

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 10 – № 1 – 2015

Azerbaijan National Academy of Sciences

Национальная Академия Наук Азербайджана

AZERBAIJANI
ASTRONOMICAL
JOURNAL

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ
АЗЕРБАЙДЖАНА

Volume 10 – No 1 – 2015

Том 10 – № 1 – 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: Ə.S. Quliyev

Baş Redaktorun Müavini: E.S. Babayev

Məsul Katib: P.N. Şustarev

Üzvlər:

Asvarov A.İ.	AMEA Fizika İnstitutu
Cəlilov N.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
İsmayilov 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
Dagkəsəmənski R.D.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Həsənov S.Ə.	MDU, Rusiya
Musayev F.A.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Crosby N.B.	Aeronomiya İnstitutu, Belçika
Obridko V.N.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Rozelot J.-P.	Fransa
Ştaude Y.	Potsdam Astrofizika İnstitutu, Almaniya
Teyfel V.Q.	Astrofizika İnstitutu, Qazaxıstan

Texniki redaktor: Əsgərov A.B.

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

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

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

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

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

Bakı – 2015

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

Web- адрес: <http://www.shao.az/AAJ>

Главный редактор: А.С.Гуляев

Заместитель главного редактора: Э.С.Бабасев

Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев

Технический редактор: Аскеров А.Б.

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

Журнал издается в Шамахинской Астрофизической

Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАНА

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

e-mail: aaj@shao.az

тел.: (+99412) 439 82 48

факс: (+99412) 497 52 68

© Национальная Академия Наук Азербайджана, 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

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

KIÇIK CISIMLƏR-DAMOKLOIDLƏRİN DİNAMİK TƏKAMÜLÜNÜN İLKİN TƏHLİLİ N.S. Kovalenko, R.Ə. Quliyev	5
GÜNƏŞ SİSTEMİ İLƏ YAXINLAŞAN ULDUZUN PLANET ORBITİNİN ELEMENTLƏRİNƏ TƏSİRİ HAQQINDA A.H. Məmmədli	15
PROSOYON SPEKTRİNDƏ FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN ASİMMETRİYƏ PARAMETRLƏRİ C.M. Quluzadə, S.H. Məmmədov, M.M. Tahirov	30
φ CAS (F0 Ia) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRİNDƏ HİDROGEN VƏ DUBLET NaID XƏTLƏRİNİN TƏDQIQI Ə.R. Həsənova, Ə.M. Xəlilov, G.M. Hacıyeva, H.N. Adıgözəlzadə	35

CONTENTS

PRELIMINARY ANALYSIS OF
DYNAMICAL EVOLUTION OF SMALL
BODIES - DAMOCLOIDS

N.S. Kovalenko, R.A. Guliyev 5

ABOUT INFLUENCE OF A STAR
APPROACHING THE SOLAR SYSTEM
ON PLANETS' ORBIT ELEMENTS

A.H. Mammadli 15

FRAUNHOFERS LINES ASYMMETRY
PARAMETERS IN THE SPECTRUM
OF PROCYON

D.M Kuli-Zade, S.G. Mamedov, M.M. Tairov 30

HYDROGEN LINES AND A DOUBLET
OF SODIUM NaID IN THE SPECTRUM
OF SUPERGIANT φ CAS (F0 Ia)

A.R. Hasanova, A.M. Khalilov, G.M. Hajiyeva,
H.N. Adygezalade 35

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ
ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ МАЛЫХ
ТЕЛ - ДАМОКЛОИДОВ

Н.С. Коваленко, Р.А. Гулиев 5

О ВЛИЯНИИ СБЛИЖАЮЩЕЙСЯ С
СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМОЙ ЗВЕЗДЫ НА
ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ ПЛАНЕТ

А.Г. Маммадли 15

ПАРАМЕТРЫ АСИММЕТРИИ
ПРОФИЛЕЙ ФРАУНГФЕРОВЫХ
ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ПРОЦИОНА

Д.М. Кули-Задэ, С.Г. Мамедов, М.М. Таиров 30

ЛИНИИ ВОДОРОДА И ДУБЛЕТА NaID В
СПЕКТРЕ СВЕРХГИГАНТА φ CAS (F0 Ia)

А.Р. Гасанова, А.М. Халилов, Г.М. Гаджиева,
А.Н. Адыгезалзаде 35

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ МАЛЫХ ТЕЛ - ДАМОКЛОИДОВ

© 2005 г. Н.С. Коваленко¹, Р.А. Гулиев²

¹Астрономическая обсерватория Киевского национального университета

²Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана
(e-mail: rustamdb@gmail.com)

Применением пакета-программ SWIFTER была исследована орбитальная эволюция Дамоклоидов за 1 млрд лет назад и вперед. Эти астероиды имеют большие наклоны орбит (некоторые из них движутся в обратном направлении) и значения констант Тиссерана $T_j \leq 2$ (в то же время кометы семейства Юпитера имеют $T_j > 2$). Дамоклоиды считаются промежуточной популяцией между кометными ядрами в Облаке Оорта и кометами типа Галлея (они также имеют $T_j < 2$). Показано, что динамическое время жизни этой популяции составляет порядка 10^6 - 10^7 лет. Обсуждаются результаты моделирования для различных орбитальных параметров Дамоклоидов.

Ключевые слова: Дамоклоиды, эволюция, облако Оорта, кометы

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, периодические кометы, в зависимости от их периода обращения вокруг Солнца, относятся либо к короткопериодическим (период меньше 200 лет), либо к долгопериодическим (период больше 200 лет) [1]. Короткопериодические кометы имеют в основном малое наклонение орбиты к эклиптике (порядка 10°) и период обращения порядка 10 лет.

Комета Галлея обращается по сильно вытянутой эллиптической орбите с эксцентриситетом 0.967. В её последнем возвращении в перигелии она была на расстоянии от Солнца 0.587 а. е., а в афелии удалится от него на 35 а. е. Орбита кометы наклонена к плоскости эклиптики на $162^\circ.5$ (то есть комета движется по ретроградной орбите). И хотя по периоду обращения она относится к короткопериодическим кометам, ее орбита выглядит довольно нетипичной.

Поэтому, согласно уточняющей классификации, короткопериодические кометы с орбитальным периодом обращения менее 20 лет и наклонением орбиты 20° — 30° или менее называются кометами семейства Юпитера. А кометы, орбитальный период обращения которых составляет от 20 до 200 лет, а наклонение орбиты от 0° до более 90° , относятся к кометам галлеевского типа (примерно десятая доля всех короткопериодических комет). Известно только 70 комет галлеевского типа, в то время

как число идентифицированных комет семейства Юпитера составляет 567 ([3]).

Эти семейства комет можно различить и по параметру Тиссерана относительно Юпитера T_j (характеристике орбиты малого тела, идентифицирующей его и не меняющейся со временем), задаваемому следующей формулой:

$$T_j = \frac{a_j}{a} + 2 \sqrt{\left(1 + \frac{m_j}{M_c}\right) \frac{a}{a_j} \cdot (1 - e^2) \cos i}, \quad (1)$$

где a_j , m_j - масса и большая полуось орбиты Юпитера, M_c - масса Солнца, a , e , i - большая полуось, эксцентриситет и наклонение орбиты кометы. Для комет семейства Юпитера $T_j > 2$, а для комет галлеевского типа $T_j < 2$.

Предполагается, что кометы галлеевского типа изначально были долгопериодическими кометами, орбиты которых изменились под влиянием гравитационного притяжения планет-гигантов [1]. Если комета Галлея прежде была долгопериодической кометой, то она, вероятно, происходит из облака Оорта. Эта гипотетическая сфера состоит из кометных ядер и окружает Солнце на расстоянии 20000—50000 а. е. (на сегодняшний день точные границы облака неизвестны, предполагается, что внутренний край находится на расстоянии примерно 2000-5000 а. е., внешний - 120000 а. е.). В то же время, другие короткопериодические кометы, предположительно, приходят из пояса Койпера -

плоского диска малых тел на расстоянии 30-50 *а. е.* от Солнца.

Связь короткопериодических комет с облаком Оорта может быть представлена популяцией так называемых Дамоклоидов - астероидов с сильно наклоненными орбитами, некоторые из которых движутся по ретроградным орбитам. Дамоклоиды можно выделить из общей массы малых тел по двум критериям - это астероиды, и они имеют параметр Тиссерана $T_j \leq 2$ [2]. До 2014 года было известно 93 объекта группы Дамоклоидов [3]. Их орбитальные параметры представлены в Таб. 1.

Считается, что Дамоклоиды являются ядрами комет типа Галлея, зародившихся в облаке Оорта и потерявших свои летучие вещества [2]. Эта гипотеза может быть верной потому, что у достаточно многих объектов, считавшихся Дамоклоидами, впоследствии обнаруживали кому и причисляли к классу комет. Дамоклоиды имеют сравнительно небольшие размеры —средний диаметр составляет около 8 км. Измерения альбедо четырёх из них (0.02—0.04) показали, что Дамоклоиды являются одними из самых тёмных тел солнечной системы, обладая, тем не менее, красноватым оттенком [2].

Кроме того, орбиты большинства Дамоклоидов сильно наклонены к плоскости эклиптики (от 6° до 175°), причем 52 из известных на сегодня 93-х Дамоклоидов движутся по ретроградным орбитам. Первое из таких тел, обнаруженное в 1999 году, было названо Диоретса (20461) — «астероид» наоборот. Движение Дамоклоидов по ретроградным орбитам — еще один аргумент в пользу связи Дамоклоидов с облаком Оорта и кометами типа Галлея. Орбиты этих астероидов весьма вытянуты (эксцентриситеты варьируются от 0.177 до 0.997). Их афелии имеют значения от 4.57 *а. е.* вплоть до 2459.66 *а. е.* (2013 BL76), а их перигелии — от 0.378 *а. е.* до 21.149 *а. е.*

Как видно из Таб.1, в число Дамоклоидов попадают объекты на различных удалениях от Солнца. Так, 6 из них имеют перигелии внутри орбиты Земли, еще 72 имеют перигелии внутри орбиты Юпитера (из них перигелии в главном поясе астероидов — у 66 Дамоклоидов), 5 Дамоклоидов относятся к семейству Кентавров (имеют перигелии и

афелии, заключенные между орбитами Юпитера и Нептуна), у оставшихся 10 Дамоклоидов перигелии размещены за орбитой Юпитера и афелии вне области больших планет (за орбитой Нептуна, вплоть до 2458 *а. е.*). Афелии в пределах орбиты Нептуна имеют 41 Дамоклоид. На сегодняшний день более или менее точно (арка наблюдений свыше 30 *суток*) определены орбиты 70 Дамоклоидов, и требуются дальнейшие наблюдения этих слабых объектов.

Моделирование орбитальной эволюции Дамоклоидов

Вопрос происхождения комет до сих пор остается открытым и актуальным, и требует дополнительного изучения. В частности, путем моделирования орбитальной эволюции комет и популяций, которые могут представлять их первоисточники.

В настоящей работе была поставлена задача промоделировать орбитальную эволюцию известных на сегодня Дамоклоидов на больших промежутках времени (1 млрд. лет) в будущее и в прошлое, с целью оценить динамическое время жизни этой популяции, а также динамическую связь Дамоклоидов с гипотетическим облаком Оорта и кометами типа Галлея. В данном контексте особый интерес представляла орбитальная эволюция Дамоклоидов по i (наклонению орбит) — как долго могут сохраняться большие наклонения их орбит, могли ли Дамоклоиды прийти из Облака Оорта в прошлом и вернуться в него в будущем? Могут ли далекие Дамоклоиды переходить на более близкие к Солнцу орбиты и, таким образом, пополнять популяцию комет типа Галлея? И были ли такие случаи замечены в прошлом, согласно результатам моделирования?

Интегрирование проводилось на 1 млрд. лет вперед и назад по времени от нынешней эпохи, с использованием интегратора SWIFTER [4]. Этот программный пакет включает 7 методик интегрирования. В данной работе был использован интегратор SyMBA (Symplectic Massive Body Algorithm). Он позволяет учитывать тесные сближения между планетами и модельными тестовыми частицами. Данный алгоритм описан в [5, 6].

Таблица 1. Список известных на сегодня Дамоклоидов и их орбитальные параметры

<i>Обозначение объекта</i>	<i>q (a.e.)</i>	<i>Q (a.e.)</i>	<i>a (a.e.)</i>	<i>e</i>	<i>i°</i>	<i>набл.</i>	<i>T_j</i>
(2011 AF3)	0.378	78.67	39.52	0.9904	6.18		0.887
(2012 US136)	0.380	8.22	4.299	0.9117	51.82	73	1.67
(2005 MW9)	0.404	6.76	3.58	0.8871	55.29	19	1.89
343158 (2009 HC82)	0.486	4.57	2.528	0.8075	154.50	3325	1.32
(2010 CA55)	0.668	9.89	5.28	0.8735	58.85	4	1.49
(1999 XS35)	0.946	34.75	17.85	0.9470	19.53	88	1.41
(2013 UQ4)	1.084	125.44	63.26	0.9829	145.25	17	-0.974
(2009 WN25)	1.102	5.41	3.254	0.6612	71.98	25	1.97
(2007 VA85)	1.117	7.34	4.227	0.7357	131.88	231	0.416
(2010 LG61)	1.367	12.79	7.079	0.8070	123.73	55	-0.03
(2010 OA101)	1.386	7.60	4.492	0.6915	84.35	54	1.29
(1998 WU24)	1.413	28.90	15.16	0.9068	42.64	87	1.4
(2010 EB46)	1.512	55.35	28.43	0.9468	156.48	30	-1.2
(1997 MD10)	1.542	51.60	26.57	0.9420	58.99	137	0.977
(2013 BN27) 5335 Damocles	1.562	124.98	63.27	0.9753	101.78	25	-0.232
(1991 DA)	1.577	22.09	11.83	0.8668	62.05	551	1.15
(2013 JD4)	1.616	22.42	12.02	0.8655	73.01	32	0.878
(2009 YS6)	1.616	39.14	20.38	0.9207	147.79	1271	-1.05
(2009 FW23)	1.646	21.33	11.49	0.8567	86.63	55	0.543
(2008 WA95)	1.720	26.39	14.05	0.8776	60.30	27	1.15
(2003 WG166)	1.845	8.44	5.143	0.6413	55.63	26	1.87
(2013 PE67)	1.847	109.76	55.8	0.9669	116.72	91	-0.658
(2005 HL3)	1.886	20.64	11.26	0.8325	35.62	157	1.79
(2006 BZ8)	1.914	17.31	9.61	0.8008	165.31	623	-1.03
(2009 AU16)	1.933	45.38	23.66	0.9183	70.11	125	0.794
(2006 RG1)	2.013	49.16	25.59	0.9213	133.20	25	-0.977
(2010 OR1)	2.050	52.64	27.34	0.9250	143.86	233	-1.22
(2009 QY6)	2.072	23.01	12.54	0.8348	137.72	264	-0.85
(2011 WS41)	2.082	74.54	38.31	0.9456	141.65	6	-1.25
(2008 SB85)	2.110	4.67	3.39	0.3776	74.24	38	1.94
(2010 OM101)	2.127	50.59	26.36	0.9193	118.69	101	-0.653
(2010 EJ104)	2.129	40.78	21.46	0.9008	41.59	87	1.56
15504 (1999 RG33)	2.150	16.64	9.395	0.7712	34.91	1685	1.96
(2003 WN188)	2.185	26.50	14.34	0.8476	27.04	583	1.93
(2009 DD47)	2.211	88.23	45.22	0.9511	107.42	22	-0.43
(2000 DG8)	2.239	19.30	10.77	0.7921	129.50	342	-0.634
(2011 SP25)	2.277	37.38	19.83	0.8852	109.01	58	-0.329
(2000 AB229)	2.283	101.93	52.11	0.9562	68.81	64	0.77
(2004 NN8)	2.314	197.51	99.91	0.9768	165.49	292	-1.76
(2006 RJ2)	2.322	17.10	9.709	0.7608	164.62	37	-1.17
(2000 HE46) 20461 Dioretsa	2.341	44.79	23.57	0.9007	158.46	220	-1.5
(1999 LD31)	2.376	45.15	23.76	0.9000	160.40	927	-1.54
65407 (2002 RP120)	2.488	107.15	54.82	0.9546	119.21	1225	-0.849
(2013 LD16)	2.544	145.87	74.21	0.9657	154.74	20	-1.7
(2012 HD2)	2.553	121.73	62.14	0.9589	146.90	302	-1.56
(1996 PW)	2.557	540.39	271.5	0.9906	29.72	506	1.74
(2006 EX52)	2.597	82.47	42.53	0.9390	150.26	310	-1.59
(2008 BN18)	2.603	59.17	30.89	0.9157	28.71	25	1.89
(2010 JH124)	2.613	135.09	68.85	0.9620	53.43	474	1.26
(2007 DA61)	2.647	872.73	437.7	0.9940	76.84	29	0.471
(2002 RN109)	2.700	1475.97	739.3	0.9963	58.05	80	1.08
(2013 NS11)	2.712	22.37	12.54	0.7837	130.37	23	-0.834

<i>Обозначение объекта</i>	<i>q (a.e.)</i>	<i>Q (a.e.)</i>	<i>a (a.e.)</i>	<i>e</i>	<i>i°</i>	<i>набл.</i>	<i>T_j</i>
(2005 SB223)	2.757	56.44	29.6	0.9068	91.49	244	0.124
(2013 HS150)	2.775	49.19	25.98	0.8932	96.45	10	-0.025
(2010 PO58)	2.872	20.86	11.87	0.7580	121.47	7	-0.59
(2010 CG55)	2.891	60.44	31.67	0.9087	146.22	1076	-1.55
(2013 LA2)	3.049	11.97	7.511	0.5941	175.19	25	-1.23
(2005 NP82)	3.057	8.69	5.875	0.4797	130.55	79	-0.327
(2005 OE)	3.067	123.16	63.11	0.9514	67.57	84	0.901
(2011 OR17)	3.099	571.20	287.1	0.9892	110.34	748	-0.738
(2000 KP65)	3.274	173.12	88.2	0.9629	45.58	58	1.61
(2012 YO6)	3.300	9.34	6.321	0.4779	106.91	142	0.26
(2007 VW266)	3.329	7.58	5.454	0.3896	108.36	38	0.36
(2010 CR140)	3.331	7.92	5.626	0.4079	74.64	50	1.43
(2010 JC147)	3.445	25.63	14.54	0.7630	41.82	123	1.97
(2012 TL139)	3.530	56.02	29.77	0.8815	160.03	25	-1.95
144908 (2004 YH32)	3.542	12.78	8.159	0.5658	79.15	758	1.03
330759 (2008 SO218)	3.547	12.73	8.14	0.5643	170.35	1685	-1.4
(2006 LM1)	3.711	70.66	37.18	0.9002	172.14	2	-2.17
(2010 GW64)	3.713	121.20	62.46	0.9406	105.27	252	-0.537
(2005 TJ50)	3.801	14.74	9.269	0.5899	110.41	31	-0.19
(2012 YE8)	3.833	14.82	9.327	0.5891	136.12	41	-1
(2004 DA62)	4.109	11.25	7.68	0.4649	52.23	7802	2
(2005 VX3)	4.132	2412.65	1208	0.9966	112.50	81	-0.96
(1999 LE31)	4.319	11.93	8.123	0.4682	151.81	409	-1.3
(2006 JG57)	4.733	14.51	9.622	0.5081	56.88	813	1.82
(2012 KA51)	4.910	443.99	224.5	0.9781	70.66	6	0.928
(2005 VD)	4.994	8.34	6.667	0.2508	172.87	2787	-1.39
(2010 GW147)	5.382	362.99	184.2	0.9708	99.63	1064	-0.449
(2010 FH92)	5.780	42.91	24.34	0.7626	61.88	831	1.53
(2010 BK118)	6.106	962.69	484.4	0.9874	143.90	1319	-2.46
342842 (2008 YB3)	6.492	16.76	11.63	0.4416	105.03	1750	-0.248
(2013 LU28)	7.146	31.36	19.25	0.6288	117.00	7	-1.09
(2013 BL76)	8.374	2458.04	1233	0.9932	98.59	379	-0.531
336756 (2010 NV1)	9.419	616.48	313	0.9699	140.81	1455	-2.91
(2009 MS9)	11.003	706.16	358.6	0.9693	68.01	1566	1.54
(2011 MM4)	11.151	31.27	21.21	0.4743	100.45	396	-0.399
(2012 DR30)	14.540	2304.35	1159	0.9875	77.97	4745	0.987
(2011 KT19)	15.374	21.98	18.68	0.1768	66.50	8	1.77
(2007 BP102)	17.720	30.19	23.95	0.2602	64.79	83	1.98
(2010 WG9)	18.771	88.10	53.43	0.6487	70.20	1148	1.75
127546 (2002 XU93)	20.992	113.67	67.33	0.6882	77.88	2957	1.17
(2008 KV42)	21.149	61.85	41.5	0.4904	103.51	387	-1.02

Интегрирование проводилось для 93-х тестовых частиц с орбитами, аналогичными орбитам известных на сегодня Дамоклоидов, с учетом Солнца, 8 больших планет и Плутона, и с шагом интегрирования 7.305 суток. Интегрирование движения частицы прекращалось на расстоянии 5000 а.е. от Солнца.

