ISSN - 0571 - 1712

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e–mail: astrofiz@sci.am

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ ИЗБРАННЫХ ОБЪЕКТОВ ПРОГРАММЫ IVS. I

К.Л.МАСЛЕННИКОВ[1], А.В.БОЛДЫЧЕВА[1], З.М.МАЛКИН[1], О.А.ТИТОВ[2]

Поступила 21 января 2010
Принята к печати 3 марта 2010

По наблюдениям на 6-м телескопе БТА в САО РАН измерены спектроскопические красные смещения семи оптических объектов, совпадающих по координатам с радиоисточниками из списка программы IVS (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry). Сопоставление полученных спектров и красных смещений с данными наблюдений в радиодиапазоне позволяют говорить о надежном отождествлении четырех наблюдавшихся в настоящей работе объектов; три объекта требуют дальнейшего изучения. Расстояния до радиоисточников, полученные из наших измерений, позволят уточнить оценки параметров космологических моделей, основанные на собственных движениях этих объектов, которые определяются по геодезическим РСДБ-наблюдениям.

Ключевые слова: *красное смещение:радиоисточники:оптические отождествления:спектры:космологические параметры*

1. ***Введение***. В 1966г. автор работы [1] показали, что в рамках ОТО при анизотропном расширении Вселенной в собственных движениях удаленных объектов могут возникать систематические эффекты, описываемые векторными сферическими функциями второй степени. Авторы выдвинули три возможных объяснения появления этих эффектов: анизотропное расширение Вселенной, вращение Вселенной и первичные гравитационные волны полоидальной и тороидальной природы. Ожидаемая величина этих эффектов не превышает нескольких десятков микросекунд дуги в год. Во время написания работы [1] регистрация рассматриваемых в ней эффектов была невозможной, однако теперь постановка такой работы имеет хорошие шансы на успех при использовании РСДБ-измерений собственных движений внегалактических радиоисточников.

Предварительные оценки показали наличие в этих движениях статистически значимых гармоник, описываемых сферической функцией второй степени, увеличивающихся с ростом красного смещения [2,3]. Систематические эффекты при этом увеличиваются от 10 ± 3 мкс/год для источников в диапазоне красных смещений от 0 до 0.7 (среднее значение $z=0.44$) до 25 ± 8 мкс/год для источников с красными смещениями от 1.5 до 3 (среднее значение $z=2.23$). Для источников с $z>1.7$ отмечено резкое увеличение амплитуд собственных движений (58 ± 10 мкс/год), что может быть результатом недостатка наблюдательных данных для источников с большими красными смещениями, уменьшающего надежность результатов. Помимо векторных сферических гармоник второй степени, обнаружены также векторные сферические гармоники первой степени (дипольная и вращательная компоненты) с амплитудой 10-20 мкс/год со среднеквадратической ошибкой 1-2 мкс/год. Дипольная компонента, по-видимому, вызвана наличием ускоренного движения барицентра Солнечной системы вокруг центра Галактики [5-10], а вращательная - вероятно, неточно определенным значением постоянной прецессии.

Полученные до сих пор результаты основаны на геодезических РСДБ-наблюдениях, проводимых в S/X диапазонах с конца 1970-х годов и хранящиеся в базе данных Международной службы РСДБ для геодезии и астрометрии IVS[1]. Полное количество наблюдавшихся радиоисточников приближается к 5000, но только около 1000 из них наблюдались в течение достаточно долгого периода для надежной оценки их видимых движений (больше 10 лет). Для наиболее активно наблюдаемых радиоисточников, имеющих до нескольких сотен тысяч наблюдений на интервале более 30 лет, формальная оценка точности координат находится на уровне 10 мкс дуги, при реальной точности примерно на порядок выше [4]. Такое большое различие между формальной и реальной ошибкой объясняется, в первую очередь, сложной и переменной структурой источников, в большинстве своем активных ядер галактик с яркими джетами. Это приводит к смещению центроида радиояркости источника, и в результате к появлению фиктивного собственного движения. Такие собственные движения достигают нескольких сотен мкс дуги в год, и зачастую носят нелинейный характер [11,12]. Это приводит к значительному увеличению случайной ошибки оценок векторных сферических гармоник, а также может приводить к систематическим ошибкам.

Ослабление этого эффекта может быть достигнуто увеличением числа радиоисточников, вовлеченных в обработку. Такие источники должны иметь достаточно длительную наблюдательную историю и известное красное смещение. Однако для большинства источников, наблюдавшихся в геодезических РСДБ-программах, красное смещение остается неизмеренным [13,14]. Именно задача увеличения количества астрометрических радиоисточников с известными расстояниями (красными смещениями) и ставилась в предлагаемой программе наблюдений. Предполагалось, что в результате мы получим возможность решить две взаимосвязанные задачи:

1. Увеличение числа радиоисточников с известными собственными движениями и расстояниями.

2. Увеличение общего числа геодезических радиоисточников с

---

[1] *http://ivscc.gsfc.nasa.gov*

известными расстояниями для их преимущественного использования в планируемых наблюдательных программах.

В настоящей работе приводятся первые результаты наблюдений по этой программе.

2. *Список объектов программы*. Определение красных смещений является довольно трудоемкой задачей, включающей, в данном случае, также оптическое отождествление радиоисточников. При этом, по причине слабости большинства объектов, эта работа может производиться только на больших телескопах. В силу ограниченной доступности таких телескопов, массовые определения z для источников программы IVS не представляются возможными. Поэтому важно выделить приоритетные источники, определение z для которых особенно интересно. К последним относятся источники с наибольшей наблюдательной историей, поскольку они имеют наибольший вес при анализе поля скоростей радиоисточников, получаемого по астрометрическим РСДБ-наблюдениям. Такой упорядоченный список приоритетных источников был впервые составлен в 2007г. и обновляется по мере накопления РСДБ-наблюдений и появления новых источников с известными z. Последняя редакция списка приведена в [14].

После предоставления наблюдательного времени на телескопе БТА-6м в САО РАН в августе 2008г. из этого списка была выделена выборка объектов, наиболее удобных для наблюдений в это время на данной широте. Эта выборка представлена в табл.1.

Таблица 1

СПИСОК НАБЛЮДАВШИХСЯ ИСТОЧНИКОВ. КООРДИНАТЫ ПРИВЕДЕНЫ НА ЭПОХУ J2000.0

Номер IERS	RA час, мин, с	DE град, мин, с
1751+288	17 53 42.4736	+28 48 04.938
1923+210	19 25 59.6053	+21 06 26.162
2013+163	20 16 13.8600	+16 32 34.113
2023+503	20 25 24.9725	+50 28 39.536
2030+547	20 31 47.9585	+54 55 03.139
2152+226	21 55 06.4585	+22 50 22.281
2302+232	23 04 36.4364	+23 31 07.610

3. *Первые наблюдения, их методика и результаты*. Первая серия наблюдений оптических спектров объектов программы была выполнена 24 и 28 августа 2008г. на телескопе БТА-6м САО РАН с многорежимным спектрографом SCORPIO [15] в режиме "длинной щели". Ширина щели спектрографа составляла 1", в качестве детектора использовалась ПЗС-матрица EEV-CCD42-40 (размер чипа 2048 x 2048 элементов, шум считывания 1.8 эл.). Спектры были получены с гризмой

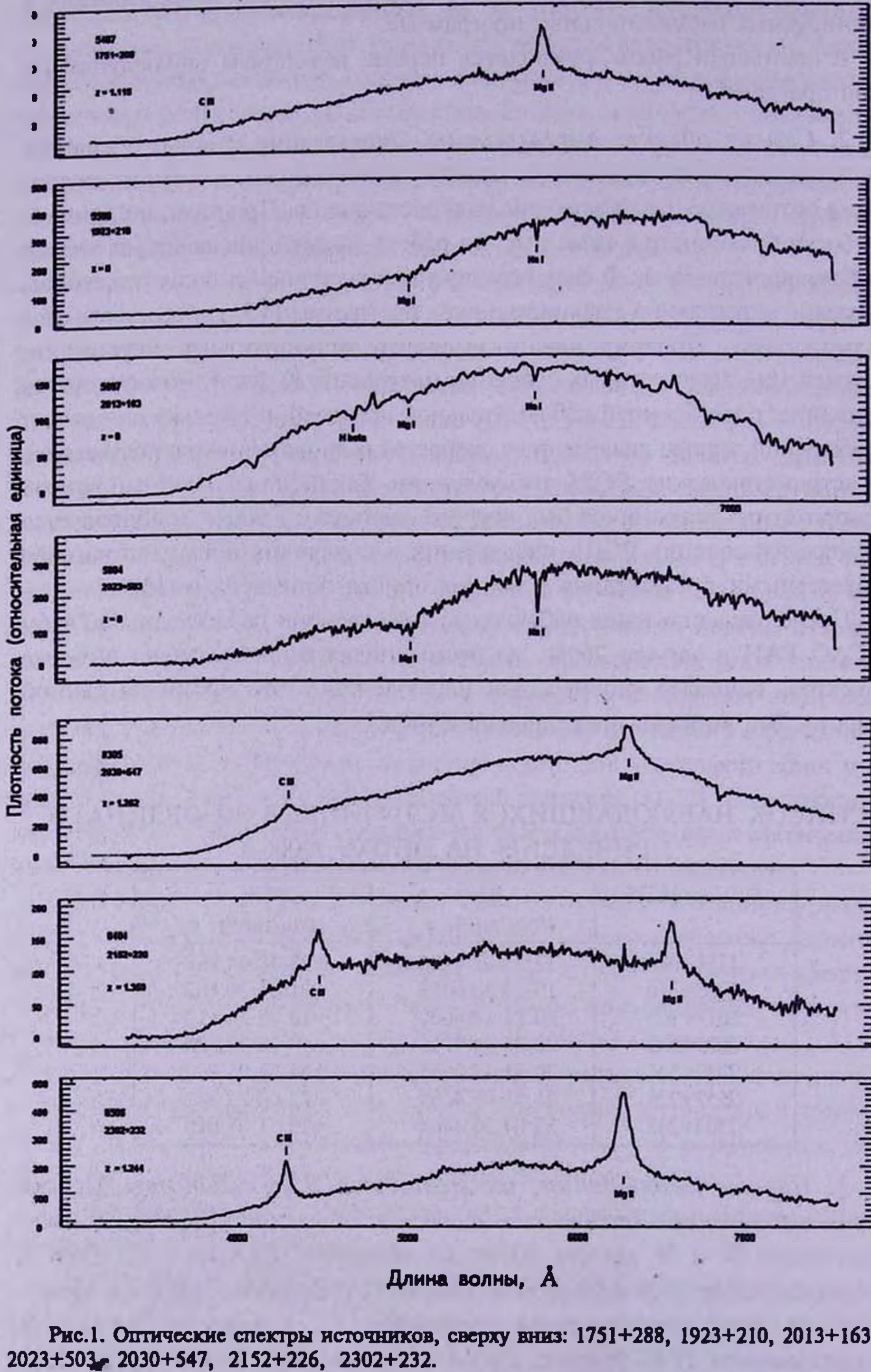


Рис.1. Оптические спектры источников, сверху вниз: 1751+288, 1923+210, 2013+163, 2023+503, 2030+547, 2152+226, 2302+232.

