical Journal**, 1987, v. 314, pp. L7-L10.
12. Salmonson J. D., Wilson J. R. General relativistic augmentation of neutrino pair annihilation energy deposition near neutron stars . **The Astrophysical Journal**, 1999, v.517, pp.859-865.



13. Salmonson J. D., Wilson J. R. Neutrino annihilation between binary neutron stars . **The Astrophysical Journal**, 2001, v.561, pp.950-956.
14. Hardy S. J., Thoma M. H. Neutrino-electron processes in a strongly magnetized thermal plasma . **Physical Review D**, 2001, v.63, p. 025014.
15. Hüseynov V. A., Qasımova R. E. Xarici elektromaqnit sahəsində neytrino annihilyasiyalarında elektron-pozitron cütlərinin yaranması . **Naxçıvan Dövlət Universitetinin elmi əsərləri**, 1999, № 3, s.69-73.
16. Гусейнов В. А. **Лептонные процессы во внешнем магнитном поле**. Диссерт. на соиск. докт. физ.-мат. наук, 2003, Баку, БГУ, 211с.
17. Guseinov V. A. Annihilation of a muon neutrino and antineutrino into an electron-positron pair in an electromagnetic field . **Academic Open Internet Journal**, 2001, v.4, <http://www.acadjournal.com/2001/v4/part4/p1>.
18. Gasimova R. E., Guseinov V. A. Polarization effects in neutrino annihilation in stellar magnetic fields . **Abstract Book of International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies: New Horizon of Nuclear Astrophysics and Cosmology** (8-11 November 2005, Tokyo, Japan), Tokyo, 2005, p.75.
19. Huseynov V. A., Gasimova R. E., Akbarova B. T., Hajiyeva B. T. Spin asymmetries in neutrino-lepton processes in a magnetic field and their macroscopic appearance . **Proceedings of the 17<sup>th</sup> International Spin Physics Symposium** (2-7 October 2006, Kyoto, Japan), American Institute of Physics Conference Proceedings, Melville, New York, 2007, v.915, pp.248-251.
20. Люлька В. А. Слабые процессы в интенсивных электромагнитных полях. **Ядерная физика**, 1985, т.42, № 5, с.1211-1219.
21. Blanco-Pillado J. J., Vazquez R. A., Zas E. High-energy cosmic rays from neutrinos . **e-print archive: astro-ph/9902266**.
22. Fargion D., Mele B. Scattering of ultrahigh energy (UHE) extragalactic neutrinos onto light relic neutrinos in Galactic HDM halo overcoming the GZK cut off. **e-print archive: astro-ph/9902024**.
23. Huseynov V. A., Gasimova R. E., Akbarova N. Y. Annihilation of neutrino- antineutrino pairs into charged lepton-antilepton pairs in strongly magnetized medium with allowance for transverse polarizations of charged leptons and antileptons . **Journal of Qafqaz University. Physics**, 2011, No 32, pp.81-84.
24. Соколов А. А., Тернов И. М. **Релятивистский электрон**. М.: Наука, 1983, 304с.
25. Каминкер А. Д., Яковлев Д. Г. К описанию релятивистского электрона в квантующем магнитном поле. Поперечные кинетические коэффициенты электронного газа. **Теоретическая и математическая физика**, 1981, т.49, №2, с. 248-260.
26. Градштейн И. С., Рыжик И. М. **Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений**. М: Физматгиз, 1962, 1100 с. с илл.
27. Окунь А. Б. **Лептоны и кварки**. М.: Наука, 1990, 346с.

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АННИГИЛЯЦИЮ НЕЙТРИНО-АНТИНЕЙТРИННЫХ ПАР В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫЕ ПАРЫ

Р.Э. Гасымова, В.А. Гусейнов, Н.Я. Акбарова, У.Б. Гасымова, Э.М. Махмудлу

Исследованы процессы  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  и  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  во внешнем магнитном поле при условии, что позитроны рождаются на первом уровне Ландау, электроны рождаются на втором уровне Ландау, спины электронов и позитронов поперечно поляризованы. Определено, что влияние магнитного поля на процессы  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  и  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  начинает существенно показывать себя в магнитарах ( $H \sim 10^{15} \text{ Гс}$ ) и в то же время это влияние зависит от ориентаций спинов электронов и позитронов в конечном состоянии.

**Ключевые слова:** нейтрино-антинейтринная аннигиляция, магнитное поле, низкие уровни Ландау

## INFLUENCE OF EXTERNAL MAGNETIC FIELD ON ANNIHILATION OF NEUTRINO-ANTINEUTRINO PAIRS INTO ELECTRON-POSITRON PAIRS

R.E. Gasimova, V.A. Huseynov, N.Y. Akbarova, H.B. Gasimova, E.M. Mahmudlu

The processes  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  and  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  are investigated in a magnetic field provided that the positrons are produced on the first Landau level, the electrons are produced on the second Landau level and the spins of the electrons and positrons are transversely polarized. It is determined that the influence of a magnetic field on the processes  $\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^- + e^+$  and  $\nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^- + e^+$  begins to show itself in magnetars ( $H \sim 10^{15} Qs$ ) essentially and at the same time this influence depends on the orientations of the spins of the electrons and positrons.

**Keywords:** neutrino-antineutrino annihilation, magnetic field, low Landau levels