Анализ моделирования орбитальной эволюции Дамоклоидов показал, что

динамическое время жизни данной популяции порядка 10^6 - 10^7 лет, что сравнимо с динамическим временем жизни популяции Кентавров $10^{5.5}$ - $10^{6.5}$ лет (в среднем 2.7 миллионов лет), согласно [7]. Рисунки 1-4 демонстрируют скорость покидания/пополнения популяции Дамоклоидов на интервалах времени 1 млрд лет и, более детально, 10 млн лет, при интегрировании в будущее и в прошлое.

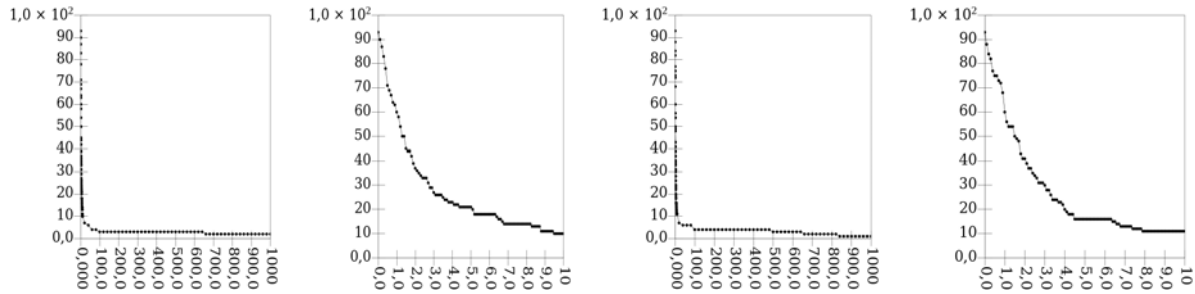


Рис. 1-4 Скорость покидания/пополнения популяции Дамоклоидов на интервалах времени 1 млрд. лет и 10 млн. лет (время по оси x указано в миллионах лет), при интегрировании в будущее (слева) и в прошлое (справа).

Большие наклонения орбит сохранялись на протяжении всего времени интегрирования, как в прошлое, так и в будущее, хотя и отличались от сегодняшнего значения в довольно широких пределах. Некоторые эволюционные треки допускают переход от прямого движения к ретроградному и наоборот.

Рисунки 5-8 представляют зависимость i (наклонения орбиты) от a (большой полуоси) для 2-х моментов времени: на 10 млн. лет

назад и вперед от настоящей эпохи. Приводятся минимальные (Рис. 5, 7) и максимальные (Рис. 6, 8) значения i , которых достигала орбита частиц в течение интегрирования на 10 млн. лет в прошлое (Рис. 5, 6) и в будущее (Рис. 7, 8).

На Рисунках 9-13 представлено распределение 93-х Дамоклоидов по их табличным орбитальным параметрам $i(a)$, $q(Q)$, $e(a)$, $i(e)$, $q(a)$ на настоящую эпоху.

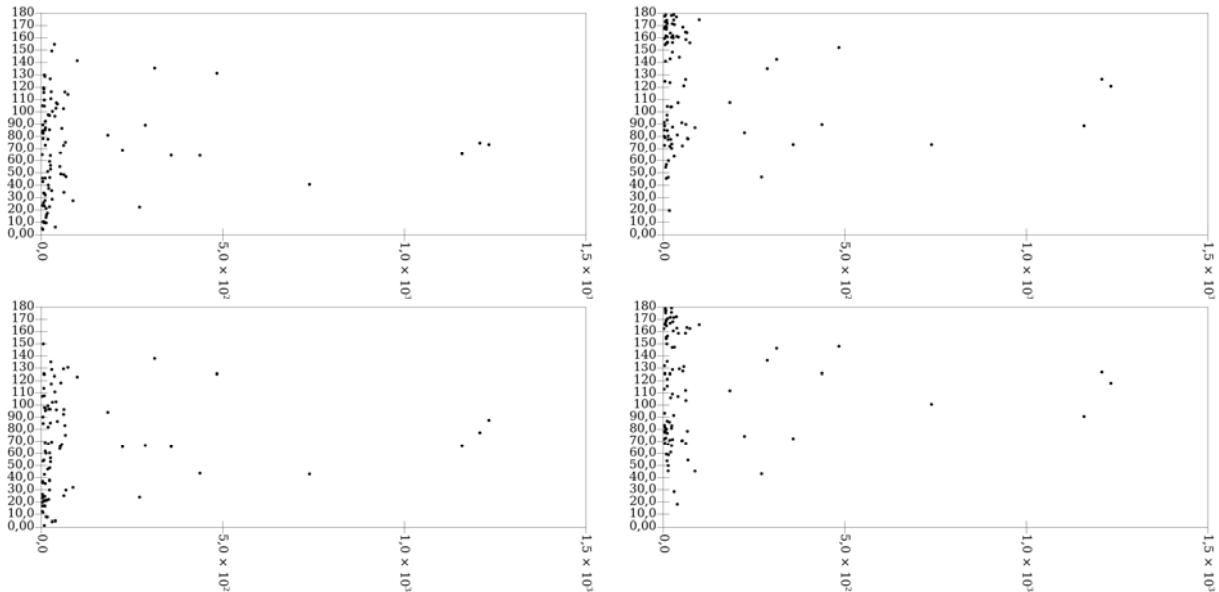
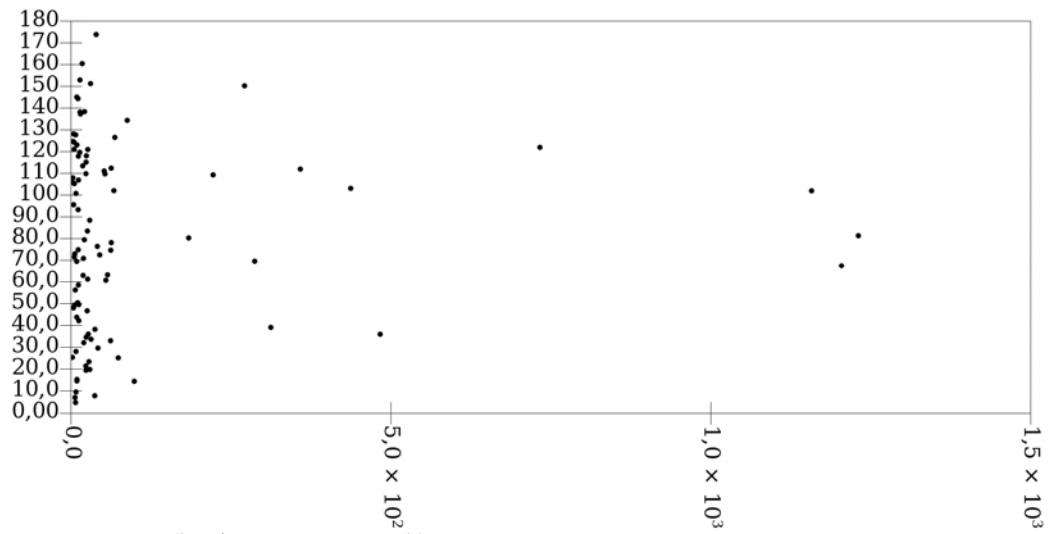
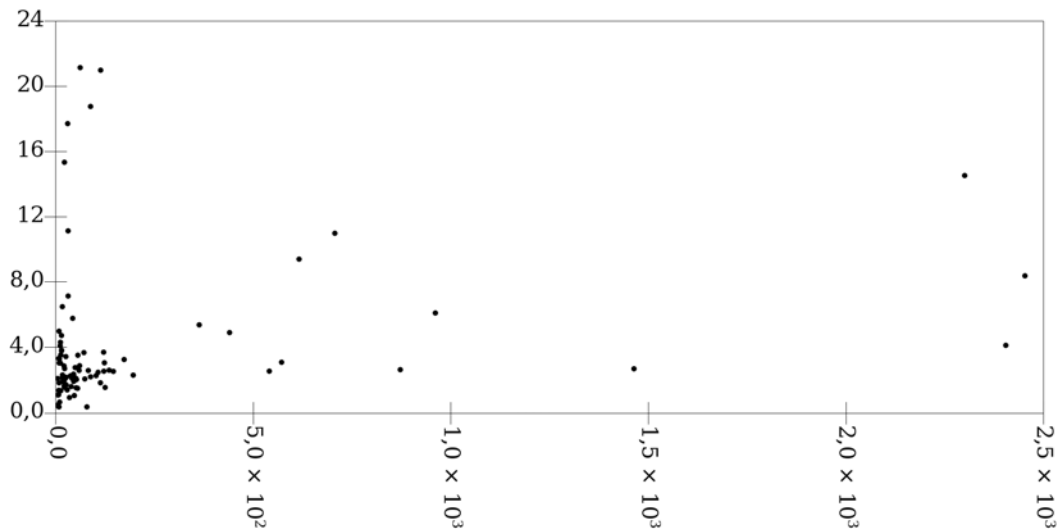
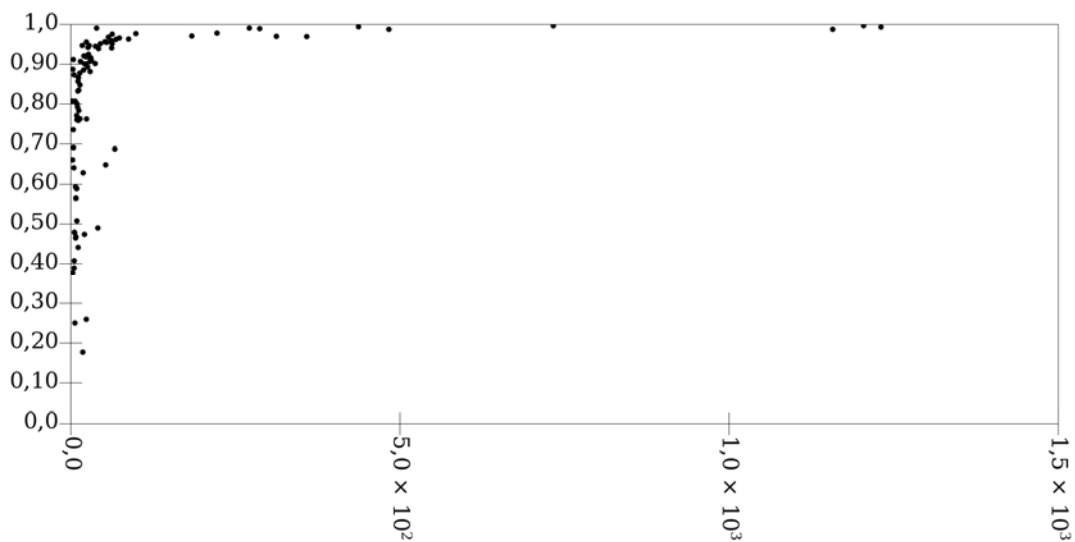
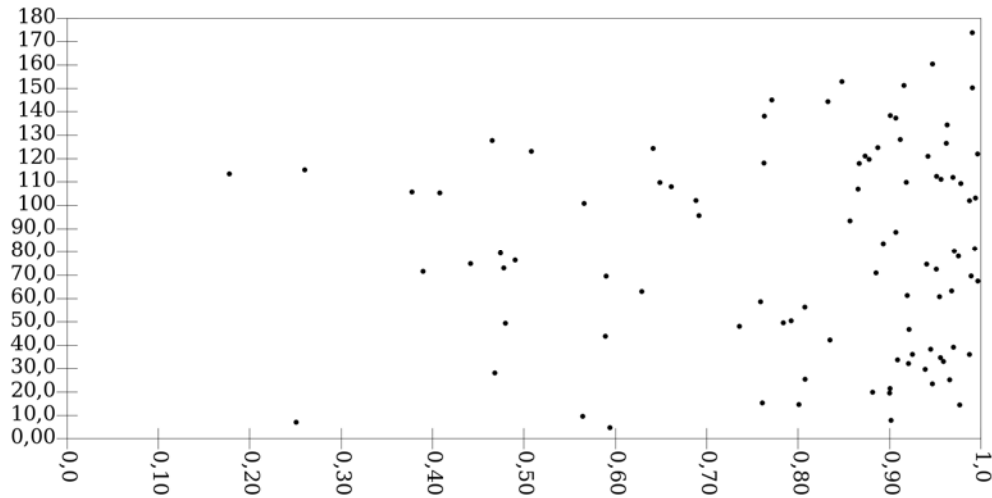
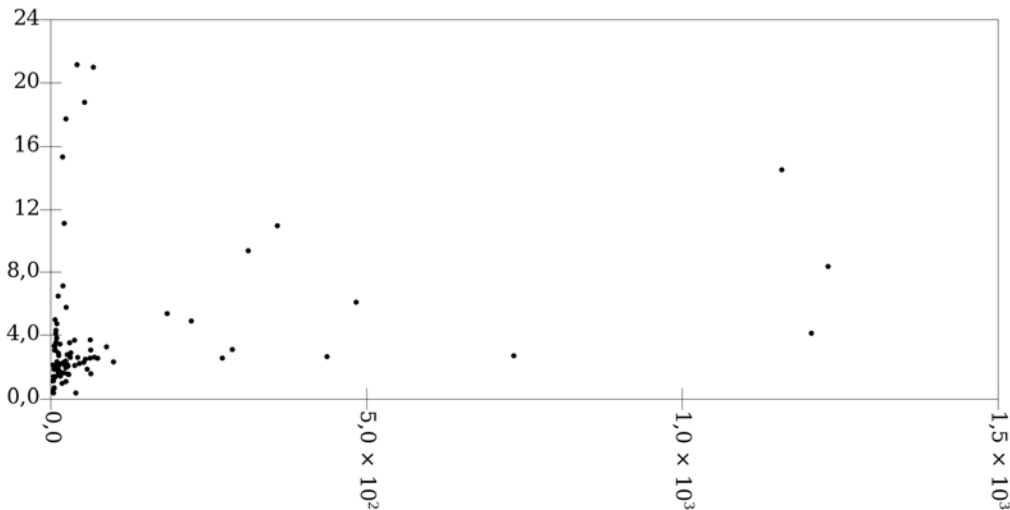


Рис. 5-8 Распределения i (наклон орбиты) от a (большая полуось) для 3-х моментов времени: в настоящем, на 10 млн. лет в прошлое, на 10 млн. лет в будущее. Приводятся минимальные (Рис. 5, 7) и максимальные (Рис. 6, 8) значения i , которых достигали орбиты частиц в течение интегрирования в прошлое (Рис. 5-6) и в будущее (Рис. 7-8).

Рис.9 Распределение орбит Дамоклоидов по $i(a)$.Рис.10 Распределение орбит Дамоклоидов по $q(Q)$.Рис.11 Распределение орбит Дамоклоидов по $e(a)$.

Рис.12 Распределение орбит Дамоклоидов по $i(e)$.Рис.13 Распределение орбит Дамоклоидов по $q(a)$.

В ходе орбитальной эволюции изменения параметров орбит имели такой характер через 1 млн лет в будущее и в прошлое, как показано на Рисунках 14-21.

Из данных распределений орбитальных параметров видно, что картина эволюции в будущем и в прошлом не совсем идентична. Сравнение распределений $e(a)$ показывает, что через 1 млн лет в будущем эксцентриситеты в среднем чуть больше, чем для эволюции на 1 млн лет назад в прошлое, т.е. в будущем орбиты чуть более вытянуты. Для эволюции в прошлое заметны небольшие «кластеры» при $0.4 < e < 0.5$ и $0.75 < e < 0.95$, в то время как в будущем орбиты более концентрируются при $0.8 < e < 0.97$, а концентрации при меньших эксцентриситетах уже не наблюдается. Т.е. в

прошлом орбиты были чуть менее вытянутые, а в будущем также возможно возвращение части Дамоклоидов в Облако Оорта.

По распределениям $i(e)$ можно заметить, что в будущем i немного меньше при тех же e , чем в прошлом. То есть можно предположить, что редкие тесные сближения Дамоклоидов с планетами незначительно уменьшают наклонения их орбит. Так, в будущем для наклонений будут характерны значения $30^\circ < i < 150^\circ$, а в прошлом были характерны $40^\circ < i < 160^\circ$, т.е. наклоны орбит популяции уменьшаются в среднем на 5° за 1 млн лет. Объекты с менее наклоненными орбитами первыми покидают область интегрирования, и через 1 млн лет и в прошлое, и в будущее, малые наклонения уже

не наблюдаются. Сохранение орбит с большими наклонными i в ходе эволюции и в прошлое, и в будущее подтверждает связь Дамоклоидов со сферическим гипотетическим Облаком Оорта.

Что касается распределений $q(a)$ и, аналогично, $q(Q)$, то в прошлом перигелии концентрируются в области главного пояса

астероидов и его окрестностях, в то время как в будущем часты и перигелии вблизи Юпитера, а несколько объектов с перигелиями в Поясе астероидов имеют очень большие полуоси a (800-1200 $a.e.$). Таким образом, этот результат подтверждает предположение о том, что Дамоклоиды могут быть истощенными ядрами комет типа Галлея.