VPHG-550G в спектральном диапазоне 3100-7300 Å с инструментальным разрешением 10 Å при обратной дисперсии 2.1 Å/пиксел. Наблюдения обрабатывались по стандартной методике с использованием пакета программ MIDAS, разработанного в ESO[2]. Во время наблюдений, кроме изображений спектров объектов, было получено несколько спектров сравнения от He-Ne-Ar лампы и спектры сумеречного неба.

На рис.1 приведены полученные нами оптические спектры объектов с указанием отождествленных спектральных линий. Ниже для каждого объекта приведена наша интерпретация его оптического спектра и классификация.

3.1. *IVS 1751+288*. Спектр содержит яркие эмиссионные линии C III 1909 и Mg II 2798. Красное смещение составляет $z = 1.115$. Объект классифицирован как квазар.

3.2. *IVS 1923+210*. Спектр этого объекта не содержит заметных эмиссионных линий, но содержит линии поглощения MgI 5170 и NaI 5893, которые не испытывают красного смещения. Классификация объекта оказывается неоднозначной: РСДБ-карты этого источника, приведенные в базе данных RRFID Морской обсерватории США[3], типичны для протяженного источника или АЯГ с джетом, что не согласуется с полученным нами спектром, характерным для звезды. База данных NED[4] дает для этого источника примечание "протяженный источник на 327 МГц, возможно, галактический", однако также отождествляет его с визуальным объектом, единственным в угловой окрестности радиоисточника, который мы наблюдали. Обзор "A Westerbork Synthesis Radio Telescope 327 MHz Survey of the Galactic Plane" [16] относит данный объект к внутригалактическим. Возможное объяснение этому противоречию видится в том, что этот радиоисточник очень слаб в оптическом диапазоне, вероятно слабее $\sim 21^m$, и находится на небесной сфере вблизи более яркой звезды Галактики.

3.3. *IVS 2013+163*. Спектр содержит линии поглощения Hβ 4861, MgI 5170 и NaI 5893, которые не испытывают красного смещения. Как и в предыдущем случае, по данным RRFID в радиодиапазоне этот источник имеет характерный вид для АЯГ с явно выраженным джетом. Однако вид спектра скорее соответствует звезде, чем галактике или АЯГ.

3.4. *IVS 2023+503*. Спектр объекта содержит линии поглощения MgI 5170 и NaI 5893, которые не испытывают красного смещения. В отличие от предыдущих двух случаев, в радиодиапазоне этот источник не

---

[2] *http://www.eso.org/sci/data-processing/software/esomidas/*

[3] *http://rorf.usno.navy.mil/RRFID/*

[4] *http://nedwww.ipac.caltech.edu/*

имеет характерного для АЯГ вида, т.е. явно выраженного джета, возможно из-за недостатка чувствительности при радионаблюдениях (Ю.Ковалев, личное сообщение). Полученный нами спектр классифицируется как звездный. Других оптических источников ярче ~21^m в окрестности радиоисточника не обнаружено.

3.5. *IVS 2030+547.* Полученный спектр довольно яркого источника 2030+547 содержит широкие линии излучения CIII 1909 и MgII 2798, согласно которым красное смещение составляет z= 1.262. На данном красном смещении наличие только этих двух линий характерно для квазаров.

3.6. *IVS 2152+226.* Спектр источника содержит эмиссионные линии CIII 1909 и MgII 2798, красное смещение составляет z= 1.350. Объект классифицирован как квазар.

3.7. *IVS 2302+232.* Радиоисточник отождествлен с квазаром, в спектре которого выделены 2 яркие эмиссионные линии CIII 1909 и MgII 2798. Красное смещение для этого источника составляет z= 1.244.

4. ***Заключение.*** Мы получили оптические спектры семи объектов, предположительно соответствующих радиоисточникам программы IVS. Спектры четырех источников имеют яркие эмиссионные линии, характерные для квазаров, а также заметные красные смещения. Поэтому мы считаем эти оптические объекты надежно отождествленными с радиоисточниками. Мы оцениваем точность наших определений z как 0.001. Остальные три наблюдавшихся нами объекта имеют спектры, характерные для звезд, при лучевой скорости, близкой к нулю с той же точностью. Это противоречит данным картографирования в радиодиапазоне, согласно которым данные источники имеют структуру, характерную для активных ядер галактик. Возможно, мы имеем в данном случае наложение на небесной сфере слабого в оптике внегалактического объекта и звезды Галактики.

Следует отметить, что противоречие между спектрами, типичными для звезд, и радиоструктурой, характерной для внегалактических объектов, проявилось для трех из семи объектов программы. То, что во всех этих случаях оптически слабый радиообъект и звезда случайно проецируются на одну точку небесной сферы (при том, что в радиусе 10-15 угловых секунд другие различимые оптические объекты отсутствуют) представляется маловероятным. Наконец, заметим, что в процессе отбора объектов для спектральных наблюдений из списка [11], проведенного нами по оптическим картам обзора DSS, неоднократно отмечалось полное отсутствие на этих картах каких-либо изображений на координатах радиообъектов (в качестве примера укажем источники IVS 1932+204, IVS 1922+155, IVS 1955+335, а также, возможно, IVS 2000+148 и IVS 1951+355 - эти пять "пустых полей" найдены в случайной выборке из 30 объектов). Этот вопрос, по-видимому, тоже требует исследования.

В настоящей работе сделан важный шаг к решению общей задачи определения расстояний до всех, или хотя бы всех наиболее часто наблюдаемых радиоисточников программы IVS. Однако список последних далеко не исчерпан, и поэтому работа будет продолжаться по мере возможности получения наблюдательного времени на БТА. Учитывая, что конкуренция наблюдательных программ на этом телескопе очень велика, рассматриваются и другие пути продолжения этой работы. Во-первых, сделана заявка на наблюдательное время на телескопах ESO в Чили. Во-вторых, для ускорения работы ее можно разбить на два этапа. На первом из них можно провести относительно менее трудоемкие, а значит, более массовые определения z фотометрическим методом, хотя и с пониженной точностью определения z порядка 0.03-0.1. Позднее можно вернуться к уточнению z для наиболее интересных объектов.

Авторы благодарны С.Н.Додонову за руководство наблюдениями на БТА и помощь в классификации полученных спектров.

[1] Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: km@gao.spb.ru cosmic.cosm@gmail.com malkin@gao.spb.ru
[2] Geoscience Australia, e-mail: oleg.titov@ga.gov.au

DETERMINATION OF REDSHIFTS FOR SELECTED IVS PROGRAM OBJECTS. I

K.L.MASLENNIKOV[1], A.V.BOLDYCHEVA[1], Z.M.MALKIN[1], O.V.TITOV[2]

From observations with the 6-m BTA telescope at SAO RAS, we have determined spectroscopic redshifts of seven optical objects whose coordinates coincide with those of radio sources from the list of IVS (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry). When compared to radio data, the obtained spectra and redshifts provide evidence for reliable identification of four observed objects; the other three require further study. The distances to the sources derived from our measurements will make it possible to refine the current estimates for parameters of cosmological models based on proper motions of these objects, which are determined from geodetic VLBI observations.

Key words: *redshifts:radio sources:optical identifications:spectra: cosmological parameters*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Kristian*, *R.K.Sachs*, Astrophys. J., **143**, 379, 1966.
2. *O.Titov*, in: The Celestial Reference Frame for the Future, Proc. Journées 2007, ed. N.Capitain, 16, 2008.
3. *O.Titov*, in: Measuring the Future, Proc. 5th IVS General Meeting, ed. A.Finkelstein, D.Behrend, 265, 2008.
4. *Z.Malkin*, in: Measuring the Future, Proc. 5th IVS General Meeting, ed. A.Finkelstein, D.Behrend, 256, 2008.
5. *U.Bastian*, in: Proc. RGO-ESA Workshop "Future Possibilities for Astrometry in Space", Cambridge, UK, 19-21 June 1995, ed. Perryman M.A.C., Van Leeuwen F., 99, 1995.
6. *T.M.Eubanks*, *D.N.Matsakis*, *F.J.Josties et al.*, in: Proc. IAU Symposium 166 "Astronomical and astrophysical objectives of sub-milliarcsecond optical: astrometry", Hague, Netherlands, August 15-19, 1994, ed. E.Hog, P.K.Seidelmann, 283, 1995.
7. *C.R.Gwinn*, *T.M.Eubanks*, *T.Pyne et al.*, Astron. J., **485**, 87, 1997.
8. *O.J.Sovers*, *J.L.Fanselow*, *C.S.Jacobs*, Rev. Mod. Phys., **70**, 1393, 1998.
9. *J.Kovalevsky*, Astron. Astrophys., **404**, 743, 2003.
10. *S.M.Kopeikin*, *V.V.Makarov*, Astron. J., **131**, 1471, 2006.
11. *O.A.Титов*, Письма в Астрон. ж., **33**, 542, 2007.
12. *D.S.MacMillan*, *C.Ma*, J. of Geodesy, **81**, 443, 2007.
13. *Z.Malkin*, *O.Titov*, in: Measuring the Future, Proc. 5th IVS General Meeting, ed. A.Finkelstein, D.Behrend, 183, 2008.
14. *O.Titov*, *Z.Malkin*, Astron. Astrophys., **506**, 1477, 2009.
15. *В.Л.Афанасьев*, *А.В.Моисеев*, Письма в Астрон. ж., **31**, 214, 2005.
16. A.R.Taylor, *W.M.Goss*, *P.H.Coleman*, *J. van Leeuwen*, *B.J.Wallace*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **107**, 239, 1996.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF NINE SHAKHBAZIAN COMPACT GROUPS

H.M.TOVMASSIAN[1], H.TIERSCH[2], G.H.TOVMASSIAN[3], S.NEIZVESTNY[4]

Received 2 February 2010
Accepted 3 March 2010

By observations with the 1.5m telescope at San Pedro Martir (OAN, UNAM, Mexico) the *BVR* magnitudes are determined for 66 member galaxies in Shakhbazian Compact Galaxy Groups ShCG 40, ShCG 176, ShCG 270, ShCG 278, ShCG 310 and ShCG 342. Three other groups were observed in two or only in one band. Seven galaxies in ShCG 298 were observed in *B* and *R*, six galaxies in ShCG 95 were observed in *V* and 7 galaxies in ShCG 345 were observed in *V* and *R*. The distribution of brightness of observed galaxies is determined. Signs of interaction between galaxies are detected in some groups.

Key words: *galaxies:groups:photometry*

1. *Introduction.* Poor groups of galaxies which contain usually not more than 20 members, are the most common systems in the universe [1-3]. The more interesting among groups are the so-called compact groups (CGs) with space density reaching 10^4-10^5 galaxies in Mpc^3. The first detected Shakhbazian compact group (ShCG) [4] assumed to be a dense cluster of red stars. However, Robinson and Wampler [5] showed that the members of this cluster are true galaxies. This stimulated a comprehensive search for similar compact groups carried out by Shakbazian, Petrosian, Baier and Tiersch [6 and references therein]. The list of ShCGs contains nearly 400 groups.

First spectral observations of a few ShCGs [e.g. 7-10] showed that redshifts of member galaxies differ insignificantly from each other, and that these groups are gravitationally confined physical systems. ShCGs were detected by visual inspection of the Palomar sky survey prints. Due to being overexposed the images of some members of distant groups look like compact galaxies, therefore the groups initially were named compact groups of compact galaxies. First detail photographic observations [11-13] showed, however, that the so-called compact galaxies are in fact ordinary galaxies. Hence, Shakbazian groups are compact groups of ordinary, moslty E galaxies.

Spectral and photographic observations of a large number of ShCG groups have been made by Tiersch et al. [14 and references therein] and Tovmassian et al. [15-23]. It was shown that the majority of the candidate group members were galaxies with accordant radial velocities (usually < 1000 km s^{-1}). It was found that only a few of the supposed members were stars. It was also found that some objects in the area of groups assumed to be stars for the compactness of images were in fact galaxies. The majority of member galaxies (70-75%) are mainly of early morphological types. Hence, though the groups were selected without knowledge of redshifts of their members, the majority of them are real physical systems.

In this paper we present results of photometric observations of nine ShCGs.

2. ***Observations and results***. In 1996-1999 we carried out photometric observations of ShCG 40, ShCG 95, ShCG 176, ShCG 270, ShCG 278, ShCG 298, ShCG 310, ShCG 342 and ShCG 345. The group ShCG 40 is the central condensation of the cluster Zw 0122.4+0813. Observations were made at seeing better than 2 arcsec with the 1.5m telescope of the National Astronomical Observatory of the UNAM at San Pedro Martir. The TEK2 CCD with 1024 x 1024 pixels with sizes 24μ was used. The field of view is 4.3 x 4.3 arcmin and the image scale is 0.25"/pxl. Observations of six groups were made in *B*, *V* and *R* bands. The group ShCG 298 was observed in *B* and *R*, the group ShCG 95 - only in *V* band and the group ShCG 345 - in *V* and *R* bands.

The images were processed using the MIDAS image processing package. The night sky was eliminated by means of a program developed by Shergin and Kniazev at SAO (Russia). First, the bias and the sky background were subtracted, and then the image frames were divided by the evening and morning twilight fields of blank areas (Christian et al. [24]) to normalize the variations from pixel to pixel caused by different optical transmission and quantum efficiency. Stellar magnitudes were calibrated in the Kron/Cousins photometric system. The star clusters M 67 and NGC 4147 have been used as standards. Outer isophots in all three colours in some cases reach surface brightness $\mu < 26^m.5/\mathrm{arcsec}^2$. The *BVR* magnitudes are estimated, however, till $\mu = 26^m.5/\mathrm{arcsec}^2$. The limiting surface brightness of galaxies with superimposed halos does not reach this value. In such cases galaxies were sliced to the disturbed and to the undisturbed parts, and the galaxy magnitudes were calculated by a special MIDAS program that fits the elliptical isophots using the undisturbed part of the galaxy. We assumed that galaxies retained their symmetry despite overlapping. If a galaxy is embedded in a common halo with another galaxy, then the last undisturbed isophote (brighter than $\mu = 26^m.5/\mathrm{arcsec}^2$) determines the magnitude.

The estimated accuracy of magnitudes is generally about $0^m.06$. In the case of overlapped images the error could be somewhat higher. The measured magnitudes were corrected for the galactic extinction Q_B (Schlegel, Filkbeiner and Davis [25]) given in NED (NASA/IPAC Extragalactic Database). The inner individual extinction within spiral galaxies observed in the *B* band is estimated according to $A_i = 0.72 \log \cos i$. The inclination angle i is determined by the procedure in MIDAS. The extinctions in V and R are calculated by $E_{B-V}=0.238\,Q_B$ and $E_{V-R}=0.59\,Q_B$, respectively. The axial ratios b/a and the position angles PA of galaxies are deduced from $26^m.5/\mathrm{arcsec}^2$ isophotes. In the case of overlapping halo the outermost fitted ellipse and the extrapolated surface brightness profile down to the local background was used.

The results of the photometry of the studied groups are presented in Table 1 in which the following information is given: 1 - the galaxy identification number according to [26-30], 2-4 - the stellar magnitudes in B, V and R

Table 1

PHOTOMETRIC PARAMETERS OF GALAXIES IN ShCG 40, ShCG 95, ShCG 176, ShCG 270, ShCG 278, ShCG 298, ShCG 310, ShCG 342 AND ShCG 345

Gal	*B*	*V*	*R*	*b/a*	PA
1	2	3	4	5	6
ShCG 40					
1	15.21	14.02	13.26	0.78	45
2	17.89	16.79	16.09	0.74	39
3	17.24	16.03	15.30	0.78	-55
4	18.67	17.80	17.12	0.79	45
5	18.38	17.19	16.49	0.73	-78
6	18.40	17.17	16.42	0.66	43
7	18.31	17.14	-	0.88	64
8	17.09	16.34	15.86	0.53	-59
9	18.90	17.81	-	0.91	-19
10	19.04	18.19	-	0.51	17
24	18.94	17.46	16.58	0.99	-24
25	17.96	16.84	16.00	0.78	60
26	19.05	17.86	17.04	0.88	12
27	18.02	16.78	15.93	0.94	46
28	18.19	17.09	16.17	0.85	-31
46	18.56	17.89	-	0.61	-14
47	17.59	16.47	15.65	0.74	-72
48	17.33	16.35	15.44	0.69	-77
49	17.65	17.11	16.35	0.94	75
50	18.24	17.05	16.42	0.69	32
51	18.30	18.10	-	0.83	-61
55	18.60	17.64	16.77	0.54	-47
56	17.54	16.33	15.59	0.82	-62
57	16.65	15.41	14.69	0.37	-48
ShCG 95					
1	-	15.22	-	0.91	-32
2	-	17.27	-	0.80	76
3	-	16.54	-	0.82	4
4	-	17.65	-	0.86	-77
5	-	17.89	-	0.90	-41
6	-	18.94	-	0.92	-34

Gal	*B*	*V*	*R*	*b/a*	PA
1	2	3	4	5	6
ShCG 176					
1	18.04	16.16	15.80	0.82	9
4	17.99	16.96	16.15	0.77	25
5	18.94	18.04	17.20	0.65	70
6	18.69	17.59	16.65	0.76	-25
9	17.04	16.16	15.66	0.89	-23
10	20.01	18.34	17.30	0.76	32
ShCG 270					
1	17.93	16.19	14.92	0.75	48
2	17.77	16.54	15.33	0.96	-23
3	17.82	16.42	15.42	0.96	-21
4	17.81	16.78	15.57	0.97	-9
5	18.64	16.86	15.64	0.51	-25
6	18.65	16.97	15.81	0.80	-36
7	19.69	18.30	16.97	0.66	89
9	18.62	17.49	16.47	0.66	-43
10	19.14	17.79	16.41	0.77	-41
ShCG 278					
1	17.62	16.11	15.08	0.98	-21
2	18.01	16.60	15.96	0.85	-81
3	18.33	17.04	16.14	0.81	37
4	17.06	16.67	16.39	0.93	-65
5	18.77	17.84	16.64	0.88	-12
6	18.96	17.73	16.85	0.87	-18
7	20.09	18.52	17.36	0.69	-78
ShCG 298					
1	19.28	-	17.11	0.69	-44
2	19.39	-	17.33	0.70	84
3	19.47	-	17.43	0.86	16
4	19.26	-	17.53	0.74	68
5	19.43	-	17.56	0.88	50

Table 1 (the end)