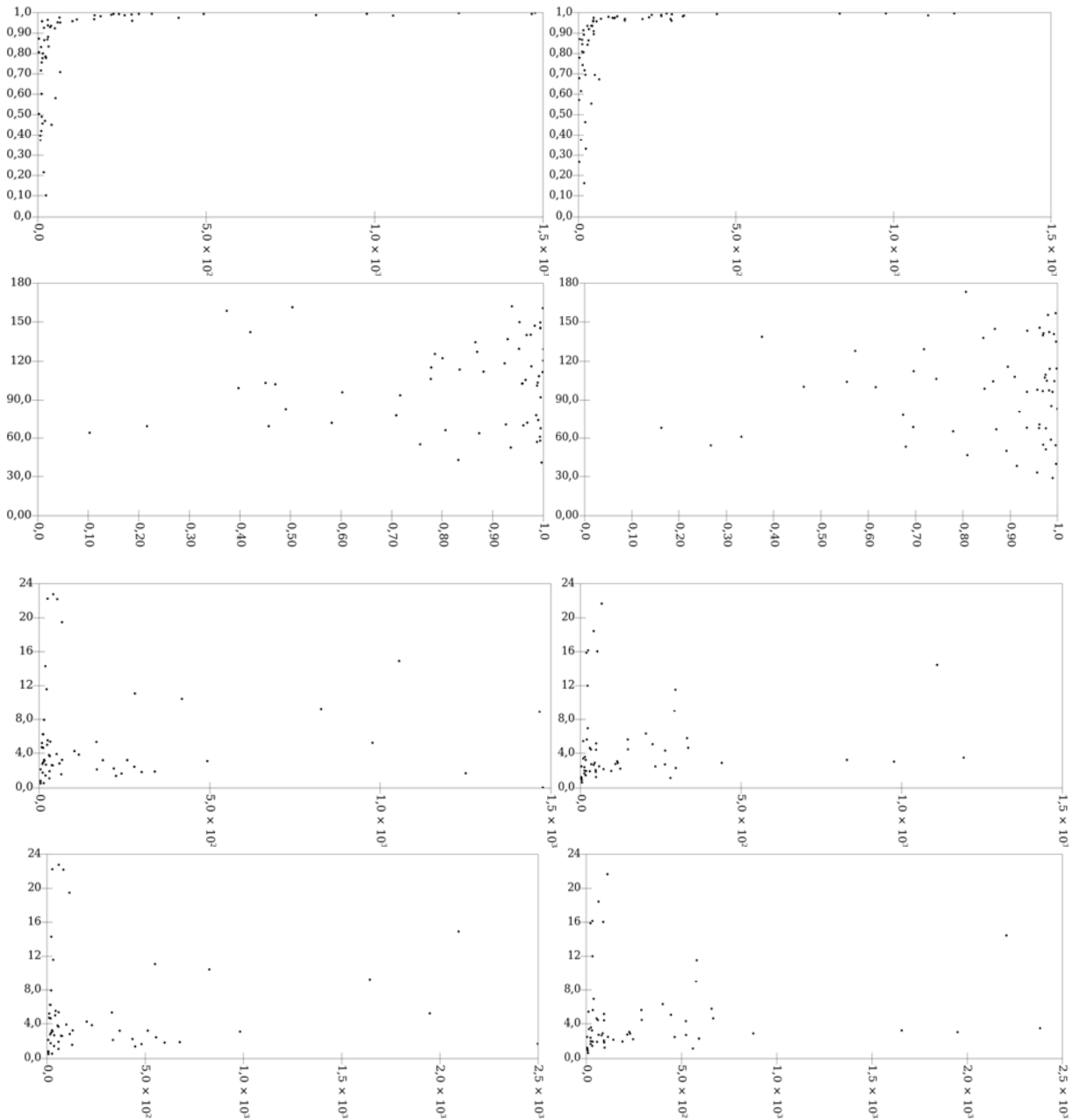


Рис. 14-21 Распределение орбит 93-х Дамоклоидов через 1 млн лет в прошлом (слева) и в будущем (справа) по параметрам $e(a)$, $i(e)$, $q(a)$, $q(Q)$.

ВЫВОДЫ

Наши результаты показали, что динамическое время жизни популяции Дамоклоидов составляет порядка 10^6 - 10^7 лет, причем первыми популяцию покидают объекты на наименее наклоненных орбитах.

Популяция Дамоклоидов сохраняет большие наклонения орбит на протяжении времени интегрирования вплоть до 1 млрд лет в прошлое и в будущее. Наклонения орбит популяции уменьшаются в среднем на 5° за 1 млн лет.

Некоторые эволюционные треки допускают переход от ретроградного движения к прямому и наоборот. Однако, на больших промежутках времени, вследствие тесных сближений с планетами-гигантами, результаты моделирования следует рассматривать лишь статистически, в рамках теории динамического хаоса.

Часть Дамоклоидов в прошлом имела меньшие перигелийные расстояния и, таким образом, действительно могут представлять собой истощенные ядра комет типа Галлея.

Таким образом, согласно нашим результатам, популяция Дамоклоидов действительно может представлять собой динамическую связь комет с наклоненными орбитами (комет типа Галлея) с гипотетическим сферическим Облаком Оорта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Morbidelli, A. Origin and dynamical evolution of comets and their reservoirs, **arXiv:astro-ph/0512256**. 2008.
2. Jewitt, D. A first look at the Damocloids, **The Astronomical Journal** .2005.vol. 129, pp. 730–538. Bibcode:2005AJ....129..530J. doi:10.1086/426328. Retrieved 2011-02-13.
3. http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi#x
4. <http://www.boulder.swri.edu/swifter/>
5. Duncan, Levison, and Lee . A Multiple Time Step Symplectic Algorithm for Integrating Close Encounters, **The Astronomical Journal**, 1998, vol. 116, Issue 4, pp. 2067-2077.
6. Levison and Duncan (). Symplectically Integrating Close Encounters with the Sun, **The Astronomical Journal**, 2000, vol. 120, Issue 4, pp. 2117-2123.
7. Horner, J.; Evans, N.W.; Bailey, M. E. Simulations of the Population of Centaurs I: The Bulk Statistics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. 2004, vol. 354, pp. 798–810.

KIÇIK CISİMLƏR-DAMOKLOİDLƏRİN DİNAMİK TƏKAMÜLÜNÜN İLKİN TƏHLİLİ

N.S. Kovalenko, R.Ə. Quliyev

SWIFTER program paketinin köməyi ilə Damokloidlərin orbital təkamülü 1 milyard il irəliyə və geriye olmaq şərti ilə öyrənilmişdir. Bu asteroidlər böyük orbit meylinə (onlardan bəziləri tərsinə hərəkət edir) və $T_J \leq 2$ Tisseran sabitinə malikdir. Damokloidlər Oort komet bulundakı komet nüvələri və Halley tipli kometlər (onlar da $T_J \leq 2$ sabitə malikdir) arasında aralıq populyasiya təşkil edir. Göstərilmişdir ki, bu populyasiyanın dinamik yaşı 10^6 - 10^7 il təşkil edir. Damokloidlərin müxtəlif orbital parametrlərinin modelləşdirilməsinin nəticələri müzakirə olunur.

Açar sözlər: damokloidlər, təkamül, Oort dumanlığı, kometlər

PRELIMINARY ANALYSIS OF DYNAMICAL EVOLUTION OF SMALL BODIES - DAMOCLOIDS

N.S. Kovalenko, R.A. Guliyev

Orbital evolution of Damocloides was integrated for 1 Gyr forward and backward in time, by using SWIFTER package. These asteroids move along highly inclined orbits (some of them are on retrograde orbits), and have Tisserand invariant SWIFTER (while Jupiter family comets have $T_J > 2$). Damocloides are believed to be transitional population between Oort cloud cometary nuclei and Halley type comets (those also have Tisserand parameter $T_J \leq 2$), or inactive nuclei of Halley type comets. It is shown, that dynamical lifetime of the population is about 10^6 - 10^7 years. Results of the simulation for different orbital parameters are discussed.

Key words: damocloids, evolution, Oort cloud, comets

О ВЛИЯНИИ СБЛИЖАЮЩЕЙСЯ С СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМОЙ ЗВЕЗДЫ НА ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ ПЛАНЕТ

© 2015 г. А.Г. Маммадли

*Батабатская астрофизическая обсерватория Нахчыванского отделения НАН Азербайджана
(e-mail: azad_mammadli@yahoo.com)*

В рамках ограниченной задачи трех тел исследовано пространственное движение пассивно-гравитирующего тела. Использовано точное выражение силовой функции без разложения ее в ряд. Исследовано влияние возмущающего тела (звезды) при его сближении с центральным телом (Солнцем) на орбиты пассивно-гравитирующих тел – планет. Показано, что, сближаясь по параболической или гиперболической орбите с Солнечной системой на минимальное расстояние от 50 а.е. до 100 а.е., звезда с массой от одной до пяти солнечных масс на размеры и форму орбит Венеры, Земли и Марса мало влияет. Изменения формы и размеров орбит Сатурна значительны, а Юпитера – не значительны. При этом орбиты далеких планет Урана и Нептуна сильно изменяются, и они могут быть захвачены звездой. Полученные результаты приведены в виде рисунков и таблиц.

Ключевые слова: небесная механика, ограниченная задача трех тел, силовая функция, элементы орбиты планет

ПОСТАНОВКА ВЫРАЖЕНИЕ ФУНКЦИИ

В работах Мамедова [1,2] рассмотрена плоская осредненная задача, а в работе Маммадли [3] – двукратно осредненная параболическая задача трех тел. Показано, что при умеренном сближении возмущающего тела с центральным телом, размер и форма орбиты возмущаемого тела остаются постоянными, изменяется лишь ее ориентация. В качестве возмущающего тела взята звезда солнечной массы и исследованы орбиты планет при ее сближении с Солнцем. Полученные результаты приведены в виде рисунков и таблиц.

В работе Холшевникова и Мищука [4] рассмотрена ограниченная гиперболическая задача трех тел и дана оценка влиянию звезды солнечной массы на орбиты планет при ее сближении с Солнцем на расстояния q' от 100 а.е. до 1152 а.е. Показано, что при умеренном сближении такой звезды с Солнцем, размеры орбит планет не претерпевают никаких изменений. При сближении звезды с Солнцем на расстояние $q' \geq 100$ а.е. наклон, эксцентриситет, долгота восходящего узла и аргумент перигелия изменяются достаточно мало.

В данной работе рассмотрено пространственное движение пассивно-гравитирующего тела в рамках задачи трех

ЗАДАЧИ. ВОЗМУЩАЮЩЕЙ

тел. Возмущающее тело (материальная точка), при этом может совершать движение по параболической или по гиперболической орбите относительно центрального тела (материальной точки). Целью настоящей работы является изучение влияния возмущающего тела при его сближении с центральным телом на элементы орбиты пассивно-гравитирующего тела и применение полученных результатов к реальным астрономическим объектам.

Пусть возмущающее тело P' имеет массу m' и движется относительно центрального тела P_0 с массой m_0 по параболической (гиперболической) орбите. Требуется изучить движение пассивно-гравитирующего тела – точки P с массой m . Выберем прямоугольную систему декартовых координат с началом в центре тела P_0 . В этой системе координат дифференциальные уравнения движения точки P запишутся так [1-3, 5]:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial y}, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (1)$$

в которых силовая функция $U = U(x, y, z, x', y', z')$ определяется равенством

$$U = U_0 + R, \quad U_0 = \frac{G(m_0 + m)}{r},$$

$$R = Gm' \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{xx' + yy' + zz'}{r'^3} \right). \quad (2)$$

Здесь U_0 – силовая функция невозмущенного движения, а R – возмущающая функция. Таким образом, система уравнений (1) при $U = U_0$, или, что то же самое, $R = 0$ представляет собой систему уравнений невозмущенного движения. Кроме того, в выражении (2) приняты обозначения: G – гравитационная постоянная, x, y, z – декартовы координаты точки P , r – радиус-вектор этой точки, а r' и Δ – расстояния возмущающего тела от центрального тела P_0 и от точки P , соответственно. Т.е:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2, \quad r'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2, \\ \Delta^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2. \quad (3)$$

Далее, необходимо выразить радиус-вектора r и r' через элементы орбиты. Для эллиптической орбиты пассивно-гравитирующей точки P имеем

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v'}, \quad p = a(1 - e^2). \quad (4)$$

Аналогично, при гиперболическом или параболическом движениях возмущающего тела P' , получим

$$r' = \frac{p'}{1 + e' \cos v'}, \quad (5)$$

$$p' = a'(e'^2 - 1) = q'(1 + e'), \quad (e' > 1) \\ r' = \frac{2q'}{1 + \cos v'} = q' \sec^2 \frac{v'}{2}, \quad p' = 2q', \quad (e' = 1) \quad (6)$$

соответственно. Здесь параметр q' в гелиоцентрической системе координат называется перигелийным расстоянием тела P' .

Обозначив через θ угол между радиус-векторами тел P и P' , для расстояния Δ и $\cos \theta$ имеем следующие выражения:

$$\Delta^2 = r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta, \\ \cos \theta = \frac{xx' + yy' + zz'}{rr'} \quad (7)$$

При этом $\cos \theta$ можно выразить через элементы орбиты пассивно-гравитирующего тела в виде

$$\cos \theta = \alpha\alpha' + \beta\beta' + \gamma\gamma', \quad (8)$$

где использованы следующие равенства для прямоугольных координат x, y, z тела P и x', y', z' тела P' [5-7]:

$$x = r \cdot \alpha, \quad y = r \cdot \beta, \quad z = r \cdot \gamma, \\ \alpha = \cos u \cos \Omega - \cos i \sin u \sin \Omega, \\ \beta = \cos u \sin \Omega + \cos i \sin u \cos \Omega, \\ \gamma = \sin i \sin u \quad (9)$$

и

$$x' = r' \cdot \alpha', \quad y' = r' \cdot \beta', \quad z' = r' \cdot \gamma', \\ \alpha' = \cos u' \cos \Omega' - \cos i' \sin u' \sin \Omega', \\ \beta' = \cos u' \sin \Omega' + \cos i' \sin u' \cos \Omega', \\ \gamma' = \sin i' \sin u'. \quad (10)$$

Здесь радиус-вектор r определяется равенством (4), а r' – равенствами (5) или (6) в зависимости от типа движения возмущающего тела P' . Кроме того, $u = v + \omega$, $u' = v' + \omega'$ – аргументы широты, Ω, Ω' – долготы восходящего узла, i, i' – наклоны орбит тел P и P' к основной плоскости, а ω, ω' – аргументы перигелиев (для планет и комет – перигелий) и v, v' – истинные аномалии их орбит, соответственно.

Заметим, что равенство (9) представляет собой решение системы уравнений (1) в невозмущенном движении, т.е. при $U = U_0$ или $R = 0$ [5]. При возмущенном движении ($R \neq 0$) решение системы уравнений (1) также представляется в виде (9), при условии, что элементы орбиты u, Ω, i, a, e считаются функциями времени и определяются из дифференциальных уравнений, например, из уравнений Лагранжа для оскулирующих элементов [5]. При этом элементы орбиты u', Ω', i', a', e' возмущающего тела P' считаются известными.

Для решения дифференциальных уравнений в оскулирующих элементах необходимо выразить возмущающую функцию R через элементы орбит тел P и P' . С этой целью в выражении (2) для R учтем равенства (7) и (8). Тогда возмущающая функция R выражается через элементы орбиты планеты посредством радиус-вектора r и $\cos \theta$ в виде

$$R = \frac{Gm'}{r'^2} \left(\frac{r'^2}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta}} - r \cos \theta \right), \quad (11)$$

где для краткости записи выражения (4) для r , (5) или (6) для r' , а также выражение (8) для $\cos \theta$, приведенные выше, не подставлены. При численном интегрировании уравнений Лагранжа на компьютере такая подстановка выполнена.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В ЭЛЕМЕНТАХ ОРБИТЫ В ОГРАНИЧЕННОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Уравнения Лагранжа для кеплеровских оскулирующих элементов в ограниченной задаче трех тел имеет вид [5,7]:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2\sqrt{a}}{\sqrt{\mu}} \frac{\partial R}{\partial M_0}, \\ \frac{di}{dt} &= \frac{\operatorname{cosec} i}{\sqrt{\mu}\sqrt{a(1-e^2)}} \left(-\frac{\partial R}{\partial \Omega} + \cos i \frac{\partial R}{\partial \omega} \right), \quad (12) \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{\operatorname{cosec} i}{\sqrt{\mu}\sqrt{a(1-e^2)}} \frac{\partial R}{\partial i}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{\operatorname{ctg} i}{\sqrt{\mu}\sqrt{a(1-e^2)}} \frac{\partial R}{\partial i} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{e\sqrt{a}\sqrt{\mu}} \frac{\partial R}{\partial e}, \\ \frac{dM_0}{dt} &= -\frac{2\sqrt{a}}{\sqrt{\mu}} \frac{\partial R}{\partial a} - \frac{1-e^2}{e\sqrt{a}\sqrt{\mu}} \frac{\partial R}{\partial e}. \end{aligned}$$

В этих уравнениях a и e – большая полуось и эксцентриситет орбиты точки P , i и Ω – наклон орбиты точки P к основной плоскости xu и долгота восходящего узла ее орбиты, M_0 – средняя аномалия в эпоху. Кроме того, параметр μ и связь между

временем t и истинными аномалиями v и v' определены ниже [5,7]:

$$\begin{aligned} r^2 dv &= \sqrt{\mu p} dt, \quad \mu = G(m_0 + m), \\ r'^2 dv' &= \sqrt{\mu' p'} dt, \quad \mu' = G(m_0 + m'). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь параметр p' и радиус-вектор r' определяются одним из равенств (5) и (6) в зависимости от типа движения возмущающего тела.

Так как возмущающая функция R непосредственно от M_0 не зависит и в силу (13) имеет место равенство

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= n, \quad \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dM} \frac{dM}{dt} = \frac{\sqrt{\mu p}}{r^2}, \\ \frac{dv}{dM} &= \frac{dv}{dM_0} = \frac{\sqrt{\mu p}}{r^2 n} = \frac{a^2 \sqrt{1-e^2}}{r^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

то в системе уравнений (12) можно произвести замену

$$\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial M_0} &= \left(\frac{\partial R}{\partial v} + \frac{\partial R}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial v} \right) \frac{dv}{dM_0} = \\ &= \left(\frac{\partial R}{\partial v} + \frac{\partial R}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial v} \right) \frac{a^2 \sqrt{1-e^2}}{r^2} \end{aligned} \quad (15)$$

или

$$\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial M_0} &= \frac{1}{(1-e^2)^{3/2}} \left[(1+e \cos v)^2 \frac{\partial R}{\partial v} + \right. \\ &\quad \left. + ae(1-e^2) \sin v \frac{\partial R}{\partial r} \right]. \end{aligned}$$

При этом, если радиус-вектор r в выражении (11) возмущающей функции R заменен его выражением (4), то второе слагаемое в скобках равенства (15) будет равно нулю, так как в этом случае $\partial R / \partial r = 0$.

Далее, в качестве независимой переменной, вместо времени t возьмем истинную аномалию v' возмущающего тела. Кроме того, в системе уравнений (12) заменим радиус-вектор r его выражением (4) и для удобства и краткости записи положим

$$s = \cos i, \quad \frac{\partial \tilde{R}}{\partial i} = \frac{\partial \tilde{R}}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial i} = -\sqrt{1-s^2} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial s}.$$

Тогда, в силу (13)–(15), уравнения Лагранжа (12) в новой независимой переменной v' можно записать в виде

$$\begin{aligned}\frac{da}{dv'} &= \frac{2a^2(1+e\cos v)^2}{p\sqrt{p}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v}, \\ \frac{de}{dv'} &= \frac{1}{e\sqrt{p}} \left[-\frac{p}{a} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \omega} + (1+e\cos v)^2 \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v} \right], \\ \frac{ds}{dv'} &= \frac{1}{\sqrt{p}} \left(\frac{\partial \tilde{R}}{\partial \Omega} - s \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \omega} \right), \quad \frac{d\Omega}{dv'} = -\frac{1}{\sqrt{p}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial s}, \\ \frac{d\omega}{dv'} &= \frac{s}{\sqrt{p}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial s} + \frac{\sqrt{p}}{ae} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial e}, \\ \frac{dv}{dv'} &= \frac{r'^2}{r^2} \cdot \frac{\sqrt{\mu p}}{\sqrt{\mu' p'}},\end{aligned}\quad (16)$$

в которых положено $p = a(1-e^2)$ и учтено, что функция $\tilde{R}$ связана с возмущающей функцией R из (11) следующим образом

$$\begin{aligned}\tilde{R} &= \frac{r'^2}{\sqrt{p'\mu\mu'}} R = \\ &= A \left(\frac{r'^2}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cdot \cos \theta}} - r \cdot \cos \theta \right),\end{aligned}\quad (17)$$

где

$$A = \frac{m'}{\sqrt{p'(m_0 + m)(m_0 + m')}}, \quad (18)$$

а остальные величины r , r' , $\cos \theta$ нами определены ранее. При этом в выражении (17) для функции $\tilde{R}$ и в дифференциальном уравнении (16) радиус-вектор r' определяется одним из равенств (5) или (6), в зависимости от типа движения возмущающего тела.