1	2	3	4	5	6
6	20.21	-	18.05	0.77	54
7	19.66	-	18.19	0.74	11
ShCG 310					
1	18.31	16.89	15.63	0.89	-1
2	18.79	17.32	16.25	0.96	-13
3	17.36	16.05	14.77	0.62	-59
4	17.26	15.66	14.47	0.72	-29
5	18.74	17.12	15.85	0.80	13
6	19.22	18.05	16.79	0.59	-8
7	20.03	18.65	17.54	0.82	-8
8	19.35	18.22	17.16	0.50	-37
9	19.25	18.04	16.95	0.75	53
12	19.73	18.74	17.88	0.72	41
13	20.52	19.37	18.28	0.66	29
ShCG 342					
1	17.93	15.89	14.92	0.92	-64
2	17.76	16.12	15.38	0.82	-42
3	18.37	16.29	14.96	0.74	63
4	18.35	16.85	15.45	0.75	49
5	19.03	17.61	16.51	0.65	-31
6	18.05	16.63	15.49	0.63	-21
7	19.12	17.54	16.41	0.63	-27
10	18.56	16.53	15.62	0.92	40
11	18.32	16.95	15.88	0.75	-51
ShCG 345					
1	-	17.03	16.05	0.90	37
2	-	17.18	15.78	0.65	32
3	-	17.13	15.85	0.72	-57
5	-	18.09	17.01	0.97	32
6	-	17.99	16.95	0.71	-51
8	-	17.66	16.72	0.85	70
9	-	19.17	17.90	0.49	-15

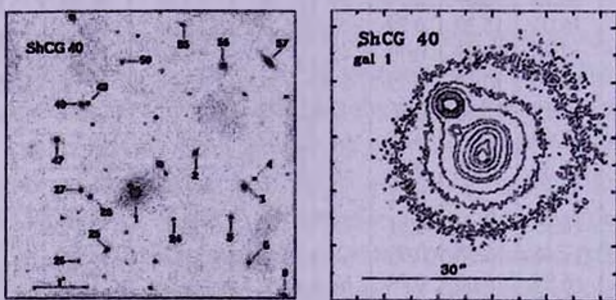


Fig.1. The image of ShCG 40 (left panel) in *R* band and isophotal contour plots of the central galaxy (right panel). North is up, east is left. The object at the north-east is a star. The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $17^m.5$, $17^m.7$, $18^m.4$, $18^m.8$, $19^m.2$, $19^m.7$, $20^m.7$, $21^m.2$, $22^m.1$.

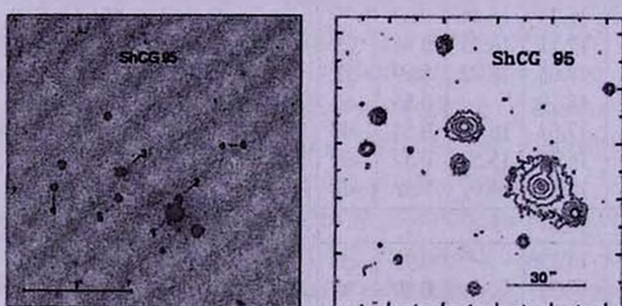


Fig.2. The image of ShCG 95 (left panel) in *V* band and isophotal contour plots of galaxies (right panel). North is up, east is left. The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $19^m.4$, $20^m.6$, $21^m.9$, $22^m.7$, $23^m.6$, $24^m.6$.

correspondingly, 5 - the axial ratio b/a, 6 - the position angle, i, of the large axis. The prime images of the studied groups and the surface brightness isophots are presented in Fig.1-9.

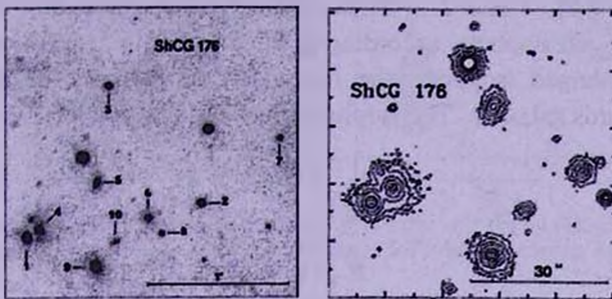


Fig.3. The image of ShCG 176 (left panel) and isophotal contour plots of galaxies (right panel). The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $18^{m}.3$, $19^{m}.1$, $19^{m}.8$, $20^{m}.1$, $20^{m}.6$, $21^{m}.1$.

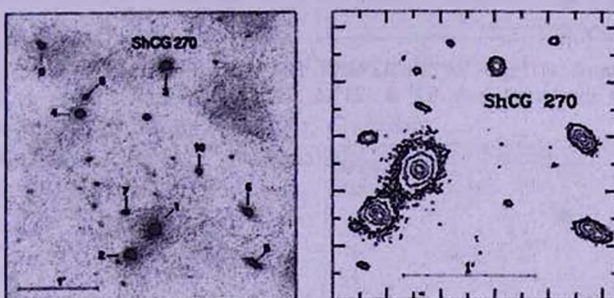


Fig.4. The same as Fig.3 for ShCG 270. The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $18^{m}.8$, $19^{m}.4$, $20^{m}.0$, $21^{m}.8$, $24^{m}.8$.

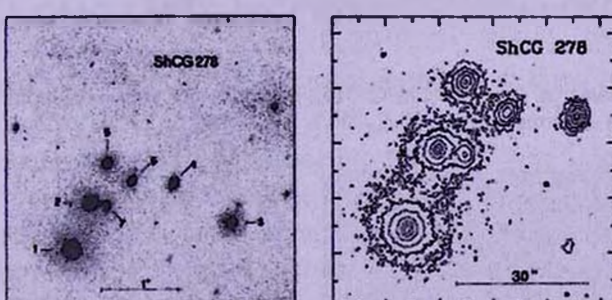


Fig.5. The same as Fig.3 for ShCG 278. The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $18^{m}.2$, $18^{m}.5$, $19^{m}.8$, $19^{m}.2$ $19^{m}.8$, $20^{m}.7$, $21^{m}.7$, $22^{m}.8$.

Consideration of isophots show that some of the candidate members of groups (objects 2, 3, 7 and 8 in ShCG 176, object 8 in ShCG 270, objects 8 and 9 in ShCG 342 and objects 4, 5 and 7 in ShCG 345) are most probably stars.

A large number of interacting galaxies are detected among ShCG members [14,15-23]. There are a few possibly interacting galaxies also in the studied groups. The isophots of galaxies 1 and 3 in ShCG 95 (Fig.1), 1 and 4 in ShCG 176 (Fig.2), 1 and 2 in ShCG 270 (Fig.3), 1, 2 and 7 in ShCG 278 are enlarged. Such isophots, according to Barnes [31,32] are sign of interaction. Except the enlarged isophots, the inner part of galaxy 1 in ShCG 270 is extended towards galaxy 2. The isophots of galaxy 2 in ShCG 298 (Fig.4) seem

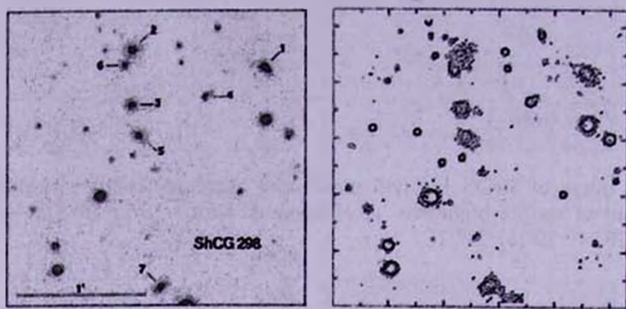


Fig.6. The same as Fig.3 for ShCG 298. The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $22^{m}.4$, $23^{m}.4$, $24^{m}.2$, $24^{m}.7$, $26^{m}.5$.

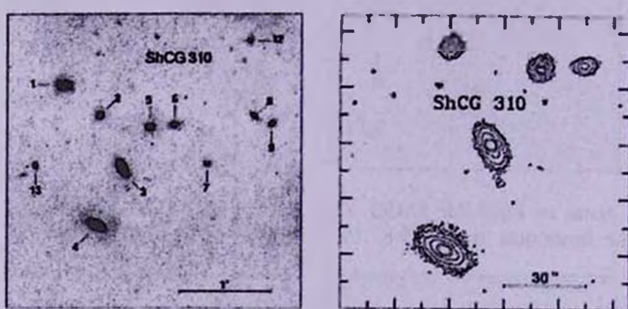


Fig.7. The same as Fig.3 for ShCG 310. The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $19^{m}.4$, $20^{m}.1$, $20^{m}.8$, $21^{m}.5$, $22^{m}.2$, $22^{m}.6$.

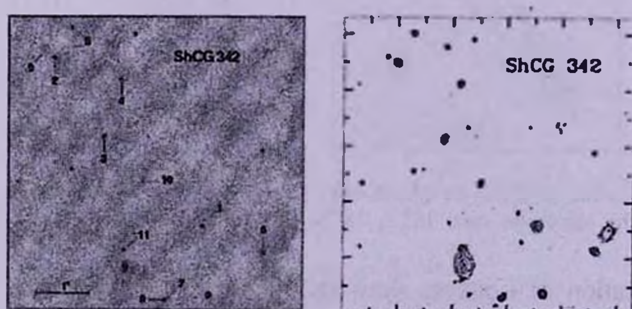


Fig.8. The same as Fig.3 for ShCG 342. The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $19^{m}.4$, $20^{m}.3$, $21^{m}.3$, $23^{m}.7$.

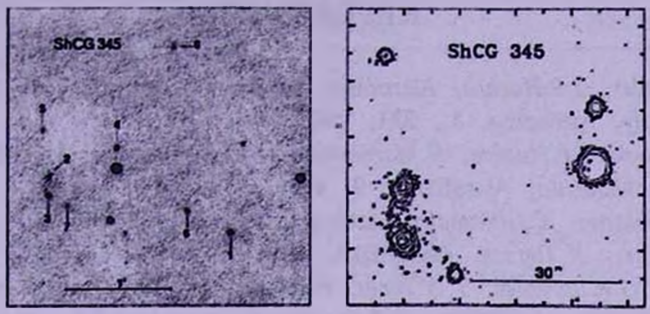


Fig.9. The image of ShCG 345 (left panel) in R band and the isophotal contour plots of galaxies (right panel). The units of surface brightness μ of isophots starting from the innermost one: $18^m.4$, $19^m.4$, $19^m.2$, $20^m.2$, $20^m.8$, $21^m.5$.

also to be enlarged, though no signs of distortion are seen in the galaxy 6 which is possibly projected nearby to galaxy 2. The galaxy 2 is probably interacting with galaxy 1 located at a projected distance of about 200 kpc.

[1] Instituto Nacional de Astrofisica Óptica y Electrónica, Mexico, e-mail: hrant@inaoep.mx
[2] Sternwarte Königsleiten, München, Germany
[3] Observatorio Astronomico Nacional de UNAM, Ensenada, México
[4] Special Astrophysical Observatory, Russia

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДЕВЯТИ КОМПАКТНЫХ ГРУПП ШАХБАЗЯН

Г.М.ТОВМАСЯН[1], Х.ТИРШ[2], Г.Г.ТОВМАСЯН[3], С.НЕИЗВЕСТНЫЙ[4]

По наблюдениям на 1.5-м телескопе в Сан Педро Мартир (Национальная Астрономическая Обсерватория Национального Автономного Университета, Мексика) были определены *BVR* звездные величины 66 членов галактик в компактных группах Шахбазян ShCG 40, ShCG 176, ShCG 270, ShCG 278, ShCG 310 and ShCG 342. Три другие группы были наблюдены в двух или только одном цвете. Семь галактик в ShCG 298 были наблюдены в *B* и *R*, шесть галактик в ShCG 95 были наблюдены в *V*, и семь галактик в ShCG 345 в *V* и *R*. Определено распределение яркости наблюденных галактик. В некоторых группах обнаружены признаки взаимодействия между галактиками.

Ключевые слова: *галактики:группы:фотометрия*

REFERENCES

1. *M.J.Geller*, *J.P.Huchra*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **52**, 61, 1983.
2. *R.B.Tully*, Astrophys. J., **321**, 280, 1987.
3. *A.C.Crook*, *J.P.Huchra*, *N.Martimbeau et al.*, Astrophys. J., **655**, 790, 2007.
4. *R.K.Shakhbazian*, Astrofizika, **9**, 495, 1973.
5. *L.B.Robinson*, *E.J.Wampler*, Astrophys. J., **179**, L135, 1973.
6. *F.W.Baier*, *H.Tiersch*, Astrofizika, **15**, 33, 1979.
7. *H.Arp*, *G.R.Burbidge*, *T.W.Jones*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **85**, 423, 1973.
8. *L.V.Mirzoyan*, *J.S.Miller*, *D.E.Osterbrock*, Astrophys. J., **196**, 687, 1975.
9. *K.Kodaira*, *M.Sekiguchi*, PASJ, **43**, 169, 1991.
10. *S.G.Lynds*, *E.Ye.Khachikian*, *A.S.Amirkhanian*, Pisma v Azh, **16**, 195, 1990.
11. *F.Börngen*, *A.T.Kalloghlian*, Astrofizika, **10**, 21, 1974.
12. *A.S.Amirkhanian*, *A.G.Egikian*, Astrofizika, **27**, 395, 1987.
13. *D.Bettoni*, *G.Fasano*, Astron. J., **109**, 32, 1995.
14. *H.Tiersch*, *H.M.Tovmassian*, *D.Stoll et al.*, Astron. Astrophys., **392**, 33, 2002.
15. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *S.G.Navarro et al.*, Rev. Mex Astron. Astrophys., **39**, 275, 2003.
16. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *V.H.Chavushyan et al.*, Astron. Astrophys., **415**, 803, 2004.
17. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *G.H.Tovmassian et al.*, Rev. Mex Astron. Astrophys., **41**, 3, 2005.
18. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *G.H.Tovmassian*, *S.Neizvestny*, *J.P.Torres-Papaqui*, Astron. Nachr., 326, 362, 2005.
19. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *V.H.Chavushyan et al.*, Astron. Astrophys., **439**, 973, 2005.
20. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *V.H.Chavushyan et al.*, Astron. Reports., **50**, 86, 2006.
21. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *G.H.Tovmassian et al.*, Rev. Mex Astron. Astrophys., **43**, 45, 2007.
22. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, Rev. Mex Astron. Astrophys., **44**, 125, 2008.
23. *H.M.Tovmassian*, *H.Tiersch*, *V.H.Chavushyan*, *S.G.Navarro*, Astrofizika, **53**, 61, 2010.
24. *C.A.Cristian*, *M.Adams*, *J.E.Barnes et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **97**, 363, 1985.
25. *D.J.Schlegel*, *D.P.Filkbeiner*, *M.Davis*, Astrophys. J., **500**, 525, 1998.
26. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *M.Braun*, AN, **317**, 239, 1996.
27. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *M.Braun*, AN, **317**, 315, 1996.
28. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, AN, **318**, 7, 1997.
29. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, AN, **318**, 89, 1997.
30. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, AN, **318**, 149.
31. *J.E.Barnes*, Mon. Notice. Roy. Astron. Soc., **215**, 517, 1985.
32. *J.E.Barnes*, Nature, **338**, 123, 1989.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

ГАЛАКТИКИ ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ АРАКЕЛЯНА И ИХ ОКРУЖЕНИЕ

А.П.МАГТЕСЯН, В.Г.МОВСЕСЯН

Поступила 11 марта 2009
Принята к печати 3 марта 2010

Изучена связь галактик высокой поверхностной яркости Аракеляна с окружающей средой. С этой целью используются группы, идентифицированные авторами на основе CfA2 обзора красных смещений. Из 15577 галактик выборки 172, т.е. 1.104% являются галактиками высокой поверхностной яркости. В пределах $13.0 < m \leq 15.0$ соответствующий процент равен 2.05. Получены следующие результаты: a) При переходе от одиночных галактик к бедным, и далее, к более населенным группам, частота встречаемости галактик Аракеляна (ГА) не меняется. b) Группы галактик, содержащие ГА своими динамическими характеристиками, такими как дисперсия лучевых скоростей, размеры, суммарные светимости и своим морфологическим содержанием, в среднем не отличаются от групп, не содержащих таких галактик. c) ГА не подчиняются известному факту, что эллиптические и линзовидные галактики чаще встречаются в группах галактик, чем среди одиночных галактик, т. е. кажется, что частота встречаемости эллиптических и линзовидных ГА в группах не различается от частоты встречаемости тех же галактик в одиночных галактиках. d) ГА, входящие в группы галактик, по своим поверхностным яркостям, диаметрам и по светимостям превосходят одиночные ГА. Это особенно сильно проявляется для спиральных ГА.

Ключевые слова: *галактики:группы галактик:окружение*

1. *Введение*. Активность галактических ядер может быть связана с характеристиками тех галактик, в центре которых они находятся. Аракеляном [1] показано, что разные проявления активностей сейфертовских галактик связаны с градиентами поверхностных яркостей этих галактик. В [2] показано, что поверхностная яркость галактик Сейферта значительно превышает аналогичную величину обычных галактик. В [3] изучено относительное количество галактик с эмиссионными линиями в разных интервалах поверхностной яркости и показано, что оно монотонно уменьшается со снижением поверхностной яркости.

Активность галактических ядер, а также интегральные характеристики галактик (в частности поверхностные яркости) могут быть связаны с характеристиками той окружающей среды, в которой они находятся.

В [4] изучено поведение средних поверхностных яркостей изолированных одиночных и изолированных двойных галактик. Оказалось, что средние поверхностные яркости спиральных галактик в двойных системах с большой статистической значимостью превосходят средние поверхностные яркости одиночных спиральных галактик. При переходе от компактных к широким группам обнаружено уменьшение средних поверхностных яркостей галактик. Обнаружена также корреляция между поверхностными яркостями компонентов пар. Этот факт можно комментировать как взаимное влияние галактик пар в процессе эволюции.

В [5] изучена зависимость поверхностных яркостей и диаметров галактик групп от плотности групп и содержания в них эллиптических и линзовидных галактик. Оказалось, что поверхностная яркость спиральных галактик в группах в среднем превышает поверхностную яркость спиральных галактик изолированных пар и изолированных одиночных галактик. При переходе от тесных групп к широким группам происходит увеличение диаметров и уменьшение поверхностных яркостей эллиптических галактик. Аналогичные величины спиральных галактик сравнительно слабо зависят от плотности групп.

Для изучения зависимости интегральных характеристик галактик и проявления пекулярностей их ядер Аракеляном [6] составлен список галактик высоких поверхностных яркостей. В этой работе поверхностные яркости галактик вычислены следующим образом.

$$\tilde{\bar{B}} = m - 0.25\operatorname{cosec}|bII| + 2.5\log\frac{\pi ab}{4} + 0.22(a/b) + 0.73\,, \qquad (1)$$

где $\tilde{\bar{B}}$ - средняя поверхностная яркость галактики, m - ее видимая звездная величина по [7], a и b - внешние размеры галактики по [8], а последние два слагаемых введены, чтобы учесть наклон галактики и грубо приводить поверхностные яркости галактик к системе Холмберга. В качестве галактик высокой поверхностной яркости отобраны галактики, для которых удовлетворяется условие $\tilde{\bar{B}} \le 22.0$.

В данной работе изучена связь галактик высоких поверхностных яркостей Аракеляна с их окружающей средой.

2. *Выборка.* В данной работе в качестве групп галактик используются группы [9], идентифицированные на основе CfA2 обзора красных смещений (http://www.cfa.harvard.edu).