Таким образом, решив совместно систему уравнений (16), находим элементы орбиты

$$a = a(v'), e = e(v'), i = i(v'), \Omega = \Omega(v'),$$

$$\omega = \omega(v'), M_0 = M_0(v'), v = v(v'),$$

а по формулам

$$n = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}}, \quad M = M_0 + n \cdot (t - t_0)$$

вычисляем среднее движение n и среднюю аномалию M . После чего, в зависимости от типа движения возмущающего тела, находим связь между независимой переменной v' и временем t . Так, в случае параболической

орбиты ($e' = 1$) возмущающего тела эта связь устанавливается уравнением [5]

$$t - t_0 = \frac{2q'^2}{\sqrt{2\mu'q'}} \left(\operatorname{tg} \frac{v'}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{v'}{2} \right), \quad p' = 2q', \quad (19)$$

а в случае гиперболической орбиты ($e' > 1$) возмущающего тела – в виде

$$\begin{aligned}t - t_0 &= \frac{q'\sqrt{q'}}{(e' - 1)\sqrt{\mu'(e' - 1)}} \times \\ &\times \left[e' \operatorname{tg} F - \ln \operatorname{tg} \left(\frac{F}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (20) \\ \operatorname{tg} \frac{F}{2} &= \sqrt{\frac{e' - 1}{e' + 1}} \operatorname{tg} \frac{v'}{2},\end{aligned}$$

где массовый параметр μ' определяется равенством (13). Кроме того, в равенстве (20) учтено выражение для среднего движения n' и фокального параметра p' орбиты возмущающего тела

$$n' = \sqrt{\frac{\mu'}{a'^3}} = \sqrt{\frac{\mu'(e'^2 - 1)^3}{p'^3}}, \quad p' = q'(e' + 1).$$

ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ УРАВНЕНИЙ ЛАГРАНЖА

В случае малых наклонов, вместо элементов i и Ω удобно пользоваться переменными Лагранжа $\tilde{p}$ и $\tilde{q}$ [7]:

$$\begin{aligned}\tilde{p} &= \operatorname{tgi} \sin \Omega, \quad \tilde{q} = \operatorname{tgi} \cos \Omega, \\ \operatorname{tg}^2 i &= \tilde{p}^2 + \tilde{q}^2, \quad \operatorname{tg} \Omega = \frac{\tilde{p}}{\tilde{q}},\end{aligned}\quad (21)$$

а при малых эксцентриситетах вместо элементов e и ω следует ввести переменные Лагранжа $\tilde{h}$ и $\tilde{k}$ по формуле [7]:

$$\begin{aligned}\tilde{h} &= e \sin \omega, \quad \tilde{k} = e \cos \omega, \\ e^2 &= \tilde{h}^2 + \tilde{k}^2, \quad \operatorname{tg} \omega = \frac{\tilde{h}}{\tilde{k}}.\end{aligned}\quad (22)$$

Как правило, переменные $\tilde{h}$ и $\tilde{k}$ вводятся вместо элементов e и $\tilde{\omega} = \omega + \Omega$. Поскольку нас интересуют изменения элементов e и ω , то воспользуемся равенством (22).

Нам теперь следует выразить возмущающую функцию $\tilde{R}$ из (17), фигурирующую в системе уравнений (16), в переменных Лагранжа:

$$\tilde{R} \equiv \tilde{R}(v, \tilde{h}, \tilde{k}, \tilde{p}, \tilde{q}, u', i', \Omega') =$$

$$= A \left(\frac{r'^2}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta}} - r \cdot \cos \theta \right), \quad (23)$$

где радиус-вектор r' определяется одним из равенств (5) или (6) в зависимости от типа движения возмущающего тела. Кроме того,

$$\begin{aligned} \cos \theta &= H' (P' \cos v + Q' \sin v), \\ r &= \frac{a(1 - \tilde{h}^2 - \tilde{k}^2)}{1 + \sqrt{\tilde{h}^2 + \tilde{k}^2} \cdot \cos v}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь

$$\begin{aligned} H' &= \frac{1}{\sqrt{\tilde{p}^2 + \tilde{q}^2}} \frac{1}{\sqrt{\tilde{h}^2 + \tilde{k}^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \tilde{p}^2 + \tilde{q}^2}}, \\ P' &= \alpha' A_1 + \beta' A_2 + \gamma' \tilde{h} (\tilde{p}^2 + \tilde{q}^2), \\ Q' &= \alpha' B_1 + \beta' B_2 + \gamma' \tilde{k} (\tilde{p}^2 + \tilde{q}^2), \\ A_1 &= \tilde{q} \tilde{k} \sqrt{1 + \tilde{p}^2 + \tilde{q}^2} - \tilde{p} \tilde{h}, \\ A_2 &= \tilde{p} \tilde{k} \sqrt{1 + \tilde{p}^2 + \tilde{q}^2} + \tilde{q} \tilde{h}, \\ B_1 &= -\tilde{q} \tilde{h} \sqrt{1 + \tilde{p}^2 + \tilde{q}^2} - \tilde{p} \tilde{k}, \\ B_2 &= -\tilde{p} \tilde{h} \sqrt{1 + \tilde{p}^2 + \tilde{q}^2} + \tilde{k} \tilde{q}. \end{aligned}$$

При этом направляющие косинусы α', β', γ' определены выше, равенством (10).

Таким образом, уравнения Лагранжа (16) в новых переменных примут вид

$$\begin{aligned} \frac{da}{dv'} &= \frac{2a^2 \tilde{w}^2}{\tilde{u}^3} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v}, \\ \frac{d\tilde{h}}{dv'} &= \frac{\tilde{u}}{a} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{k}} + \frac{\tilde{h}}{\tilde{h}^2 + \tilde{k}^2} \frac{\tilde{w}^2}{\tilde{u}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v} - \\ &\quad - \frac{\tilde{k} \tilde{s}^2}{(\tilde{s}^2 - 1) \tilde{u}} \left(\tilde{p} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{p}} + \tilde{q} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{q}} \right), \\ \frac{d\tilde{k}}{dv'} &= -\frac{\tilde{u}}{a} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{h}} + \frac{\tilde{k}}{\tilde{h}^2 + \tilde{k}^2} \frac{\tilde{w}^2}{\tilde{u}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v} + \\ &\quad + \frac{\tilde{h} \tilde{s}^2}{(\tilde{s}^2 - 1) \tilde{u}} \left(\tilde{p} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{p}} + \tilde{q} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{q}} \right), \\ \frac{d\tilde{p}}{dv'} &= \frac{\tilde{p} \tilde{s}^2}{(\tilde{s}^2 - 1) \tilde{u}} \left(\tilde{k} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{h}} - \tilde{h} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{k}} \right) + \frac{\tilde{s}^3}{\tilde{u}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{q}}, \\ \frac{d\tilde{q}}{dv'} &= \frac{\tilde{q} \tilde{s}^2}{(\tilde{s}^2 - 1) \tilde{u}} \left(\tilde{k} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{h}} - \tilde{h} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{k}} \right) - \frac{\tilde{s}^3}{\tilde{u}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{p}}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\frac{dv}{dv'} = \sqrt{\frac{m_0 + m}{p'(m_0 + m')}} \frac{r'^2 \tilde{w}^2}{\tilde{u}^3},$$

где для краткости записи положено

$$\tilde{u} = \sqrt{a(1 - \tilde{h}^2 - \tilde{k}^2)} = \sqrt{p}, \quad (26)$$

$$\tilde{s} = \sqrt{1 + \tilde{p}^2 + \tilde{q}^2} = \sec i,$$

$$\tilde{w} = 1 + \sqrt{\tilde{h}^2 + \tilde{k}^2} \cdot \cos v = \frac{p}{r},$$

$$\left(\tilde{w} = \frac{\tilde{u}^2}{r}, r = \frac{p}{1 + e \cos v} \right). \quad (27)$$

Кроме того, в последнем уравнении системы (25) радиус-вектор r' и фокальный параметр p' определяются в зависимости от типа движения возмущающего тела.

В случае движения возмущающего тела в основной плоскости, т.е. при $i' = 0$, $\Omega' = 0$ выражение (23) для возмущающей функции $\tilde{R}$ упростится. В этом случае вместо шести уравнений рассматриваются четыре, а в выражении функций P' и Q' следует положить $\alpha' = \cos u'$, $\beta' = \sin u'$, $\gamma' = 0$. Если движение пассивно-гравитирующего тела происходит в основной плоскости, т.е. при $i = 0$, следует положить $\Omega = 0$ и вместо уравнений (16) воспользоваться следующими четырьмя уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{da}{dv'} &= 2\sqrt{a} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial M_0}, \\ \frac{de}{dv'} &= \frac{1 - e^2}{e\sqrt{a}} \left(\frac{\partial \tilde{R}}{\partial M_0} - \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \omega} \right), \\ \frac{d\omega}{dv'} &= \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e\sqrt{a}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial e}, \\ \frac{dM_0}{dv'} &= -2\sqrt{a} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial a} - \frac{1 - e^2}{e\sqrt{a}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial e} \end{aligned} \quad (28)$$

При этом выражение для функции $\cos \theta$ упростится и будет иметь вид:

$$\cos \theta = \alpha' \cdot \cos u + \beta' \cdot \sin u, \quad u = v + \omega.$$

Здесь α' и β' определяются равенством (10). В случае движения возмущающего тела в основной плоскости, т.е. при $i' = 0$, и,

следовательно, $\Omega' = 0$, для этих величин получим:

$$u' = v' + \omega', \quad \alpha' = \cos u', \quad \beta' = \sin u', \quad \gamma' = 0 \\ \cos \theta = \cos(u - u'). \quad (29)$$

Аналогично, при малых эксцентриситетах в случае движения пассивно-гравитирующего тела в основной плоскости ($i=0, \Omega=0$) вместо уравнений (28) следует пользоваться следующими уравнениями:

$$\frac{da}{dv'} = \frac{2a^2 \tilde{w}^2}{\tilde{u}^3} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v'}, \\ \frac{d\tilde{h}}{dv'} = \frac{\tilde{u}}{a} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{k}} + \frac{\tilde{h}}{\tilde{h}^2 + \tilde{k}^2} \frac{\tilde{w}^2}{\tilde{u}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v'}, \\ \frac{d\tilde{k}}{dv'} = -\frac{\tilde{u}}{a} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial \tilde{h}} + \frac{\tilde{k}}{\tilde{h}^2 + \tilde{k}^2} \frac{\tilde{w}^2}{\tilde{u}} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial v'}, \quad (30) \\ \frac{dv}{dv'} = \sqrt{\frac{m_0 + m}{p'(m_0 + m')}} \frac{r'^2 \tilde{w}^2}{\tilde{u}^3},$$

где переменные $\tilde{u}, \tilde{w}$ определяются равенствами (26) и (27).

Заметим, что наклоны и эксцентриситеты орбит планет Солнечной системы достаточно малы. По этой причине в задачах об определении элементов их орбит или об эволюции планетных орбит, предпочтительно пользоваться системами уравнений (25). Для Земли, движение которой изучается в плоскости эклиптики, необходимо пользоваться системой (30).

ИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ ПЛАНЕТ ПРИ СБЛИЖЕНИИ ЗВЕЗДЫ С СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМОЙ

Теперь в качестве примера возьмем звезды с массами $m' = M_\odot$, $m' = 3M_\odot$, $m' = 5M_\odot$ с гелиоцентрическими расстояниями $q' = 50 \text{ a.e.}$, $q' = 75 \text{ a.e.}$, $q' = 100 \text{ a.e.}$ и следующими элементами орбит

$$i' = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ; \quad \Omega' = 20^\circ, 50^\circ, 80^\circ;$$

$$\omega' = 40^\circ, 70^\circ, 100^\circ; \quad e' = 1.15 (e' = 1, e' = 0.2),$$

где в скобках указаны значения эксцентриситета при параболической и эллиптической орбите звезды. Угловые элементы i' , Ω' и ω' звезды отнесены к системе координат $Ox'y'z'$ с началом в центре

Солнца. Элементы орбит изучаемых планет взяты из Ежегодника за 1988 г. и равны:

Венера-

$$a_0 = 0.72332982 \text{ a.e.}, \quad e_0 = 0.00677188,$$

$$i_0 = 3^\circ 23' 40''.783, \quad \lambda_0 = 181^\circ 58' 47''.283,$$

$$\Omega_0 = 76^\circ 40' 47''.713, \quad \pi_0 = 131^\circ 33' 49''.346,$$

Земля-

$$a_0 = 1.00000102 \text{ a.e.}, \quad e_0 = 0.01671, \quad i_0 = 0,$$

$$\Omega_0 = 0, \quad \lambda_0 = 100^\circ 27' 59''.215,$$

$$\pi_0 = \omega_0 + \Omega_0 = \omega_0 = 102^\circ 56' 14''.453,$$

Марс-

$$a_0 = 1.523679 \text{ a.e.}, \quad e_0 = 0.093401,$$

$$i_0 = 1^\circ 50' 59''.02, \quad \lambda_0 = 355^\circ 25' 59''.79,$$

$$\Omega_0 = 49^\circ 33' 29''.14, \quad \pi_0 = 336^\circ 03' 36''.84,$$

Юпитер-

$$a_0 = 5.2026032 \text{ a.e.}, \quad e_0 = 0.04849485,$$

$$i_0 = 1^\circ 18' 11''.77, \quad \lambda_0 = 34^\circ 21' 05''.34,$$

$$\Omega_0 = 100^\circ 27' 51''.98, \quad \pi_0 = 14^\circ 19' 52''.71,$$

Сатурн-

$$a_0 = 9.5549096 \text{ a.e.}, \quad e_0 = 0.0555086,$$

$$i_0 = 2^\circ 29' 19''.96, \quad \lambda_0 = 50^\circ 04' 38''.89,$$

$$\Omega_0 = 113^\circ 39' 55''.89, \quad \pi_0 = 93^\circ 03' 24''.43,$$

Уран-

$$a_0 = 19.2184461 \text{ a.e.}, \quad e_0 = 0.0462986,$$

$$i_0 = 0^\circ 46' 23''.51, \quad \lambda_0 = 314^\circ 03' 18''.02,$$

$$\Omega_0 = 74^\circ 00' 21''.41, \quad \pi_0 = 173^\circ 00' 18''.84,$$

Нептун-

$$a_0 = 30.11038687 \text{ a.e.}, \quad e_0 = 0.0089881,$$

$$i_0 = 1^\circ 46' 11''.83, \quad \lambda_0 = 304^\circ 20' 55''.20,$$

$$\Omega_0 = 131^\circ 47' 02''.61, \quad \pi_0 = 48^\circ 07' 25''.29,$$

причем угловые элементы орбит планет отнесены к эклиптике и равноденствию эпохи J2000.0, а гравитационная постоянная равна

гауссовой постоянной: $G = k^2 = 0.000295936$. Кроме того, элементы ω_0 и M_0 для всех планет определяются равенством $\omega_0 = \pi_0 - \Omega_0$, $M_0 = \lambda_0 - \pi_0$.

Используя вышеприведенные начальные значения элементов орбит планет, проведено численное интегрирование системы дифференциальных уравнений (30) для Земли и (25) для остальных планет в переменных Лагранжа при начальном значении независимой переменной $v'_0 = -3\pi/4$. Полученные результаты приведены в виде рисунков и таблиц. Так, на Рис. 1 приведены изменения большой полуоси a орбиты Земли в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по гиперболической орбите относительно Солнца с эксцентриситетом $e' = 1,15$ при некоторых значениях ее массы m' и фокального параметра ее орбиты p' (см. подрисуночный текст). Фокальный параметр p' и перигелийное расстояние q' связаны между собой равенством $p' = q'(1 + e')$ при гиперболической орбите звезды и $p' = 2q'$ – при параболической орбите. На Рис. 2 и 3 приведены изменения эксцентриситета e и углового расстояния перигелия (или аргумента перигелия) ω орбиты Земли с аналогичными изменениями массы и перигелийного расстояния звезды с эксцентриситетом орбиты $e' = 1,15$ в зависимости от истинной аномалии v' , соответственно. Как видно из рисунков, после удаления звезды на большое расстояние от Солнца, элементы орбиты Земли a , e и ω изменяются и отличаются от начальных значений a_0, e_0, ω_0 незначительно. Такие же изменения происходят и для элементов орбит Марса и Венеры – полученные для них соответствующие рисунки, для краткости не приводятся. Следовательно, сближающаяся с Солнечной системой звезда с массой от одной до пяти солнечных масс на расстоянии от 50 *a.e.* до 100 *a.e.* на формы и размеры орбит Земли, Марса и Венеры влияет незначительно, т.е. пренебрежимо мало.

Аналогичные рисунки для элементов орбит Земли, Марса и Венеры, полученные

при параболической орбите звезды, для краткости не приводятся.

На Рис. 4, 5, 6 и 7 приведены изменения большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона i и аргумента перигелия ω орбиты Юпитера в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по параболической орбите ($e' = 1$). На Рис. 4 графически изображены изменения большой полуоси a орбиты Юпитера с начальным значением $a_0 = 5.2026032$ *a.e.* На левом рисунке приведены изменения a при массе звезды $m' = 5M_\odot$. Пунктирная линия соответствует значению $p' = 100$ *a.e.* фокального параметра ее орбиты, сплошная линия – $p' = 150$ *a.e.* и штрих - пунктирная линия – $p' = 200$ *a.e.* На правом рисунке – изменения a при значении фокального параметра орбиты звезды $p' = 150$ *a.e.* Пунктирная линия соответствует значению массы $m' = M_\odot$ звезды, штрих - пунктирная линия – $m' = 3M_\odot$, а сплошная линия – $m' = 5M_\odot$. На Рис. 5, 6 и 7 приведены значения массы m' и фокального параметра p' , а обозначения линий на левых и правых рисунках точно совпадают с аналогичными значениями и обозначениями на Рис. 4.

На Рис. 8 приведены изменения радиус-вектора r орбиты Юпитера в зависимости от истинной аномалии v' звезды, сближающейся с Солнечной системой по параболической орбите (подробности в подрисуночном тексте). Изменения радиус-вектора $r = r(v)$ орбиты Юпитера в невозмущенном движении на обоих рисунках обозначены сплошной линией и определены формулой

$$r = \frac{a_0(1 - e_0^2)}{1 + e_0 \cos v}, \quad v \equiv v'. \quad (31)$$

Здесь a_0 и e_0 – невозмущенные значения элементов a и e , взятые как начальные и приведенные выше. Возмущенные значения r вычислены по формуле

$$r = \frac{a(v')(1 - e(v')^2)}{1 + e(v') \cos v(v')} \quad (32)$$

и обозначены соответствующими линиями (см. подрисуночный текст). В формуле (32) $a(v')$, $e(v')$, $v(v')$ – соответствующие

оскулирующие элементы орбиты Юпитера (или других планет), определенные из системы дифференциальных уравнений (25) с начальными условиями:

$$a(v'_0) = a_0, e(v'_0) = e_0, i(v'_0) = i_0, \omega(v'_0) = \omega_0,$$

$$\Omega(v'_0) = \Omega_0, \quad v'_0 = -\frac{3\pi}{4}, \quad (33)$$

где элементы орбит планет с нулевыми индексами приведены выше.