В процессе идентификации групп на выборку CfA2 наложены некоторые ограничения. Учитывая, что закон Хаббла имеет большую неопределенность на близких расстояниях, мы решили ограничить выборку по лучевым скоростям снизу величиной $V \ge 1000$ км/с. Также, имея в виду, что на больших расстояниях полнота каталога довольно мала, мы ограничили выборку по лучевым скоростям сверху величиной $V \le 15000$ км/с. Для уменьшения влияния ослабления света в Галактике введено также ограничение на галактическую широту: $|bII| \ge 20°$. В итоге из 18203 галактик обзора CfA2 в нашу выборку вошли 15577 галактик, которые были использованы для создания списка групп галактик.

Была выявлена 1971 группа с количеством членов 2 и более. В группы вошли 6787 галактик, из которых 2412 входят в системы двойных галактик. В 765 групп с количеством членов 3 и более входят 4375 галактик. Остальные 8790 галактик составляют выборку "одиночных" галактик.

3. *Результаты*. Число галактик Аракеляна (ГА) среди одиночных галактик составляет 92 галактики. Число ГА, входящих в группы, составляет 80. Таким образом, из 15577 галактик выборки 172, т. е. 1.104% галактик являются галактиками высокой поверхностной яркости Аракеляна. В табл.1 приведены относительные числа ГА в группах разных кратностей.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЧИСЛА ГА В ГРУППАХ РАЗНЫХ КРАТНОСТЕЙ

K	*n*	*n*_ГА	f	*n*_ГА ожидаемые	*n*_ГА ожидаемые по группам
1	2	3	4	5	6
1	8790	92	0.0105	97.06	
2	2412	26	0.0108	26.63	28.43
3,4	1644	20	0.0122	18.15	19.38
5-10	1416	15	0.0106	15.64	16.69
11-34	642	10	0.0156	7.09	7.57
>34	673	9	0.0134	7.43	7.93
>1	6787	80	0.0118		

В соответствующих столбцах таблицы приведены следующие величины: 1 - кратность групп (число видимых членов групп), 2 - общее количество галактик в группах данной кратности, 3 - общее количество ГА в группах данной кратности, 4 - частота встречаемости ГА в группах данной кратности, 5 - ожидаемое число ГА в одиночных галактиках и в группах разных кратностей, 6 - ожидаемое число ГА в группах разных кратностей.

Ожидаемое число ГА в данной выборке оценено, принимая, что частота встречаемости ГА не зависит от кратности групп.

Сравнение частот встречаемости ГА в группах и в одиночных галактиках с применением t критерии Стьюдента или нормальной аппроксимации (например, [10,11]) дает статистическую значимость $P = 0.43$. То есть получается, что среди одиночных галактик частота встречаемости ГА значимо не отличается от частоты встречаемости этих галактик в группах.

Выясним, отличаются ли частоты встречаемости ГА при переходе от систем с малым числом членов к сравнительно богатым системам. Сравнение наблюдательных и ожидаемых чисел по данным, приведенным в табл.1, по критерию Пирсона (χ^2) [10], дает $P = 0.85$, когда рассматриваются одиночные галактики и группы с разными населенностями и $P = 0.85$, когда рассматриваются разно-населенные группы с числом членов больше или ровно 2. Таким образом, при переходе от бедных групп к сравнительно богатым группам, частота встречаемости ГА не меняется.

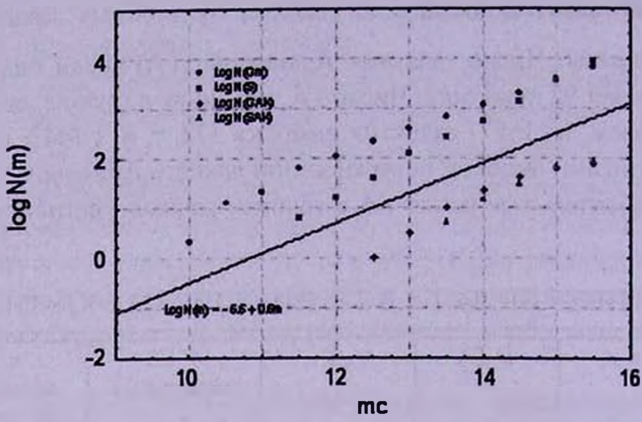


Рис.1. Распределения видимых звездных величин обсуждаемых выборок.

На рис.1 приведены распределения видимых звездных величин обсуждаемых выборок. Из рисунка видно, что есть некоторые очевидные различия между этими распределениями. Например, соответствующие распределения одиночных галактик и членов групп имеют разные наклоны (по-видимому, это связано с присутствием Местного Сверхскопления), данные о ГА начинаются с $m = 13^m$ (что связано с малочисленностью этих галактик).

Чтобы уменьшить разницу в распределениях видимых звездных величин этих выборок, повторим статистику с ограничением на видимые звездные величины, $13.0 < m \leq 15.0$.

Сравнение частот встречаемости ГА, проведенное на основе табл.2, среди одиночных галактик и среди членов групп дает $P = 0.33$. Сравнение распределений наблюдательных и ожидаемых чисел по критерию χ^2 показывает, что они отличаются друг от друга с статистической значимостью $P = 0.76$, когда рассматриваются одиночные галактики и группы разных

Таблица 2

ТО ЖЕ, ЧТО И В ТАБЛИЦЕ 1 ДЛЯ ГАЛАКТИК С $13.0 < m \leq 15.0$

k	*n*	*n*_ГА	*f*	*n*_ГА ожидаемые	*n*_ГА ожидаемые по группам
1	3597	68	0.0189	73.82	
2	1171	25	0.0213	24.03	26.00
3,4	841	19	0.0226	17.26	18.67
5-10	767	14	0.0183	15.74	17.03
11-34	346	10	0.0289	7.10	7.68
>34	343	9	0.0262	7.04	7.62
1	3468	77	0.0222		

кратностей вместе и $P=0.82$, когда рассматриваются группы разных кратностей.

Таким образом, по полученным из табл.1 и 2 результатам можно констатировать: при переходе от одиночных галактик к малонаселенным группам и к сравнительно богатым группам частота встречаемости ГА не меняется.

Сравним характеристики групп, имеющих в своем составе ГА с характеристиками групп, не имеющих в своем составе ГА.

Средние величины расстояний этих выборок следующие:

$\langle V \rangle = 7381$ км/с для всей выборки,

$\langle V \rangle = 6300$ км/с для групп, содержащих ГА.

Разница расстояний обсуждаемых выборок довольно большая и могла оказать большое влияние на результаты. По этой причине ограничим лучевые скорости этих выборок значениями $V=2000$ - 8000 км/с. В этом случае средние величины обсуждаемых выборок будут

$\langle V \rangle = 5620$ км/с для всей выборки с $V=2000$ - 8000 км/с,

$\langle V \rangle = 5576$ км/с для групп, содержащих ГА с $V=2000$ - 8000 км/с.

Как видно, средние расстояния выборок довольно близки и, по-видимому, не могут значительно влиять на результаты.

Следующий параметр, который может повлиять на результаты, это кратность групп. Очевидно, что группы, имеющие больше членов, с большей вероятностью могут оказаться среди групп, имеющих в своем составе ГА. То есть группы галактик, имеющие в своем составе ГА в среднем должны иметь больше членов, чем группы, не имеющие таких галактик в своем составе.

В диапазоне $V=2000$ - 8000 км/с получены следующие результаты для средних кратностей изученных групп:

во всех группах $\langle k \rangle = 3.58 \pm 5.85$, $n = 1047$,

в группах, содержащих ГА , $\langle k \rangle = 8.15 \pm 15.35$, $n = 52$.

Но характеристики групп могут сильно зависеть от кратности групп. Для примера, на рис.2 представлена зависимость дисперсии лучевых

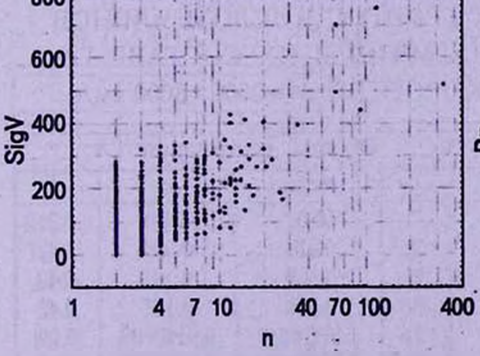


Рис.2. Зависимость дисперсии лучевых скоростей галактик от кратности групп.

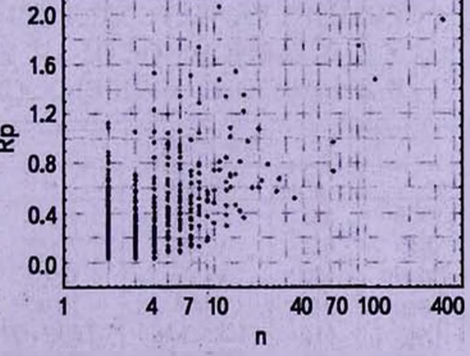


Рис.3. Зависимость средних взаимных парных расстояний между галактиками от кратности групп.

скоростей галактик, а на рис.3 - средних парных расстояний от кратности наших групп в диапазоне лучевых скоростей $V = 1000 - 8000$ км/с.

Корреляция между обсуждаемыми величинами очевидна.

Чтобы освободиться от влияния кратности групп на характеристики групп, имеющих в своем составе ГА, и групп, не имеющих в своем составе ГА, необходимо эти выборки сравнивать для групп разных кратностей отдельно. В табл.3, 4, 5, 6 приведены средние величины некоторых характеристик для обсуждаемых выборок, для групп с числом членов $k = 2$, $k = 3 - 4$, $k = 5 - 10$ и $k > 10$, в диапазоне лучевых скоростей $V = 2000 - 8000$ км/с.

В последующих столбцах таблиц приведены следующие величины:

1 - обсуждаемая характеристика группы: SIGV - дисперсия лучевых скоростей членов группы, RP - среднее попарное расстояние между членами группы, Rmean - среднее расстояние членов группы от ее центра, Rmax - радиус группы: наибольшее расстояние членов группы от ее центра, Lobs - суммарная светимость видимых членов группы. Определение этих величин приведено в [9].