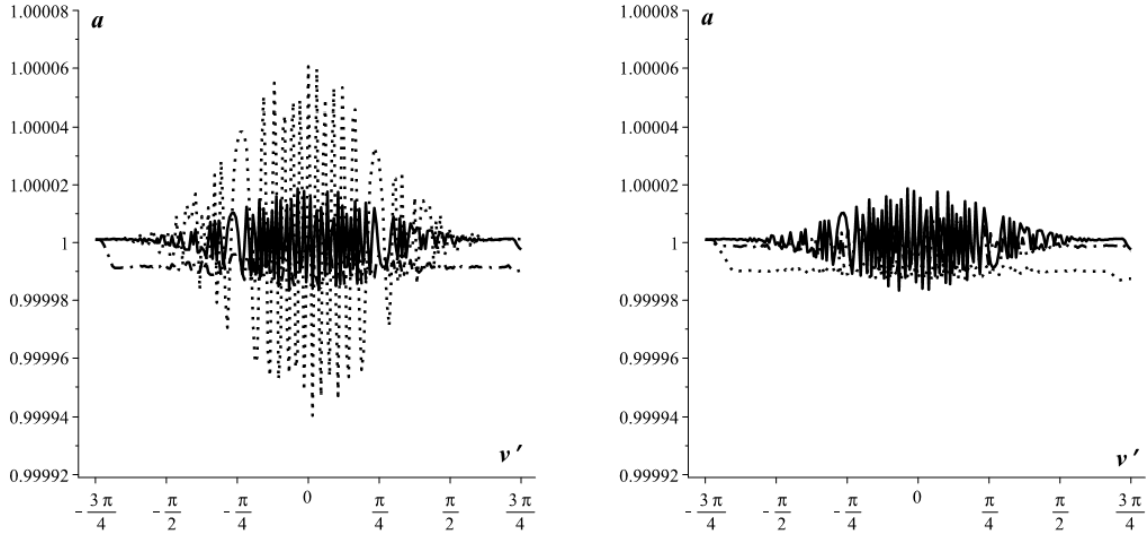


Рис. 1. Изменения большой полуоси a орбиты Земли с начальным значением $a_0 = 1,00000102$ а.е. в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по гиперболической орбите с эксцентриситетом $e' = 1.15$. На левом рисунке приведены изменения a при массе звезды $m' = 5M_\odot$. Пунктирная линия соответствует значению $p' = 107.5$ а.е. фокального параметра ее орбиты, сплошная линия – $p' = 161.25$ а.е. и штрих-пунктирная линия – $p' = 215$ а.е. На правом рисунке – изменения a при значении $p' = 161.25$ а.е.: пунктирная линия соответствует значению массы $m' = M_\odot$ звезды, сплошная линия – $m' = 3M_\odot$ и штрих-пунктирная линия – $m' = 5M_\odot$. $M_\odot$ – масса Солнца.

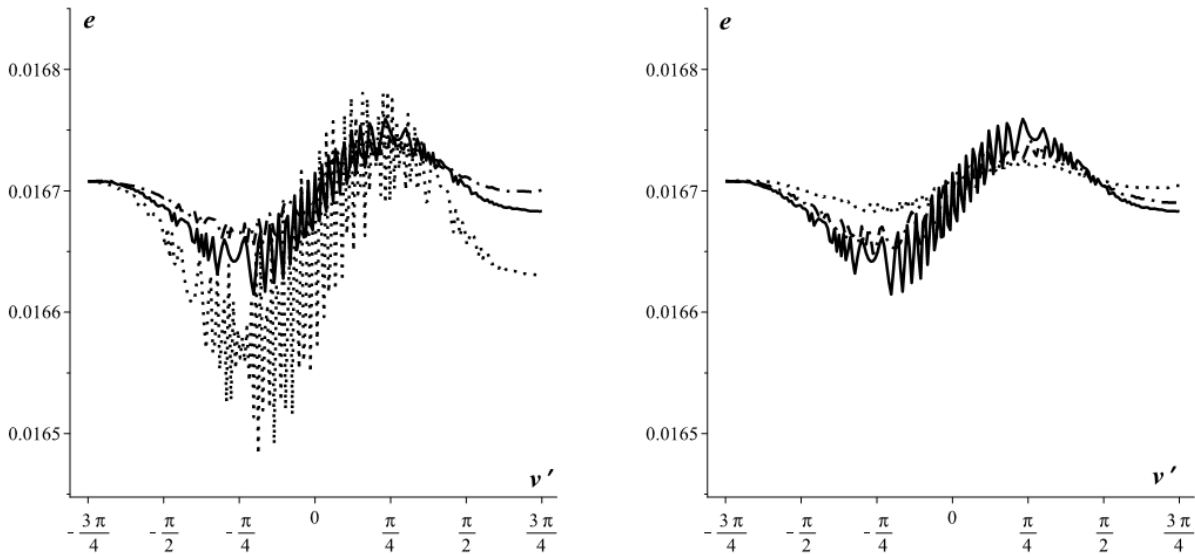


Рис. 2. Изменения эксцентриситета e орбиты Земли с начальным значением $e_0 = 0.01671$ в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по гиперболической орбите. В приведенных справа и слева графиках значения массы звезды, эксцентриситета и фокального параметра ее орбиты, а также обозначения линий, точно такие же, что и на Рис. 1.

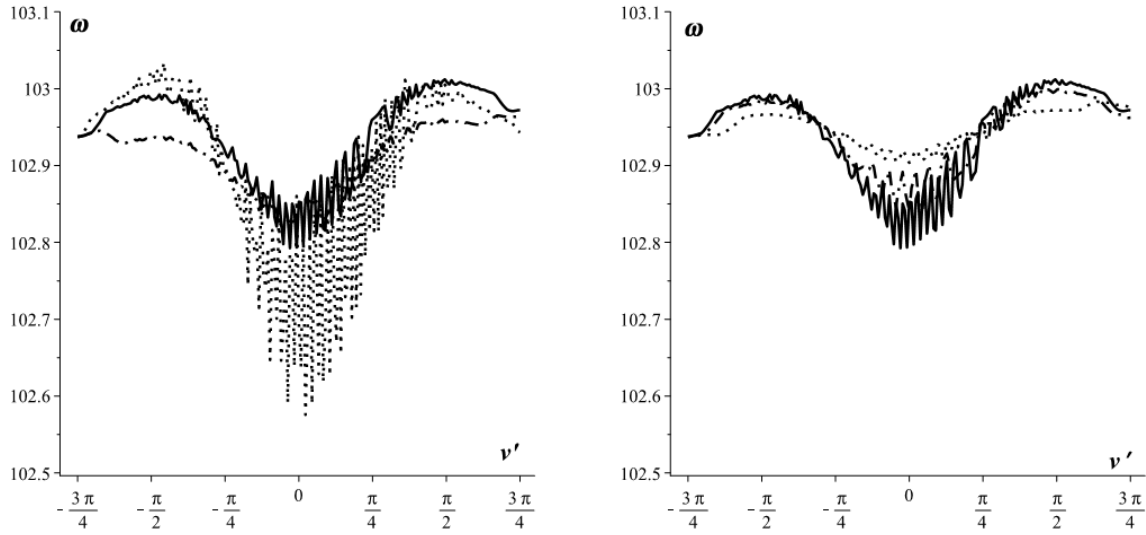


Рис. 3. Изменения углового расстояния перигелия ω орбиты Земли с начальным значением $\omega_0 = 102^0,9373$ в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по гиперболической орбите. В приведенных справа и слева графиках значения массы звезды, эксцентриситета и фокального параметра ее орбиты, а также обозначения линий, точно такие же, что и на Рис. 1.

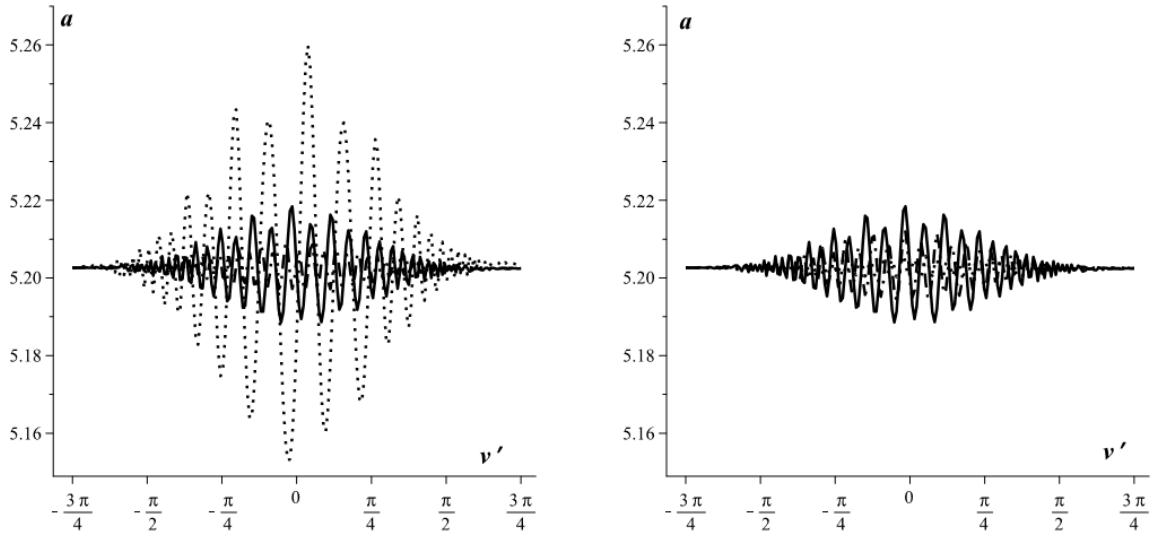


Рис.4. Изменения большой полуоси a орбиты Юпитера с начальным значением $a_0 = 5.2026032$ а.е. в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по параболической орбите ($e' = 1$). На левом рисунке приведены изменения a при массе звезды $m' = 5M_{\odot}$. Пунктирная линия соответствует значению $p' = 100$ а.е. фокального параметра ее орбиты, сплошная линия – $p' = 150$ а.е. и штрих-пунктирная линия – $p' = 200$ а.е. На правом рисунке – изменения a при значении фокального параметра орбиты звезды $p' = 150$ а.е. Пунктирная линия соответствует значению массы $m' = M_{\odot}$ звезды, штрих-пунктирная линия – $m' = 3M_{\odot}$, а сплошная линия – $m' = 5M_{\odot}$.

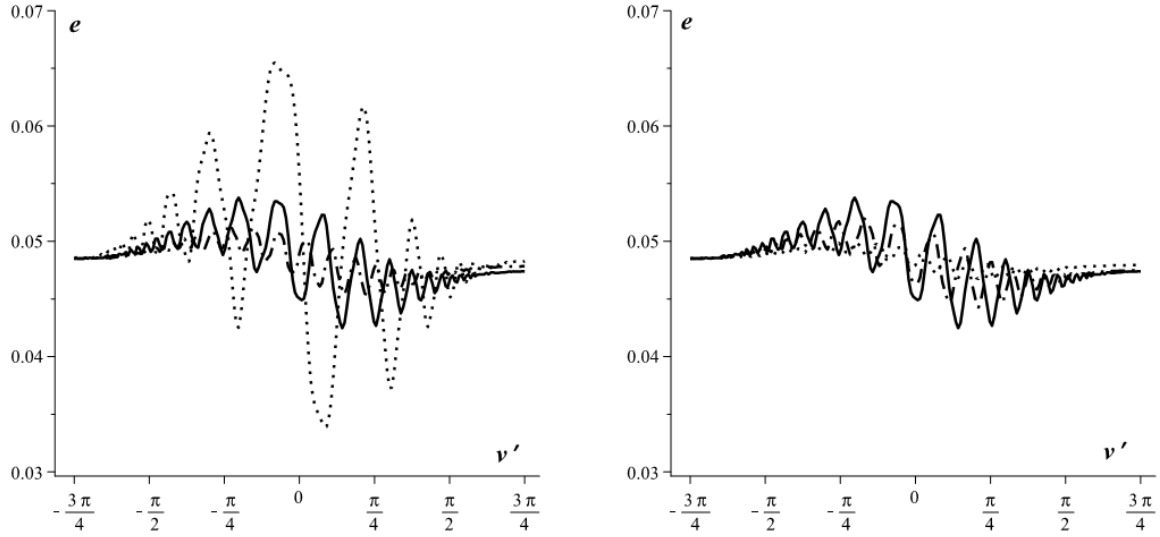


Рис. 5. Изменения эксцентриситета e орбиты Юпитера с начальным значением $e_0 = 0.04849485$ в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по параболической орбите. В приведенных справа и слева графиках значения массы звезды и фокального параметра ее орбиты, а также обозначения линий, точно такие же, что и на Рис. 4.

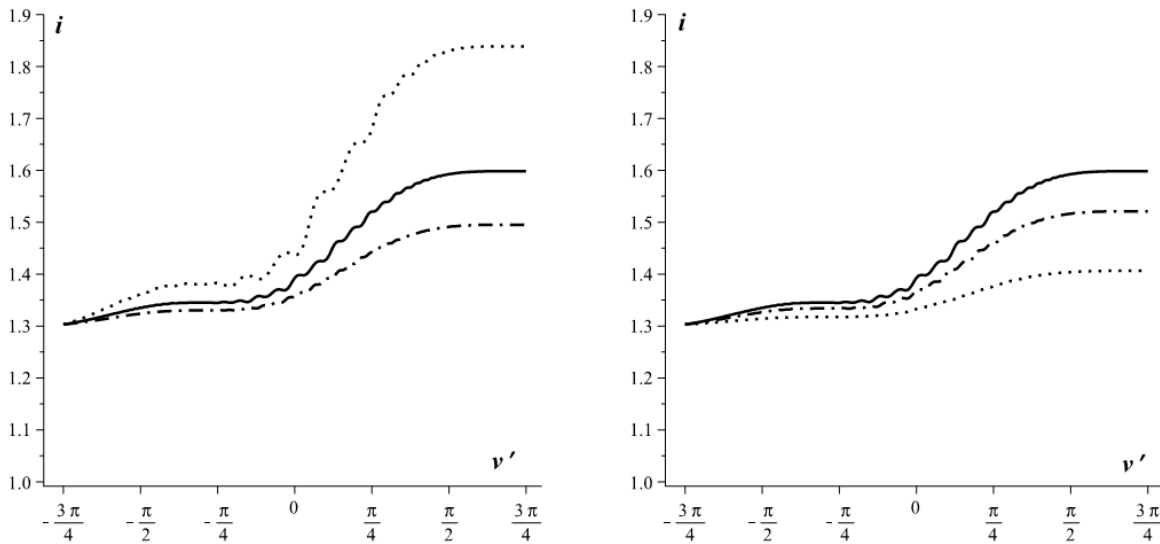


Рис. 6. Изменения наклона i орбиты Юпитера с начальным значением $i_0 = 1^{\circ},30327$ в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по параболической орбите. В приведенных справа и слева графиках значения массы звезды и фокального параметра ее орбиты, а также обозначения линий, точно такие же, что и на Рис. 4.

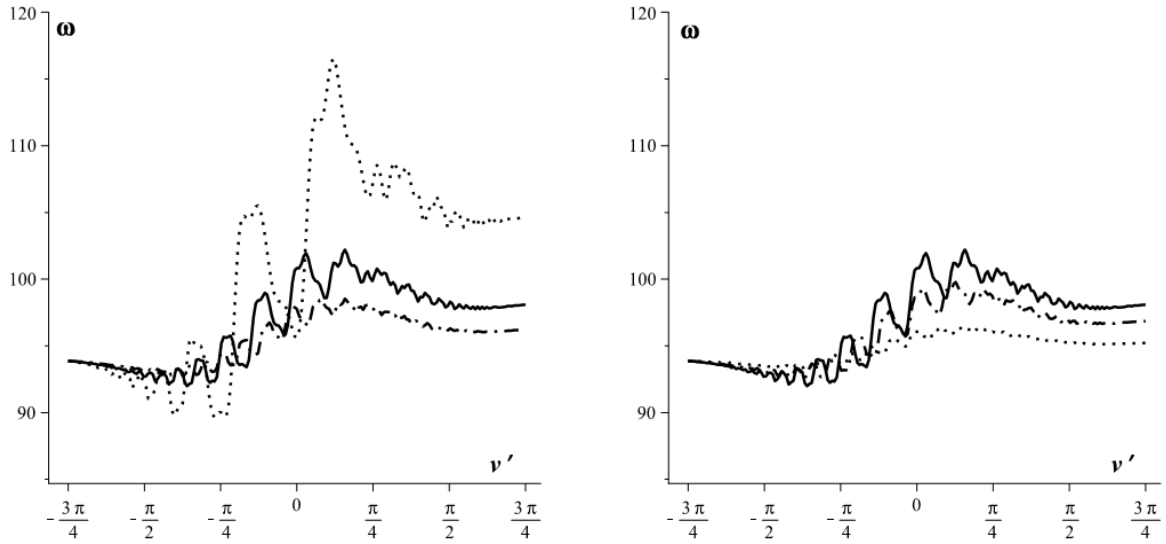


Рис. 7. Изменения углового расстояния перигелия ω орбиты Юпитера с начальным значением $\omega_0 = 93^{\circ},86687$ в зависимости от истинной аномалии v' звезды, движущейся по параболической орбите. В приведенных справа и слева графиках значения массы звезды и фокального параметра ее орбиты, а также обозначения линий, точно такие же, что и на Рис. 4.

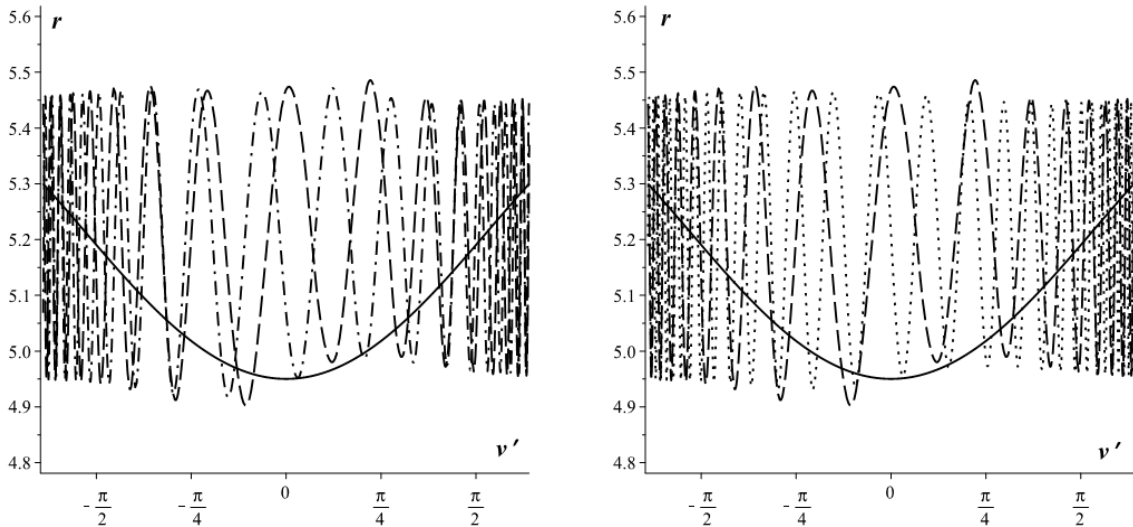


Рис. 8. Изменения радиус-вектора r орбиты Юпитера в зависимости от истинной аномалии v' звезды, сближающейся с Солнечной системой по параболической орбите. На левом и правом рисунках сплошная линия соответствует изменению r в невозмущенном движении ($m' = 0$) планеты, т.е. вычисленному по формуле (31) при $v \equiv v'$. На левом рисунке изменения r в возмущенном движении планеты, вычисленные по формуле (32), соответствуют массе звезды $m' = 5M_{\odot}$. Штриховая линия соответствует значению $p' = 100 \text{ a.e.}$, а штрих-пунктирная линия – $p' = 150 \text{ a.e.}$ На правом рисунке – изменения r в возмущенном движении при $p' = 150 \text{ a.e.}$ Штрих-пунктирная линия соответствует значению массы $m' = 3M_{\odot}$ звезды, а штриховая линия – массе $m' = 5M_{\odot}$.

В Табл. 1 приведены изменения Δa , Δe и $\Delta \omega$ элементов орбиты Земли в зависимости от фокального параметра $p' = q'(1 + e')$ при

гиперболической ($e' = 1.15$), параболической ($e' = 1$) орбите звезды и от ее массы m' . Как видно из Табл. 1, изменения элементов

орбиты Земли – большой полуоси a и эксцентриситета e , – незначительны. Максимальные изменения этих элементов имеют место при массе $m' = 5M_{\odot}$ и фокальном параметре ее орбиты $p' = 107.5$ а.е. при гиперболической и $p' = 100$ а.е. при параболической орбите звезды. Также незначительны изменения орбит Марса и Венеры. Аналогичные таблицы для элементов орбит Марса и Венеры для краткости не приводятся. Заметим, что для Марса максимальные изменения большой полуоси составляют $\Delta a = 0.3257 \cdot 10^{-3}$ а.е., эксцентриситета – $\Delta e = 0.144 \cdot 10^{-2}$ и наклона орбиты – $\Delta i = 0^{\circ}.0144$ при массе $m' = 5M_{\odot}$ и фокальном параметре $p' = 107.5$ а.е. при гиперболической орбите звезды. В случае параболической орбиты звезды при $m' = 5M_{\odot}$ и $p' = 100$ а.е. эти изменения составляют $\Delta a =$

$0.29897 \cdot 10^{-3}$ а.е., $\Delta e = 0.16691 \cdot 10^{-2}$ и $\Delta i = 0^{\circ}.01544$. Аналогично, в случае гиперболической орбиты звезды при $m' = 5M_{\odot}$ и $p' = 107.5$ а.е. для Венеры эти изменения равны $\Delta a = 0.963 \cdot 10^{-5}$ а.е., $\Delta e = 0.9669 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta i = 0^{\circ}.02252$. В случае параболической орбиты звезды при $m' = 5M_{\odot}$ и $p' = 100$ а.е. эти изменения для орбиты Венеры равны $\Delta a = 0.843 \cdot 10^{-5}$ а.е., $\Delta e = 0.9563 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta i = 0^{\circ}.023759$.

В Табл. 2 и 3 приведены аналогичные изменения Δa , Δe , $\Delta \omega$ и Δi элементов орбит Юпитера и Сатурна. Кроме того, изменения элементов орбиты Нептуна не приводятся, так как звезда, скорее всего, его захватывает. Полученные аналогичные изменения для других планет для краткости не приводятся.

Таблица 1. Изменения Δa , Δe и $\Delta \omega$ элементов орбиты Земли в зависимости от фокального параметра p' при гиперболической ($e' = 1.15$) и параболической ($e' = 1$) орбите звезды и от ее массы m' .

e'	$p' (a.e.)$	m'	$10^5 \cdot \Delta a$ (в а.е.)	$10^4 \cdot \Delta e$	$\Delta \omega$ (в град.)
1.15	107.5	$M_{\odot}$	-0.281	-0.0273	-0.0855
		$3M_{\odot}$	0.288	-0.3491	-0.0219
		$5M_{\odot}$	5.961	-0.0469	-0.2425
	161.25	$M_{\odot}$	-1.338	-0.0808	-0.0337
		$3M_{\odot}$	-0.649	-0.1894	-0.0964
		$5M_{\odot}$	-0.133	0.0666	-0.0844
	215	$M_{\odot}$	0.076	-0.0327	-0.0504
		$3M_{\odot}$	-1.391	-0.0070	-0.0277
		$5M_{\odot}$	-0.194	-0.1258	-0.0998
1	100	$M_{\odot}$	0.246	-0.0815	-0.0879
		$3M_{\odot}$	-3.116	-0.0009	-0.1261
		$5M_{\odot}$	3.310	0.0342	-0.1721
	150	$M_{\odot}$	2.840	-0.0967	-0.0168
		$3M_{\odot}$	0.888	-0.3108	-0.1291
		$5M_{\odot}$	-0.327	-0.3179	-0.1862
	200	$M_{\odot}$	-0.864	-0.0076	-0.0475
		$3M_{\odot}$	-0.205	-0.0375	-0.0210
		$5M_{\odot}$	0.577	-0.0097	-0.0448

Таблица 2. Изменения Δa , Δe , $\Delta \omega$ и Δi элементов орбиты Юпитера в зависимости от фокального параметра p' при гиперболической ($e' = 1.15$) и параболической ($e' = 1$) орбите звезды и от ее массы m' .

e'	$p' (a.e.)$	m'	Δa (в $a.e.$)	Δe	$\Delta \omega$ (в град.)	Δi (в град.)
1.15	107.5	$M_{\odot}$	0.01168	-0.00224	3.866991	0.045265
		$3M_{\odot}$	-0.02872	0.00972	4.852005	0.105082
		$5M_{\odot}$	0.04023	0.015498	11.55589	0.131564
	161.25	$M_{\odot}$	0.00135	0.000549	1.69919	0.025997
		$3M_{\odot}$	-0.00261	0.002301	3.306854	0.057024
		$5M_{\odot}$	0.00176	0.000211	7.390042	0.072385
	215	$M_{\odot}$	-0.00100	0.000274	0.992985	0.017011
		$3M_{\odot}$	-0.00052	0.000839	2.121637	0.036335
		$5M_{\odot}$	-0.00465	-0.00161	3.755502	0.051118
1	100	$M_{\odot}$	0.006156	-0.0025879	4.8848612	0.056262
		$3M_{\odot}$	-0.027233	-0.005831	12.255296	0.127469
		$5M_{\odot}$	-0.017204	0.0071596	1.735249	0.133914
	150	$M_{\odot}$	-0.002153	-0.000572	2.197289	0.0294897
		$3M_{\odot}$	-0.003326	-0.002140	4.77988	0.0657552
		$5M_{\odot}$	-0.000516	-0.003447	6.967763	0.0899239
	200	$M_{\odot}$	-0.001059	0.0003182	1.001425	0.0189799
		$3M_{\odot}$	-0.003115	0.0008756	1.820622	0.0395363
		$5M_{\odot}$	0.002834	0.000487	3.89394	0.0526832

Таблица 3. Изменения Δa , Δe , $\Delta \omega$ и Δi элементов орбиты Сатурна в зависимости от фокального параметра p' при гиперболической ($e' = 1.15$) и параболической ($e' = 1$) орбите звезды и от ее массы m' .

e'	$p' (a.e.)$	m'	Δa (в $a.e.$)	Δe	$\Delta \omega$ (в град.)	Δi (в град.)
1.15	107.5	$M_{\odot}$	0.07098165	-0.021129	-2.9235	0.06941
		$3M_{\odot}$	0.00038872	0.0041051	-0.82948	0.058848
		$5M_{\odot}$	-0.01176137	0.0004394	-0.01631	0.037157
	161.25	$M_{\odot}$	-0.26113122	0.1280882	8.425302	0.265519
		$3M_{\odot}$	0.04451296	0.0135314	-2.391425	0.117078
		$5M_{\odot}$	-0.04202342	0.0094977	4.158531	0.095727
	215	$M_{\odot}$	0.19065872	0.1642343	-1.851713	0.168325
		$3M_{\odot}$	-0.17743077	0.0361683	13.44333	0.219624
		$5M_{\odot}$	0.05535877	-0.001931	7.884033	0.115365
1	100	$M_{\odot}$	-0.03526346	0.011348	17.26515	0.185046
		$3M_{\odot}$	0.01825947	0.008230	2.215028	0.061609
		$5M_{\odot}$	0.00273041	0.0000898	0.068307	0.038061
	150	$M_{\odot}$	-0.38430519	0.0716509	4.12281	0.367399
		$3M_{\odot}$	-0.06744082	0.0129747	12.819342	0.1891843
		$5M_{\odot}$	-0.01209812	0.0031514	-1.167628	0.094200
	200	$M_{\odot}$	-0.65856915	0.253496	6.2084199	0.51397
		$3M_{\odot}$	0.07424207	-0.031670	-5.21778	0.142189
		$5M_{\odot}$	-0.03629550	0.001813	-2.78933	0.130404

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача о пространственном движении пассивно-гравитирующего тела при сближении звезды – возмущающего тела, – с центральным телом. Звезда, при этом может совершать движение по параболической или по гиперболической орбите. Исследовано влияние возмущающего тела – звезды, при его сближении с центральным телом – Солнцем на орбиты пассивно-гравитирующего тела – планеты. Использовано точное выражение силовой функции без разложения ее в ряд.

Определены изменения элементов орбиты планет в зависимости от истинной аномалии звезды, движущейся по параболической или гиперболической орбите. Установлены также изменения элементов орбиты планет в зависимости от значения фокального параметра орбиты звезды и от ее массы. Полученные результаты приведены в виде рисунков и таблиц.

Показано, что, сближаясь по параболической или гиперболической орбите с Солнечной системой на минимальное расстояние от Солнца $q' = 50$ а.е. звезда с массой в пять солнечных масс на размеры и формы орбит Венеры, Земли и Марса мало влияет. Изменения формы и размеров орбит Сатурна значительны, а Юпитера – не значительны. При этом орбиты далеких

планет – Урана и Нептуна, сильно изменяются и эти планеты могут быть захвачены звездой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF–2013 - 9(15) - 46/14/1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мамедов А.Г. Осредненная параболическая ограниченная задача трех тел. **Астрон. журн.** 1989. т. 66. вып. 2. с. 377–384.
2. Мамедов А.Г. О вековых возмущениях элементов в ограниченной параболической задаче трех тел. **Астрон. журн.** 1991. т. 68. вып. 6. с. 1323–1327.
3. Мамедли А.Г. Предельный случай двукратно-осредненной параболической ограниченной задачи трех тел. **Астрон. вестн.** 2007. т. 41. с. 186–189.
4. Холщевников К.В., Мишук Ю.В. Влияние звездных сближений на планетные орбиты. **Вестник АГУ.** 1983. № 7. с. 72–81.
5. Дубошин Г.Н. **Небесная механика. Основные задачи и методы.** Москва: Наука, 1968. –800 с.
6. Аксенов Е.П. **Теория движения искусственных спутников Земли.** Москва: Наука, 1977. –360 с.
7. Субботин М.Ф. **Введение в теоретическую астрономию.** Москва: Наука, 1968. –800 с.

GÜNƏŞ SİSTEMİ İLƏ YAXINLAŞAN ULDUZUN PLANET ORBITİNİN ELEMENTLƏRİNƏ TƏSİRİ HAQQINDA

A.H. Məmmədli

Məhdud üç cisim məsələsi çərçivəsində passiv qravitasiyalı cismin fəza hərəkəti tədqiq olunmuşdur. Sıraya ayırmadan qüvvə funksiyasının dəqiq ifadəsindən istifadə edilmişdir. Sarsıdıcı cismin (ulduzun) mərkəzi cisimlə (Günəşlə) yaxınlaşması halında passiv qravitasiyalı cismin – planetin orbitinə təsiri araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, Günəş sistemilə parabolik yaxud hiperbolik orbit üzrə 50 a.v.-dən 100 a.v.-dək minimal məsafədə yaxınlaşan, kütləsi bir Günəş kütləsindən beş Günəş kütləsinədək olan sınaq ulduzu Veneranın, Yer və Marsın orbitlərinin ölçüsünə və formasına az təsir edir. Saturn orbitinin forması və ölçüsünün dəyişməsi əhəmiyyətli dərəcədə, Yupiterdə isə cüzi olur. Bu halda uzaq planetlər olan Uran və Neptunun orbitləri güclü dəyişilməyə məruz qalırlar və onlar sınaq ulduzu tərəfindən zəbt oluna bilərlər. Alınmış nəticələr şəkillərlə və cədvəllərlə verilmişdir.

Açar sözlər: göy mexanikası, məhdud üç cisim məsələsi, qüvvə funksiyası, planet orbitinin elementləri

ABOUT INFLUENCE OF A STAR APPROACHING THE SOLAR SYSTEM ON PLANETS' ORBIT ELEMENTS

A.H. Mammadli

Spatial motion passively gravitating body is investigated within the framework of the restricted three-body problem. The exact expression of the force function without expansion it in series is used. The influence of the perturbing body (a star) as it approaches the central body (the Sun) on the orbits of a passively gravitating body - a planet. It is shown that a trial star approaching on a parabolic or hyperbolic orbit the Solar system in the minimum distance from 50 AU up to 100 AU with the mass of one to five solar masses has little effect on the size and shape of orbits of Venus, Earth and Mars. Changes in the shape and size of the orbits of Saturn are significant and of Jupiter are insignificant. In this case, the orbits of distant planets Uranus and Neptune vary greatly and can be captured by the trial star. The results obtained are shown in the form of figures and tables.

Key words: celestial mechanics, restricted three-body problem, force function, elements of planet orbit

ПАРАМЕТРЫ АСИММЕТРИИ ПРОФИЛЕЙ ФРАУНГЕФЕРОВЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ПРОЦИОНА

© 2015 г. Д.М. Кули-Заде¹, С.Г. Мамедов², М.М. Таиров¹

¹Бакинский Государственный Университет

²Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана
(e-mail: ckulizade@mail.ru)

Построены профили около 120 фраунгоферовых линий слабой и средней интенсивности в спектре α CMi (Проциона). Используются цифровые спектральные материалы, полученные с помощью двойных монохроматоров высокой дисперсии. Определены параметры асимметрии (дифференциальная, интегральная, остаточная и относительная асимметрии) профилей линий программой ORIGIN.

Ключевые слова: Процион, спектр, асимметрия, параметры

ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 60 – х годов прошлого века было обнаружено, что большинство фраунгоферовых линий в нормальном спектре Солнца характеризуются асимметричными профилями. Однако асимметричность профилей линий поглощения в спектре Солнца окончательно была установлена после применения двойных монохроматоров и Фурье- спектрометров высокой дисперсии и высокого разрешения [1-4].

В первое время асимметричность профилей линий характеризовалась, коэффициентом асимметрии и биссектором. Эти методы носили только качественный характер. Кроме того, отсутствовала определенная количественная величина, характеризующая асимметричность всего профиля линий.

На кафедре астрофизики Бакинского Государственного Университета был разработан новый количественный метод для подробного исследования асимметричности профилей линий [4]. Для этого введены 4 новых величины, каждая из которых имеет определенный физический смысл и характеризует асимметричность профилей количественно. Эти величины следующие:

1. Дифференциальная асимметрия

$$\delta(R_i) = \Delta\lambda_{\text{ж}} - \Delta\lambda_{\text{п}} \quad (1)$$

определяет асимметрию на данной глубине R_i профиля. В (1) $R(\Delta\lambda_i)$ –глубина профиля на расстояние $\Delta\lambda_i$ от центра профиля, $\Delta\lambda_{\text{ж}}$ и $\Delta\lambda_{\text{п}}$ – расстояния от центра линии на фиолетовом

и красном крыльях на данной глубине. При $\delta(R_i) > 0$ асимметрия считается фиолетовой, а при $\delta(R_i) < 0$ – красной.

2. Интегральная асимметрия

$$\Lambda = \sum_i |\delta(R_i)| \Delta R_i \quad (2)$$

характеризует асимметрию всего профиля линии.

3. Остаточная асимметрия

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

показывает преимущество фиолетовой или красной асимметрии.

В (3)

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

и

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

положительная и отрицательная доли интегральной асимметрии, соответственно.

4. Относительная асимметрия

$$\Lambda_0 = \frac{\sum_i |\delta(R_i)| \Delta R_i}{W} \quad (4)$$

показывает какую часть эквивалентной ширины составляет интегральная асимметрия для данной фраунгоферовой линии.

В данной работе определяются вышеуказанные параметры асимметрии профилей около 120 слабых и умеренных

фраунгоферовых линий в спектре α CMi (Проциона).

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Используемый наблюдательный материал был получен в кассегреновском фокусе телескопа обсерватории Маунт Вильсон с помощью двойного цифрового монохроматора высокой дисперсии. Остаточные интенсивности профилей линий регистрировались с шагом $5m\text{\AA}$. Это позволяет уверенно построить профили слабых линий разных элементов и исследовать их тонкую структуру.

Всего были рассмотрены около 120 линий слабой и средней интенсивности в спектральной области от λ 4100 $\text{\AA}$ до λ 5700 $\text{\AA}$. Потенциалы возбуждения линий меняются от 1 eV до 7 eV. Большинство используемых линий принадлежит FeI и FeII (всего 70 линий). Кроме этого использованы линии MgI, CaII, TiII, CrI и Cr.

ПАРАМЕТРЫ АСИММЕТРИИ

По специальной программе [5], созданной на кафедре астрофизики Бакинского Государственного Университета, были определены параметры асимметрии (дифференциальная асимметрия $\delta(R)$,

интегральная асимметрия Λ и ее положительные Λ_+ и отрицательные Λ_- доли, остаточная асимметрия $\Delta\Lambda$ и относительная асимметрия Λ_0) профилей линий поглощения в спектре α CMi (Проциона). Было рассмотрено около 120 линий слабой и средней интенсивности. Полученные результаты приведены в Таблице 1, где в первой колонке приведены длины волн линий λ в $\text{\AA}$, во второй – принадлежность, в третьей – интегральная асимметрия Λ в $m\text{\AA}$, в четвертой – положительная доля интегральной асимметрии Λ_+ в $m\text{\AA}$, в пятой – отрицательная доля интегральной асимметрии Λ_- в $m\text{\AA}$, в шестой – остаточная асимметрия $\Delta\Lambda$ в $m\text{\AA}$ и в последней – относительная асимметрия Λ_0 в $m\text{\AA}$.

Эти количественные размерные величины, которые в звездных спектрах определяются впервые, позволяют детально исследовать зависимость асимметрии от атмосферных и атомных величин, что предполагается сделать в дальнейшем. Такие исследования сыграют важную роль при анализе физических процессов, приводящих к асимметрии профилей фраунгоферовых линий в звездных спектрах.