2 - число изученных групп без отношения к содержанию ГА, 3 - среднее значение обсуждаемой величины без отношения к содержанию ГА, 4 - среднеквадратическое отклонение этой средней без отношения к содержанию ГА, 5, 6, 7 - аналоги величин 2, 3, 4 для групп, содержащих в своем составе ГА, 8 - статистическая значимость различий обсуждаемых средних величин по критерию t Стьюдента (например, [11]).

В табл.6, кроме обсуждаемых в табл.3, 4, 5 величин, приведено также среднее морфологическое содержание групп с числом членов $n > 10$. Морфологическое содержание групп определяется как относительное число эллиптических и линзовидных галактик в группе: $p = k(T < 0)/k(T)$, где $k(T < 0)$ - число эллиптических и линзовидных галактик, а $k(T)$ - число галактик с известными морфологическими типами в группе.

Таблица 3

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП С ЧИСЛОМ ЧЛЕНОВ $k = 2$, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАЛИЧИЯ В ИХ СОСТАВЕ ГА, В ДИАПАЗОНЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ $V = 2000 - 8000$ км/с

	Все группы			Группы, содержащие ГА			
	n	mean	σ	n	mean	σ	P
SIGV	615	78.25	64.74	21	60.52	45.51	0.21
RP	615	0.189	0.167	21	0.219	0.204	0.42
Rmean	615	0.093	0.085	21	0.109	0.103	0.42
Rmax	615	0.093	0.085	21	0.109	0.103	0.42
Lobs	615	1.58E+10	7.60E+09	21	1.87E+10	9.91E+09	0.09
Ltot	615	2.68E+10	1.57E+10	21	3.27E+10	2.18E+10	0.09
Fic%	615	0.066	0.157	21	0.046	0.071	0.55

Таблица 4

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП С ЧИСЛОМ ЧЛЕНОВ $k = 3 - 4$, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАЛИЧИЯ В ИХ СОСТАВЕ ГА, В ДИАПАЗОНЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ $V = 2000 - 8000$ км/с

	Все группы			Группы, содержащие ГА			
	n	mean	σ	*n*	mean	σ	*P*
SIGV	227	116.45	68.32	12	80.17	40.14	0.07
RP	227	0.283	0.211	12	0.371	0.268	0.17
Rmean	227	0.169	0.129	12	0.238	0.172	0.08
Rmax	227	0.252	0.206	12	0.363	0.264	0.07
Lobs	227	2.91E+10	1.44E+10	12	3.86E+10	2.11E+10	0.03
Ltot	227	4.90E+10	2.96E+10	12	6.31E+10	3.94E+10	0.12
Fic%	227	0.146	0.261	12	0.203	0.238	0.46

Таблица 5

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП С ЧИСЛОМ ЧЛЕНОВ $k = 5 - 10$, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАЛИЧИЯ В ИХ СОСТАВЕ ГА, В ДИАПАЗОНЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ $V = 2000 - 8000$ км/с

	Все группы			Группы, содержащие ГА			
	n	mean	σ	*n*	mean	σ	*P*
SIGV	137	162.64	67.47	9	158.56	65.75	0.86
RP	137	0.524	0.285	9	0.545	0.406	0.83
Rmean	137	0.344	0.191	9	0.359	0.260	0.83
Rmax	137	0,.612	0.346	9	0.686	0.571	0.55
Lobs	137	5.62E+10	2.32E+10	9	6.01E+10	3.21E+10	0.63
Ltot	137	9.07E+10	4.77E+10	9	9.77E+10	6.87E+10	0.68
Fic%	137	0.521	0.658	9	0.571	0.868	0.83

Таблица 6

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП С ЧИСЛОМ ЧЛЕНОВ $k > 10$, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАЛИЧИЯ В ИХ СОСТАВЕ ГА, В ДИАПАЗОНЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ $V = 2000 - 8000$ км/с

	Все группы			Группы, содержащие ГА			
	n	mean	σ	*n*	mean	σ	*P*
SIGV	33	310.52	142.00	10	336.60	110.02	0.60
RP	33	0.889	0.425	10	1.014	0.436	0.42
Rmean	33	0.626	0.324	10	0.725	0.349	0.41
Rmax	33	1.427	0.722	10	1.625	0.799	0.46
Lobs	33	2.20E+11	2.51E+11	10	2.44E+11	2.29E+11	0.79
Ltot	33	3.62E+11	4.71E+11	10	3.68E+11	3.15E+11	0.97
Fic%	33	0.945	0.781	10	1.320	1.034	0.22
p	33	0.375	0.184	10	0.369	0.204	0.93

Данные, приведенные в этих таблицах, не показывают заметной зависимости между обсуждаемыми параметрами групп и наличия в них ГА. Группы галактик, содержащие ГА своими динамическими характеристиками, такими как дисперсия лучевых скоростей, размеры, суммарные светимости и своим морфологическим содержанием в среднем не отличаются от групп, не содержащих таких галактик.

Обсудим вопрос о распределении морфологических типов ГА среди членов групп и среди одиночных галактик. Поскольку число ГА с известными морфологическими типами в CfA2 каталоге мало, то по морфологическим типам выборку разделим на две части: эллиптические + линзовидные (в дальнейшем для этой подвыборки будем использовать термин эллиптические, имея в виду эллиптические + линзовидные) и спиральные. Будем использовать также информацию о морфологических типах галактик из PGC каталога [12]. Данные приведены в табл.7.

Таблица 7

ЧИСЛО ГАЛАКТИК E+SO И S В ГРУППАХ ГАЛАКТИК И СРЕДИ ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИК

	Все галактики по приведенным в CfA2 морф. типам			ГА по приведенным в CfA2 морф. типам			ГА по приведенным в CfA2 и PGC морф. типам		
	E+S0	S	Все	E+S0	S	Все	E+S0	S	Все
Члены групп	1337	2588	3925	11	31	42	12	48	60
Одиночные	831	3192	4023	10	31	41	14	50	64
Все	2168	5780	7948	21	62	83	26	98	124

Из этой таблицы видно, что относительное количество входящих в группы эллиптических и линзовидных галактик есть $1337/3925 = 0.3406$, а среди одиночных галактик - $831/4023 = 0.2066$. Среди ГА относительное количество входящих в группы эллиптических и линзовидных галактик есть $11/42 = 0.2619$, а среди одиночных галактик - $10/41 = 0.2439$. В общем, среди ГА относительное число эллиптических и линзовидных галактик будет $21/83 = 0.2530$, а среди всех галактик - $2168/7948 = 0.2728$. Чтобы оценить, различаются или нет последние два числа, будем применять нормальную аппроксимацию [11]. Получим $P = 0.68$, т.е. относительное число E+S0 галактик среди ГА и среди всех галактик не различается. С другой стороны кажется, ГА не подчиняются известному уже несколько десятилетий факту, что эллиптические галактики чаще встречаются в группах галактик, чем среди одиночных галактик.

Попробуем это оценить с помощью таблиц 2×2 [11].

Из табл.7 видно, что обе величины $21 \times 41/83 = 10.9$ и $62 \times 42/83 = 31.4$ больше 5 и поэтому по рекомендации [11] можем применить нормальную аппроксимацию. С введением также поправок на непрерывность получим $z_{1-P/2} = 0.064$. Отсюда следует, что $P=0.95$. То есть частоты встречаемости эллиптических и линзовидных ГА и спиральных ГА не отличаются в группах и среди одиночных галактик.

Попробуем дополнить статистику данными из каталога PGC (табл.7). Тогда выборка ГА с известными морфологическими данными увеличится 1.5 раза. Но вычисление по новым данным ничего существенного не меняет: $z_{1-P/2} = -0.477$, отсюда $P=0.64$.

Если вычислить аналогичную величину для всех галактик с известными в CfA2 морфологическими данными по табл.7, то получим: $z_{1-P/2} = 13.39$. Это показывает, что с вероятностью $P=1$ можно сказать, что в группах галактик эллиптические галактики встречаются чаще, чем среди одиночных галактик.

Таким образом, ГА не подчиняются известному факту, что эллиптические галактики чаще встречаются в группах галактик, чем среди одиночных галактик, т.е. кажется, что частота встречаемости эллиптических и линзовидных ГА в группах не различается от частоты встречаемости тех же галактик в одиночных галактиках. Этот результат представляется несколько неожиданным. Напомним вышеполученный результат о том, что группы, содержащие ГА, и группы, не содержащие таких галактик, своими морфологическими содержаниями не отличаются друг от друга, а также то, что ГА в целом не отличаются от всех галактик содержанием эллиптических и линзовидных галактик.

Попробуем найти, отличаются ли ГА, находящиеся в группах, своими физическими характеристиками от одиночных ГА. В табл.8 приведены средние поверхностные яркости $\langle \bar{B} \rangle$, средние величины больших диаметров $\langle D \rangle$, средние абсолютные звездные величины $\langle M \rangle$, средние видимые звездные величины $\langle m \rangle$ и средние лучевые скорости $\langle Vc \rangle$ ГА в группах и в одиночных галактиках.

Поверхностные яркости и угловые диаметры этих галактик взяты из [6]. Абсолютные звездные величины вычислены по [9]. В последнем столбце таблицы приведена статистическая значимость приведенных средних

Таблица 8

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГА В ГРУППАХ И В ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИКАХ

	Члены групп ГА $n=80$	Одиночные ГА $n=92$	P
$<\bar{B}>$	21.6 ± 0.36	21.71 ± 0.29	0.05
$<D>$	10.24 ± 5.77	7.09 ± 3.75	0.00003
$<M>$	-19.42 ± 1.00	-18.96 ± 1.22	0.008
$<m>$	14.32 ± 0.69	14.60 ± 0.56	0.004
$<Vc>$	6167 ± 2441	6047 ± 3217	0.79

характеристик в группах и в одиночных галактиках. Из таблицы видно, что сравниваемые выборки в среднем находятся примерно на одинаковых расстояниях.