Таблица 1. Параметры асимметрии профилей фраунгоферовых линий в спектре Проциона

$\lambda, \text{\AA}$	Element	$\Lambda (m\text{\AA})$	$\Delta\Lambda(m\text{\AA})$	$\Lambda_+(m\text{\AA})$	$\Lambda_-(m\text{\AA})$	$\Lambda_0(m\text{\AA})$
4140.42	Ti I	2.2	0.1	1.2	-1.0	5
4157.788	Fe I	1.4	0.8	1.1	-0.3	1
4163.650	V II	15.8	11.9	13.9	-2.0	2
4231.040	Ni I	1.0	-0.5	0.2	-0.7	3
4246.258	Fe I	4.0	3.3	3.7	-0.4	3
4266.968	Fe I	2.3	0	1.1	-1.2	3
4278.195	Fe I	3.1	-2.6	0.2	-2.9	3
4389.250	Fe I	1.0	-0.7	0.1	-0.9	11
4438.353	Fe I	1.0	-0.3	0.4	-0.7	2
4447.730	Fe I	3.6	2.7	3.1	-0.5	1
4451.586	Mn I	9.3	9.3	9.3	0	4
4485.679	Fe I	1.4	-0.7	0.3	-1.0	4
4515.337	Fe II	2.4	-1.2	0.3	-2.1	3
4531.633	Fe I	1.6	-1.0	0.3	-1.3	1
4547.850	Ti I	3.0	-3.0	0	-2.9	7
4550.771	Fe I	2.4	-2.1	0.1	-2.2	3
4554.045	Ba II	2.7	1.0	1.8	-0.8	5

$\lambda, \text{\AA}$	Element	$\Lambda (m\text{\AA})$	$\Delta\Lambda(m\text{\AA})$	$\Lambda_+(m\text{\AA})$	$\Lambda_-(m\text{\AA})$	$\Lambda_0(m\text{\AA})$
4576.345	Fe II	7.6	5.8	6.7	-0.9	2
4589.960	Ti II	3.7	1.9	2.8	-0.9	2
4602.948	Fe I	5.3	-5.3	0	-5.3	3
4602.005	Fe I	0.9	0.2	0.5	-0.4	1
4616.640	Cr II	2.0	-1.2	0.4	-1.6	3
4617.270	Ti I	1.3	-0.8	0.2	-1.1	1
4620.519	Fe II	1.6	-1.4	0.1	-1.2	5
4625.052	Fe I	2.3	2.2	2.3	0	3
4634.085	Cr II	1.8	-0.0	0.9	-0.9	1
4651.285	Cr I	3.2	3.2	3.2	0	13
4652.168	Cr I	2.9	0.0	1.4	-1.5	8
4686.224	Ni I	0.7	-0.4	0.2	-0.5	2
4700.171	Fe I	1.0	-0.1	0.4	-0.5	4
4710.290	Fe I	9.5	9.5	9.5	0	4
4718.429	Cr I	3.8	1.3	2.6	-1.2	4
4722.159	Zn I	1.6	0.7	1.1	-0.5	4
4733.000	N IV	3.1	-2.5	0.2	-2.8	4
4739.108	Mn I	1.4	1.4	1.4	0	2
4741.542	Fe I	2.2	-2.2	0	-2.3	2
4779.990	Ti II	4.1	-1.1	1.5	-2.6	2
4789.350	Ti I	2.2	-2.0	0	-2.1	5
4789.659	Fe I	1.7	1.6	1.6	0	4
4903.318	Fe I	2.9	2.0	2.5	-0.4	5
4904.420	Ni I	1.8	1.5	0.1	-1.6	2
4917.240	Fe I	2.6	-1.5	0.5	-2.0	3
4922.267	Cr I	2.7	0.4	1.6	-1.14	3
4924.775	Fe I	4.0	-1.8	1.1	-3.0	7
4930.310	Fe I	1.0	-0.6	0.2	-0.8	3
4932.029	V I	1.7	-1.7	0	-1.7	3
4935.830	Ni I	1.6	-1.1	0.3	-1.3	6
4953.221	Ni I	1.0	-1.0	0	-1.0	9
4969.927	Fe I	3.8	-3.4	0.1	-3.6	4
4973.108	Fe I	5.6	5.5	5.5	0	10
4980.190	Ni I	3.7	3.6	3.7	0	4
4988.965	Fe I	7.5	-4.6	1.4	-6.0	3
4994.130	Fe I	3.4	-3.3	0	-3.3	13
5002.800	Fe I	1.6	0.6	1.1	-0.5	12
5020.028	Ti I	4.3	3.3	3.8	-0.5	3
5029.620	Fe I	4.1	-4.1	0	-4.1	7
5031.030	Fe I	10.6	8.6	9.6	-1.0	5
5049.830	Fe I	3.3	3.3	3.3	0	8
5080.545	Ni I	6.9	6.8	6.9	0	3
5081.125	Ni I	4.7	4.7	4.7	0	3
5083.342	Fe I	7.0	7.0	7.0	0	2
5090.780	Fe I	2.6	-0.5	1.0	-1.6	1
5105.549	Cu I	1.5	-0.3	0.5	-0.9	6
5109.662	Fe I	0.8	-0.2	0.2	-0.5	11
5110.414	Fe I	2.7	-2.7	0	-2.7	1
5115.390	Ni I	0.9	0.5	0.7	-0.1	2
5120.360	Fe II	2.2	-1.8	0.2	-2.0	1
5121.629	Fe I	6.9	6.9	6.9	0	3
5126.210	Fe I	1.0	0.9	1.0	0	3

$\lambda, \text{\AA}$	Element	$\Lambda (m\text{\AA})$	$\Delta\Lambda(m\text{\AA})$	$\Lambda_+(m\text{\AA})$	$\Lambda_-(m\text{\AA})$	$\Lambda_0(m\text{\AA})$
5127.360	Fe I	2.1	-1.8	0.1	-2.0	3
5133.700	Fe I	2.4	-0.4	1.0	-1.4	2
5150.860	Al III	3.2	2.2	2.7	-0.5	4
5151.915	Fe I	2.8	-1.4	0.6	-2.1	8
5159.660	Fe I	2.0	2.0	2.0	0	3
5167.340	Mg I	11.3	2.0	6.6	-4.6	4
5172.698	Mg I	20.7	15.0	17.8	-2.8	5
5176.552	Ni I	3.0	-3.0	0	-3.0	1
5183.640	Mg I	18.1	-12.5	2.8	-15.3	2
5198.725	Fe I	3.3	-0.3	1.4	-1.8	3
5202.330	Fe I	7.4	2.9	5.1	-2.2	2
5204.520	Cr I	1.6	-1.3	0.1	-1.4	3
5210.400	Ti I	1.1	0.3	0.7	-0.4	5
5211.544	Ti II	1.1	1.1	1.1	0	4
5217.395	Fe I	2.4	1.5	2.0	-0.4	11
5242.495	Fe I	3.2	-3.2	0	-3.2	4
5281.800	Fe I	2.3	1.4	1.8	-0.4	4
5288.533	Fe I	0.7	-0.7	0	-0.7	2
5302.309	Fe I	6.0	-4.8	0.5	-5.4	3
5305.870	Cr II	2.0	0	1.0	-0.9	2
5307.360	Fe I	8.9	2.8	5.9	-3.0	3
5313.590	Cr II	2.9	-2.0	0.4	-2.4	2
5324.190	Fe I	7.3	6.0	6.6	-0.6	0
5325.550	Fe II	1.9	-0.6	0.6	-1.3	5
5334.870	Cr II	2.1	-1.9	0	-2.0	4
5343.438	Co I	1.0	0.3	0.6	-0.3	6
5348.320	Cr I	2.3	0.1	1.2	-1.1	1
5362.864	Fe II	3.0	0.6	1.8	-1.2	11
5367.470	Fe I	0.8	0.2	0.5	-0.3	3
5393.175	Fe I	12.3	10.0	11.2	-1.1	3
5397.140	Fe I	1.6	-0.0	0.7	-0.8	3
5398.285	Fe I	1.9	0.5	1.2	-0.7	3
5400.509	Fe I	3.5	0.3	1.9	-1.5	12
5409.795	Cr I	3.8	3.8	3.8	0	6
5418.775	Ti I	2.1	1.4	1.8	-0.3	3
5425.260	Fe II	7.7	7.7	7.7	0	3
5429.710	Fe I	12.9	8.0	10.4	-2.4	12
5432.970	Fe II	2.4	-1.0	0.6	-1.7	3
5434.545	Fe I	3.6	-0.7	1.4	-2.1	2
5445.050	Fe I	2.0	-1.9	0	-2.0	2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Beskers I.M., Bridges C.A., Gillam L.B., **A high resolution Spectral atlas of the Solar irradiance from 380 to 700 nanometers**, Sacramento Reak Obs., 1979, 175p.
2. Delbouille L., Neven L., Roland G., **Photometric Atlas of the Solar Spectrum from $\lambda 3000$ to $10000\text{\AA}$** , Liege, 1973.
3. Kurucz R.L., Furenlid I., Brault J., Testerman L., New Mexico, Nat. Solar Obs., 1984.
4. Griffin R.F., Griffin R., **A photometric Atlas of the Spectrum of Procyon**, Cambridge, 140p, 1979.
5. Кули-Заде Д.М., On the quantitative method for measurement and analysis of the fine structure of the fraunhofer lines profiles, **Astronomical and astrophysical transation**, 2015, , vol 28, № 5, p.404.
6. Кули-Заде Д.М., Программа вычисления асимметрии профилей фраунгоферовых линий в спектре Солнца и звезд, **Вестник БГУ**, 2004, № 2, 158-165.

FRAUNHOFERS LINES ASYMMETRY PARAMETERS IN THE SPECTRUM OF PROCYON

D.M Kuli-Zade, S.G. Mamedov, M.M. Tairov

The profiles of the 120 fraunhofer lines weak and moderate intensity in the spectrum of α CMi (Procyon) had been constructed. The digital spectral materials obtained with double monochromators high dispersion are used. Lines profiles asymmetry parameters (differential, integral, residual and relative asymmetry) are determined by ORIGIN program

Key words: Procyon, spectrum, asymmetry, parameters

PROSOYON SPEKTRINDƏ FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN ASİMMETRIYA PARAMETRLƏRİ

C.M. Quluzadə, S.H. Məmmədov, M.M. Tahirov

α CMi (Procyon) spektrində 120 zəif və orta intensivlikli Fraunhofer xəttinin profiləri qurulur. Yüksək dispersiyalı ikiqat monoxromatorlarda alınmış rəqəmsal spectral materiallardan istifadə olunmuşdur. Xətlərin profilələrinin asimetriya parametrləri (differensial, integral, qalıq və nisbi asimetriya) ORIGIN proqramı ilə təyin olunmuşdur.

Açar sözlər: Prosiyon, spektr, asimetriya, parametrlər

ЛИНИИ ВОДОРОДА И ДУБЛЕТА NaID В СПЕКТРЕ СВЕРХГИГАНТА φ CAS (F0 Ia)

© 2015 г. А.Р. Гасанова, А.М. Халилов, Г.М. Гаджиева, А.Н. Адыгезалзаде

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана
(e-mail: xalilov1955@rambler.ru)*

На основе спектров, полученных в фокусе Кудэ 2-х метрового телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАН Азербайджана с дисперсией 8 и 12 Å/mm, были исследованы водородные линии серии Бальмера и дублета NaI 5889.97 Å и NaI 5895.93 Å сверхгиганта φ Cas (F0 Ia). Определены эквивалентные ширины W_λ , центральные глубины R_λ и полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$ этих линий. Выявлена переменность эквивалентных ширин у линий H β , H γ и H δ , а также значения лучевой скорости у линий H α , H β и H γ , которые интерпретировались как пульсации исследуемой звезды φ Cas.

Ключевые слова: звезды – сверхгиганты, радиальные скорости, профиль линии H α , линий дублета натрия NaID

ВВЕДЕНИЕ

Желтый сверхгигант φ Cas=HD 7927=HR 382, спектрального класса F0 Ia, $m_v = 4^m.98$, $B-V=0^m.68$ [1] является одной из самых ярких звезд в нашей Галактике. Светимость этой звезды оценивалась в интервале $M_v = -(7^m.9 \div 8^m.8)$ [1-4]. Эта звезда является членом рассеянного скопления NGC 457, которое классифицируется как скопление гипергигантских звезд.

Звезда расположена на галактической широте $b=-4^\circ$, галактической долготе $l=127^\circ$ [5] и на расстоянии от галактической плоскости $z=-150$ пк.

Звезды-сверхгиганты спектральных классов F-G считаются переменными по значениям светимости и лучевой скорости. Однако, подобные изменения у φ Cas однозначно не установлены, главным образом из-за недостаточности систематических длительных наблюдений. До сих пор не обнаружены вероятные короткопериодические и долгопериодические изменения светимости и лучевой скорости.

Для выявления переменности сверхгиганта φ Cas авторы [6] проводили фотометрические наблюдения в системах UBVRi и uvby β . Из спектральных наблюдений были определены лучевые скорости. Подтверждается изменение лучевой скорости приблизительно в интервал $\Delta V_r = \pm 6$ км/с. Найдено изменение лучевой скорости в пределах 15 дней. Из-за отсутствия наблюдений в течение длительного времени

не установлены долговременные периодические изменения. Определены основные параметры атмосферы: $T_{\text{eff}}=7300 \pm 300$ К, $R=(245 \pm 45) R_\odot$, $\log g=0.9 \pm 0.2$ и $M=17 \pm 3 M_\odot$ [6].

На основе модели сферической атмосферы, при условии неЛТР, авторы [7] вычислили теоретическое распределение энергии - это лучшие данные, для сравнения наблюдаемого распределения энергии в спектре сверхгиганта φ Cas. Авторы, сравнивая теоретическое и наблюдаемое распределения энергии в области ультрафиолетовых и видимых областей спектра, а также профили линии H δ , CaII K, MgII h и k, определили основные параметры атмосферы φ Cas: $T_{\text{eff}}=7200 \pm 100$ К, $R=263 \pm 34 R_\odot$ и $\log g=0.4 \pm 0.1$. Эти результаты дают массу $M=6.3 \pm 3.6 M_\odot$, которая меньше, чем полученная масса по диаграмме Герцшпрунга-Рессела, построенная для рассеянного скопления NGC 457. По данным [8] параметры атмосферы φ Cas: $T_{\text{eff}}=7625$ К, $\log g=2.5$, $B-V=0^m.68$, $(B-V)_0=0^m.17$, $E_{B-V}=0.51$.

Как показывают наблюдения, сверхгиганты классов светимости Ia – Ib обнаруживают переменность блеска, изменение лучевых скоростей, дифференциальные систематические смещения линий различных атомов и ионов в их спектрах и переменность интенсивности и вида контуров спектральных линий. Физические условия в атмосферах этих объектов не являются стационарными.

Но, к сожалению, недостаток систематических наблюдательных данных не позволяет выбрать тот или иной механизм накачки пульсаций и нестационарности атмосферы. Поэтому, наши представления о пульсационных свойствах или нерегулярных крупномасштабных движениях в атмосферах сверхгигантов, как с точки зрения наблюдений, так и теории, более чем разноречивы. В связи с этим представляет большой интерес детальное исследование изменения лучевых скоростей и значений эквивалентных ширин профилей водородных линий серии Бальмера, а также дублета NaI 5889.97Å и NaI 5895.93Å в спектре звезды-сверхгиганта φ Cas.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ЕГО ОБРАБОТКА

Использованный нами спектральный материал в области $\lambda\lambda 3600-6700$ Å был получен в 1986-1988 г. в фокусе Кудэ 2-х метрового телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) с

разрешением 0.3 Å и с (обратной) дисперсией $8-12$ Å/мм для синей и красной областей спектра. Получено всего 8 спектров. Аппаратура наблюдений, спектрограф фокуса Кудэ подробно описаны в [9, 10]. Наблюдения производились на фотопластинках Кодак 103а-О и 103а-Е. Запись спектрограмм звезды производилась на микрофотометре “Lirepho” (фирмы «Карл Цейсс») в почернениях с увеличением в 40 раз.

По регистрограммам исследованы балмеровские линии водорода до H_{12} , и дублета NaI 5889.97Å и NaI 5895.93Å. Определены эквивалентные ширины W_λ , центральные глубины линий R_λ и полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$. Ошибки измерения эквивалентных ширин не превышают 5%. Точность определения глубины линий $\Delta R_0 = \pm 0.01$. Определенные нами значения эквивалентных ширин, глубин линий и полуширины исследованных линий водорода и дублета NaID приведены в Табл.1-3.

Таблица 1. Некоторые параметры профиля линии H_α и дублета NaID в спектре сверхгиганта φ Cas.

Дата	$V_{r1/2}$, км/с			W_λ , Å			R_λ			$\Delta\lambda_{1/2}$, Å		
	H_α	NaI D2 5890	NaI D1 5896	H_α	NaI D2 5890	NaI D1 5896	H_α	NaI D2 5890	NaI D1 5896	H_α	NaI D2 5890	NaI D1 5896
14.09.1987 №1	-56	-97	-95	2.505	1.205	0.973	0.66	0.85	0.75	2.66	1.32	1.32
14.09.1987 №2	-56	-96	-98									
07.11.1988	-37	-94	-97	2.561	1.339	1.321	0.68	0.95	0.95	2.73	1.44	1.44

Таблица 2. Некоторые параметры профиля линий серии Бальмера от H_β до H_{12} в спектре сверхгиганта φ Cas.

Дата	W_λ (Å)				R_λ				$\Delta\lambda_{1/2}$, Å			
	H_β	H_γ	H_δ	H_8	H_β	H_γ	H_δ	H_8	H_β	H_γ	H_δ	H_8
20.08.1986 UT= 00 ^h 09 ^m 00 ^s	-	4.49	3.50	3.55	-	0.85	0.81	0.72	-	3.40	2.40	3.64
03.09.1986 (№1) UT= 00 ^h 09 ^m 00 ^s	2.60	3.45	3.74	3.74	0.66	0.80	0.81	0.66	2.68	3.53	3.15	4.33
03.09.1986 (№2) UT= 01 ^h 39 ^m 00 ^s	3.15	3.23	3.65	3.70	0.72	0.83	0.72	0.78	3.629	3.23	3.55	3.75
18.10.1987 UT=00 ^h 40 ^m 00 ^s	4.02	4.57	4.11	3.88	0.71	0.88	0.81	0.75	3.5	3.33	3.33	3.74

Таблица 2 (продолжение).

Дата	$W_{\lambda}, (\text{\AA})$			R_{λ}			$\Delta\lambda_{1/2}, \text{\AA}$		
	H ₉	H ₁₀	H ₁₁	H ₉	H ₁₀	H ₁₁	H ₉	H ₁₀	H ₁₁
03.09. 1986 (№1) UT= 00 ^h 09 ^m 00 ^s	3.18	2.52	1.73	0.62	0.63	0.61	3.94	3.55	2.56
03.09. 1986 (№2) UT= 01 ^h 39 ^m 00 ^s	3,62	2,63	1,96	0,77	0,67	0,74	3,94	3,35	1,97

Таблица 3. Значения лучевых скоростей, измеренных на основе центральной части $V_{\text{ц}}$, и полуширины $V_{r1/2}$ профилей линий серии Бальмера от H_β до H₁₂ в спектре сверхгиганта φ Cas.

Дата	$V_{\text{ц}}, \text{км/с}$							$V_{r1/2}, \text{км/с}$						
	H _β	H _γ	H _δ	H ₈	H ₉	H ₁₀	H ₁₁	H _β	H _γ	H _δ	H ₈	H ₉	H ₁₀	H ₁₁
20.08.1986 UT=00 ^h 09 ^m 00 ^s	-	-8.0	-16	-25	-	-	-	-	-32	-36	-33	-	-	-
03.09.1986 (№1) UT=00 ^h 09 ^m 00 ^s	-32	-23	-17	-22	-7	-12	-13	-55	-42	-32	-34	-20	-28	-28
03.09.1986 (№2) UT=01 ^h 39 ^m 00 ^s	-28	-21	-22	-30	-12	-12	-20	-40	-35	-33	-48	-42	-43	-36
18.10.1987 UT=00 ^h 40 ^m 00 ^s	-23	-41	-29	-43	-	-	-	-35	-54	-36	-	-	-	-

Лучевые скорости были измерены на осциллоскопическом компараторе. Ошибка измерения лучевых скоростей составляет $\Delta V_r = \pm 2 \text{ км/с}$ до H₇ и $\Delta V_r = \pm 4 \text{ км/с}$ после H₇. Значения лучевых скоростей, измеренных на основе зеркальных изображений в центральной части профиля ($V_{\text{ц}}$) и на уровне полуширины $V_{r1/2}$ приведены в Табл.3.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

1. Эквивалентная ширина исследуемых линий

В данной работе приводятся и обсуждаются переменность профилей водородных линий серии Бальмера от H_α до H₁₂ и дублета натрия NaI 5889.97 Å и NaI 5895.93 Å в спектре звезды φ Cas, полученные нами на 2-х метровом телескопе ШАО. Исследования показали, что существенные изменения формы профилей и эквивалентных ширин линий H_α в спектрах, полученных 14.09.1987г. и 07.11.1988 года, не обнаруживаются (Рис.1, Табл.1). В профилях линии H_α асимметрия, являющаяся

индикатором наличия звездного ветра и потери массы, не выявлена.

Исследования показали, что эквивалентная ширина линий H_β, H_γ и H_δ, меняется со временем. Максимальное значение изменения эквивалентной ширины этих линий составляет 1.4 раза. Ширина профиля линии H_γ, полученной 03.09.1986г., меньше на 4 Å, чем полученные 20.08.1986г. и 18.10.1987г (Рис.2). Переменность ширины профиля и эквивалентной ширины этих линий, по-видимому, связана с нестационарными процессами, происходящими в атмосфере этой звезды. Из Табл.1 видно, что существенного изменения эквивалентной ширины линии H_α и дублета NaI 5889.97 Å и NaI 5895.93 Å не наблюдается. В профилях линии дублета NaID асимметрия также не наблюдается.

2. Лучевая скорость

Измерения лучевой скорости в линии H_α проводились по спектрам, полученным 14.09.1987г. и 07.11.1988 года. Получено, что

для этих двух дат лучевая скорость H_α меняется на $\Delta V_r = 19 \text{ км/с}$ (Табл.1, Рис.1), однако существенного изменения профиля линии H_α не наблюдается.

На Рис.2 и в Табл.3 показаны изменения профиля и лучевой скорости линии H_γ , полученных в разное время. Видно, что лучевая скорость, найденная по линиям H_γ , меняется. Амплитуда изменения $\Delta V_r = 22 \text{ км/с}$. Из Табл.3 видно, что лучевая скорость, определенная по линиям H_β , тоже меняется. Отметим, что лучевая скорость, определенная по центрам профиля, меньше, чем определенная на основе полуширин. Это доказывает ослабление скорости звездного ветра в верхних слоях атмосферы, где эффективно формируются эти линии.

На Рис.3 показаны профили линии $H_\beta + H_{10}$, полученные по спектрам в 03.09.1986г.. Видно, что лучевая скорость сначала уменьшается от H_β до H_{10} , $V_r = (-54 \div -20) \text{ км/с}$, а потом в линии H_{10} лучевая скорость увеличивается, $V_r = -28 \text{ км/с}$.

Это свидетельствует о стратификации лучевой скорости в верхних слоях атмосферы, где эффективно формируются эти линии. Уменьшение и увеличение значений лучевой скорости свидетельствует о том, что изменение носит пульсационный характер.

В отличие от серии Бальмера, существенное изменение значений лучевой скорости и профилей линий дублета натрия не наблюдается.

По результатам малочисленных наблюдений других авторов мы не нашли периодических изменений в значениях эквивалентных ширин и лучевых скоростей серии Бальмера. Поэтому, мы планируем дальнейшие регулярные спектральные и фотометрические наблюдения сверхгиганта $\phi \text{ Cas}$.

Полученные результаты можно использовать для дальнейшего анализа химического состава и определения фундаментальных параметров атмосферы, а также для построения теоретической модели этой звезды.

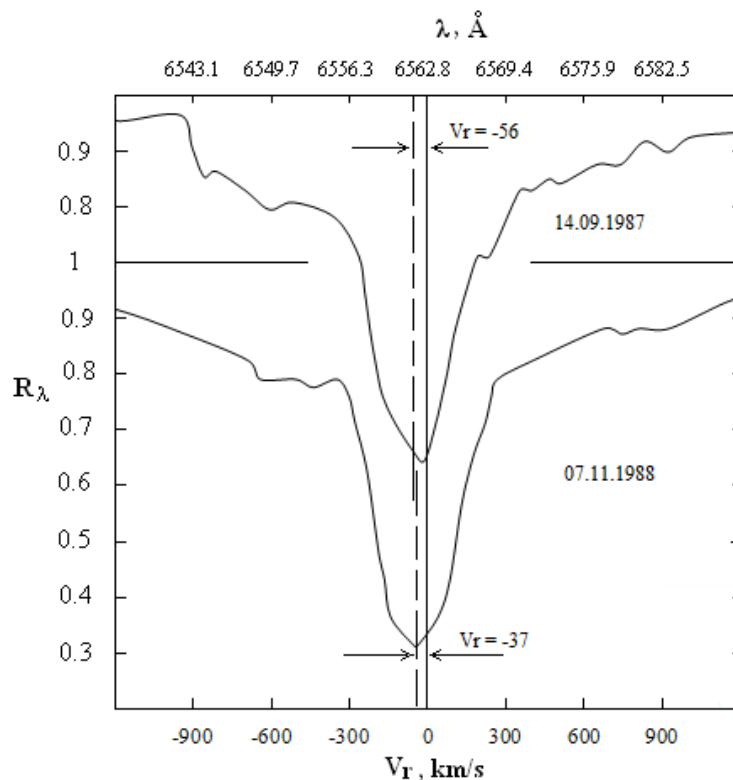


Рис.1. Профили линии H_α в спектре сверхгиганта $\phi \text{ Cas}$.

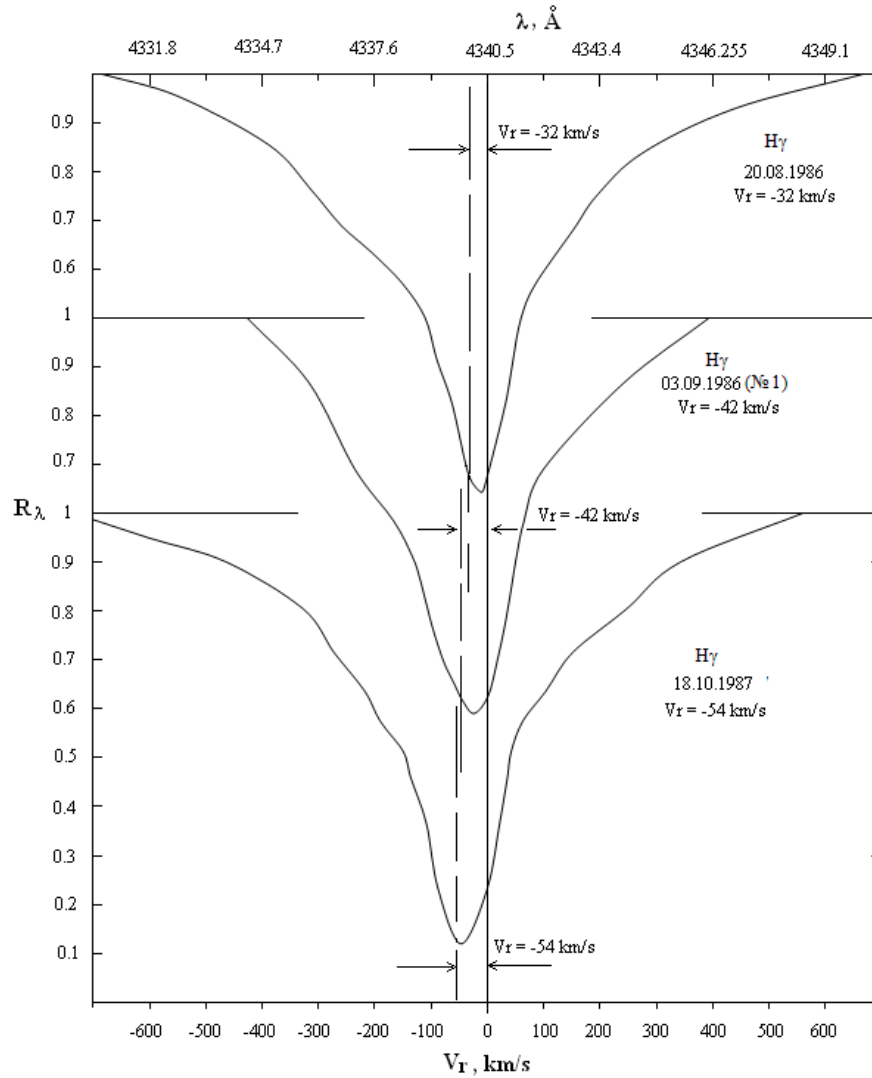


Рис.2. Профили линии H_γ в спектре сверхгиганта φ Cas, полученные в разное время.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате сравнительного анализа профилей абсорбции серии Бальмера от H_α до H_{12} и дублета $\text{NaI } 5889.97\text{\AA}$ и $\text{NaI } 5895.93\text{\AA}$ в спектре сверхгиганта φ Cas на основе полученных нами спектров в 1986–1988 гг. мы пришли к следующим выводам:

1. Исследования показали, что эквивалентная ширина линий H_β , H_γ и H_δ меняется в 1.4 раза. Изменения значений эквивалентных ширин линий H_α и H_8 , а также дублета $\text{NaI } 5889.97\text{\AA}$ и $\text{NaI } 5895.93\text{\AA}$ не выявлено.
2. Значения лучевых скоростей в линиях H_α , H_β и H_γ меняются со временем. В отличие от серии Бальмера, изменения значений

лучевой скорости и профилей линий дублета NaID не обнаружено.

Отметим что, изменение эквивалентной ширины линий H_α , H_β и H_γ , а также изменение лучевой скорости в линиях H_α , H_β и H_γ может быть связано с пульсацией исследуемой звезды φ Cas.

Отметим, что эти выводы являются предварительными, мы в дальнейшем планируем более детальные спектральные исследования звезды φ Cas.

Работа выполнена при поддержке научной программы по приоритетным направлениям исследований Национальной Академии Наук Азербайджана.

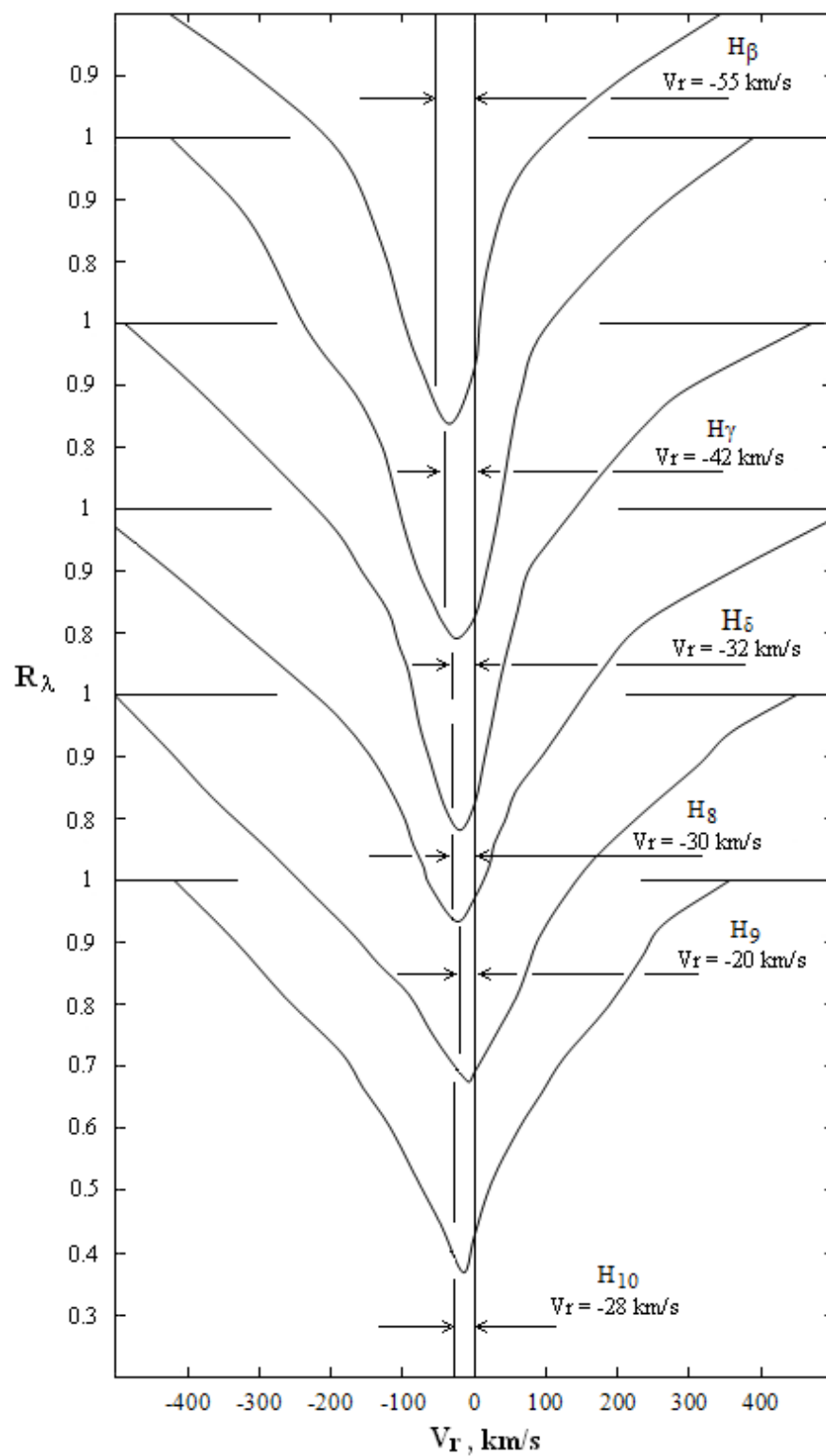


Рис.3. Профили линий водорода $H\beta$ – H_{10} в спектре сверхгиганта ψ Cas, полученные 03.09.1986г.

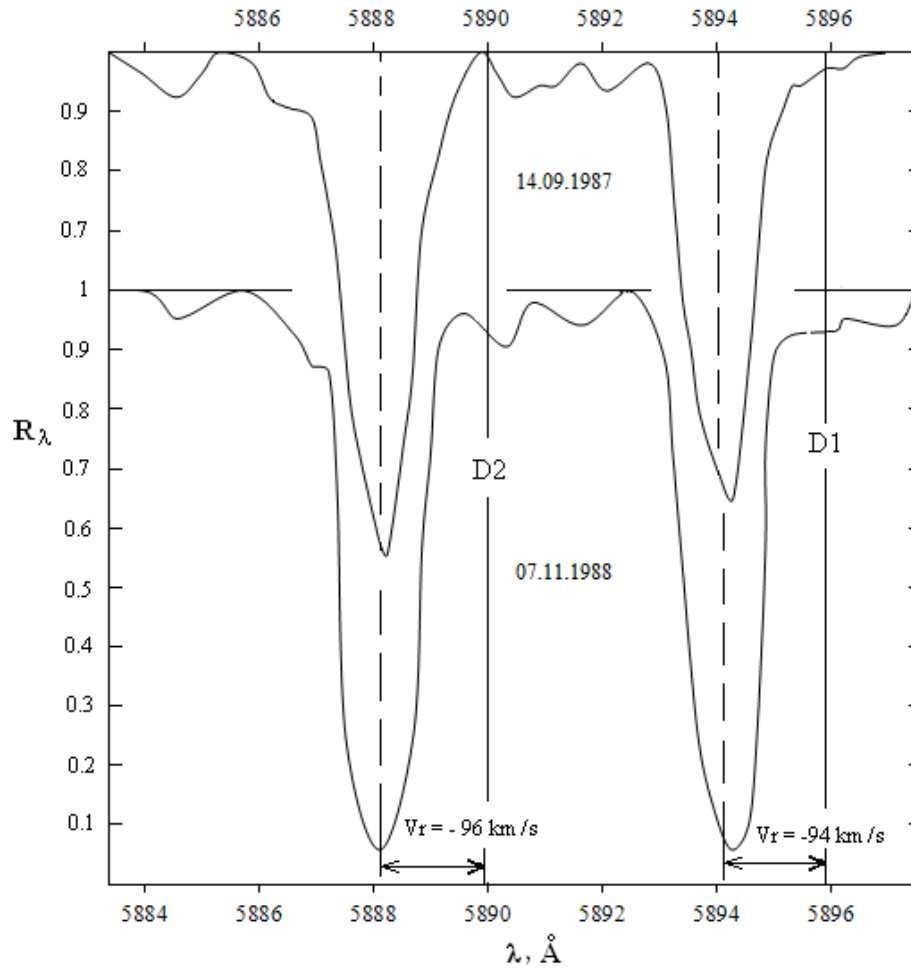


Рис.3. Профили линий дублета NaI 5889.97 Å и NaI 5895.93 Å в спектре сверхгиганта ϕ Cas.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.E. Stencel, J.E. Pesce, W.H. Bauer, Infrared circumstellar shells: Origins, and clues to the evolution of massive stars. **Ap.J.** 1989, v.97, p.1120-1138.
2. Ferro A.A., Giridhar S., Rojo E., Arellano E., A revised calibration of the M_V - $W(\text{OI } 7774)$ relationship using hipparcos data: its application to cepheids and evolved, **Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica**, 2003, v.39, pp. 3-15.
3. Pesch, Peter, The Galactic Cluster NGC 457, **Ap.J.**, 1959, v.130, p.764-769
4. Slowik, Donald J., Peterson, Deane M., Absolute Magnitudes and Colors of A-F Supergiants from Near-Infrared Features. II. The Galactic Sample, **Astronomical Journal** 1995, v.109, p.2193-2203.
5. Rufener F., Second catalogue of stars measured in the Geneva Observatory photometric system, **Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.**, 1976, v.26, p.275 - 351.
6. A.A.Ferro, L.Parrao, S.Giridhar, Comments on the variability and physical parameters of the F supergiant Phi Cassiopeiae, **Astronomical Society of the Pacific Publications**, 1988, v.100, p. 993-998.
7. Rosenzweig Patricia, Anderson L.S., A determination of the basic atmospheric parameters of Phi Cassiopeiae, **Astrophysical Journal**, 1993, v.411, p.207-218.
8. Patterson R.S., Spectrophotometry of several yellow supergiants. **Ap.J.** 1990, v.99, p.1953-1960.
9. Асланов И.А. Спектрограф кудэ и другие приборы для исследования магнитного поля звезд, **Циркуляр ШАО**, 1975, № 45. с.3-16.
10. Рзаев А.Х., Ченцов Е.Л. Сравнительные характеристики кудэ-спектрографа 2-м телескопа ШАО и основного звездного спектрографа БТА, **Изв.САО РАН**, 1991, т.31, с.134-143.

φ CAS (F0 Ia) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRİNDƏ HİDROGEN VƏ DOUBLET NaID XƏTLƏRİNİN TƏDQIQI

Ə.R. Həsənova, Ə.M. Xəlilov, G.M. Hacıyeva, H.N. Adıgözəlzadə

φ Cas (F0 Ia) ifratnəhəng ulduzunun Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2-m teleskopunun Kude fokusunda 8-12 Å/mm dispersiya ilə alınmış spektrlərinə əsasən hidrogenin Balmer seriyası və natrium dubleti xətləri NaI 5889.97Å və NaI 5895.93Å tədqiq edilmişdir. Bu xətlərin ekvivalent eni W_λ , mərkəzi dərinliyi R_λ və yarım eni $\Delta\lambda_{1/2}$ təyin edilmişdir. Aşkar olmuşdur ki, H_β , H_γ və H_δ xətlərinin ekvivalent eni, həmçinin H_α , H_β və H_γ xətlərinə görə təyin olunmuş şüa sürəti dəyişir. Bu dəyişmələr tədqiq olunan φ Cas ulduzunun döyünməsi ilə əlaqədar ola bilər.

Aparıcı sözlər: İfratnəhəng ulduz, şüa sürəti, H_α xəttinin profili, natrium dubleti NaID xətti

HYDROGEN LINES AND A DOUBLET OF SODIUM NaID IN THE SPECTRUM OF SUPERGIANT φ CAS (F0 Ia)

A.R. Hasanova, A.M. Khalilov, G.M. Hacıyeva, H.N. Adıgezəlzadə

Hydrogen lines of Balmer series and doublet of sodium NaI 5889.97Å and NaI 5895.93Å of supergiant φ Cas (F0 Ia), have been investigated on the base of Coude spectrograms obtained at 2 m telescope of Shamakhy Astrophysical Observatory with dispersion of 8 - 12 Å/mm. Equivalent widths W_λ , central depths R_λ and halfwidth $\Delta\lambda_{1/2}$ for these lines have been determined. It was revealed the variability of equivalent widths of lines H_β , H_γ and H_δ and radial velocities of lines H_α , H_β and H_γ . This variability may be connected with the pulsation of φ Cas.

Key words: supergiant stars, radial velocities, profile of line H_α , line doublet of sodium NaID