Статистическая значимость различий средних поверхностных яркостей этих выборок по критерию Стьюдента составляет 0.05. Если учесть, что фактически мы сравниваем галактики самых больших поверхностных яркостей, то статистическую значимость различий $P = 0.05$ нельзя считать малой. Таким образом, можем заключить, что ГА в группах имеют более высокие средние поверхностные яркости, чем среди одиночных галактик. Из таблицы видно, что в группах ГА имеют большие диаметры, большие абсолютные и видимые светимости, чем одиночные ГА.

Обсудим этот вопрос для обоих морфологических подразделений отдельно. Для этой цели использована информация о морфологических типах из каталогов CfA2 и PGC [12]. Данные приведены в табл.9 и 10.

Таблица 9

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ И ЛИНЗОВИДНЫХ ГА В ГРУППАХ И В ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИКАХ

	Члены групп ГА $n = 12$	Одиночные ГА $n = 14$	P
$<\tilde{B}>$	21.46 ± 0.33	21.63 ± 0.32	0.20
$<D>$	8.18 ± 4.68	5.30 ± 3.36	0.08
$<M>$	-19.08 ± 1.00	-18.63 ± 1.18	0.30
$<m>$	14.17 ± 0.68	14.42 ± 0.51	0.30
$<Vc>$	4916 ± 2319	4814 ± 3170	0.93

Таблица 10

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ГА В ГРУППАХ И В ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИКАХ

	Члены групп ГА $n = 48$	Одиночные ГА $n = 50$	P
$<\tilde{B}>$	21.66 ± 0.34	21.81 ± 0.25	0.01
$<D>$	12.21 ± 5.97	7.66 ± 3.91	0.00002
$<M>$	-19.56 ± 1.04	-18.95 ± 1.25	0.009
$<m>$	14.09 ± 0.65	14.43 ± 0.60	0.008
$<Vc>$	5948 ± 2343	5519 ± 2777	0.41

Из приведенных средних характеристик видно, что результат повторяется для обоих морфологических подразделений отдельно. Для эллиптических и линзовидных галактик статистические значения различий обсуждаемых величин в группах и в одиночных галактиках не очень высокие, что, по-видимому, связано с малочисленностью выборки. Для спиральных галактик разницы обсуждаемых средних характеристик ГА в группах и в одиночных галактиках имеют довольно большие статистические значения.

Таким образом, ГА в группах по своим средним характеристикам сильно отличаются от одиночных ГА.

4. *Заключение*. В данной работе изучена связь галактик высокой поверхностной яркости Аракеляна с окружающей средой. Получены следующие результаты:

1. При переходе от одиночных галактик к бедным, и далее, к более населенным группам, частота встречаемости ГА не меняется.

2. Группы галактик, содержащие ГА по своим динамическим характеристикам, таким как дисперсия лучевых скоростей, размеры, суммарные светимости и своим морфологическим содержанием в среднем не отличаются от групп, не содержащих таких галактик.

3. ГА не подчиняются известному факту, что эллиптические и линзовидные галактики чаще встречаются в группах галактик, чем среди одиночных галактик, т.е. кажется, что частота встречаемости эллиптических и линзовидных ГА в группах не различается от частоты встречаемости тех же галактик в одиночных галактиках.

4. Члены групп ГА имеют более высокие средние поверхностные яркости, большие диаметры, и более высокие светимости, чем одиночные ГА. Это особенно сильно проявляется для спиральных ГА.

Данная работа поддержана грантом ANSEF No 05-PS-astroex-0822-292.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: amahtes@bao.sci.am

THE ARAKELIAN GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS AND THEIR ENVIRONMENT

A.P.MAHTESSIAN, V.H.MOVSESSIAN

In this work the relationship of Arakelian galaxies (ArG) of high surface brightness with environment is studied. For this purpose it is used the groups identified on the basis of CfA2 redshift survey. From 15577 galaxies of sample 172, i.e. 1.104% of galaxies are galaxies of high surface brightness. The corresponding percent for galaxies with $13.0 < m \leq 15.0$ is equal to 2.05. Following results are obtained: 1. At transition from single galaxies to poor, and further, to more populated groups frequency of occurrence of ArG does not vary. 2. The groups of galaxies containing ArG by the dynamic characteristics, such as a dispersion of radial velocity, the sizes, the total luminosity, and by a morphological content, on the average do not differ from groups not containing such galaxies. 3. ArG are not satisfied to the known fact, that elliptical and lenticular galaxies meet in groups of galaxies, than among single galaxies more often, i.e. it seems, that frequency of occurrence elliptical and lenticular ArG do not differ in groups and in single galaxies. 4. Members of groups of ArG have a high average surface brightness, big diameters, and a high luminosity, than single of them. It is especially strongly shown for spiral ArG.

Key words: *galaxies:groups of galaxies:environment*

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.А.Аракелян*, Астрофизика, 8, 624, 1972.
2. *А.В.Засов*, *В.М.Лютый*, Астрон. ж., 50, 253, 1973.
3. *М.А.Аракелян*, Астрофизика, 10, 507, 1974.
4. *М.А.Аракелян*, *А.П.Магтесян*, Астрофизика, 17, 53, 1981.
5. *А.П.Магтесян*, Сообщ. БАО, 57, 13, 1985.
6. *М.А.Аракелян*, Сообщ. БАО, 47, 3, 1975.
7. *F.Zwicky*, *E.Herzog*, *P.Wild*, *M.Karpowicz*, *C.Kowal*, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, Vol.1-6, 1961-1968.
8. *Б.Воронцов-Вельяминов*, *А.Красногорская*, *В.Архипова*, Морфологический каталог галактик, т.1-3, 1962-1964.
9. *А.П.Магтесян*, *В.Г.Мовсесян*, Астрофизика, 53, 83, 2010.
10. *И.Г.Венецкий*, *В.И.Венецкая*, Основные математико-статистические понятия и формулы в экономическом анализе. М., Статистика, 1979.
11. *К.А.Браунли*, Статистическая теория и методология в науке и технике. М., Наука, 1977.
12. *G.Paturel*, *L.Bottinelli*, *P.Fouque*, *L.Gouguenheim*, Principal Galaxy Catalogue, PGC1992 (CD-ROM) ISBN 2.908288.06.0, 1992.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

УСКОРЕНИЕ И ВЫБРОС КОЛЬЦЕВОГО ВИХРЯ КАК МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПОНЕНТ ДЖЕТОВ АЯГ

С.А.ПОСЛАВСКИЙ[1], Е.Ю.БАННИКОВА[1,2], В.М.КОНТОРОВИЧ[1,2]

Поступила 23 ноября 2009
Принята к печати 3 марта 2010

Получены точные решения уравнений двумерной гидродинамики для симметричных конфигураций двух и четырех вихрей при наличии произвольного потока с точечной особенностью. Данные решения описывают динамику дипольного тороидального вихря в аккреционном и ветровом потоках в активных ядрах галактик. Показано, что в сходящемся (аккреционном) потоке тороидальные вихри, сжимаясь вдоль большого радиуса, выбрасываются с ускорением вдоль оси симметрии активного ядра, формируя компоненты двустороннего джета, причем приращение скорости вихрей в случае симметричного течения определяется монопольной составляющей потока, а при наличии асимметрии потока также и дипольной составляющей течения, определяющей асимметрию выброса.

Ключевые слова: *кольцевой вихрь:ускорение и выброс:механизм образования*

1. *Введение.* Возникновению джетов [1] посвящено большое число работ (см., например, монографию [2]). В большинстве из них определяющую роль играет сильное магнитное поле [3-5], либо "внешнее", либо возникающее вследствие развития неустойчивостей в плазме аккреционного диска. Это поле служит направляющей для движения частиц под действием электромагнитных, центробежных и гравитационных сил, позволяя им двигаться против силы тяжести и уносить вращательный момент. Последнее необходимо для эффективной аккреции, ответственной за активность ядра (см. обсуждение и ссылки в обзорах [6-8]). В силу сложности проблемы используются не только аналитические, но и мощные вычислительные методы [9-10]. В то же время, сама возможность существования сильных магнитных полей в аккреционных дисках в окрестностях черных дыр не вполне ясна. В связи с этим рассматриваются модели непрерывного течения и без магнитного поля [1], в том числе, напоминающие по своей структуре гидродинамические смерчи [11]. Наблюдения, однако, показывают, что на малых (парсековых для активных ядер галактик) расстояниях от ядра наблюдается появление отдельных (в том числе, "сверхсветовых") компонент радиоджетов [12]. Возникновение компонент обычно интерпретируется в связи с процессами, происходящими на фоне непрерывного течения (например, как результат возникновения ударных волн в разноскоростных потоках [13]). В ранних

работах парсековые компоненты трактовались как выброс "плазмоидов" (см. монографии [14]), порождаемых взрывами в ядрах, а затем сливающихся в непрерывное течение, наблюдаемое на килопарсековых масштабах.

В обсуждаемой нами модели [15] отдельные выбросы формируются за счет кинематики взаимодействия вихрей и не требуют воздействия магнитного поля. Существенную роль в этом процессе играет поток, способный влиять на скорость выброса. При этом, бóльшие скорости выбрасываемых компонент приобретаются в сходящемся (аккреционном) потоке [15-16].

В основе рассмотрения лежит представление о системе тороидальных вихрей [17], окружающих активное ядро галактики (АЯГ), самый внешний из которых наблюдается как затеняющий тор[1]. Благодаря подкрутке ветром и излучением в торах возникает вихревое движение, носящее, в силу симметрии течения, дипольный характер (рис.1 в [17]). В простейшем виде это движение можно представить как движение двух противоположно вращающихся кольцевых вихрей в радиальном потоке. Как известно, динамику вихревого кольца можно описывать, следя за движением пары плоских точечных вихрей, возникающих в сечении кольца (тора) плоскостью симметрии [18]. В нашем случае такому описанию соответствует симметричная система двух или четырех вихрей (или двух вихревых пар) в плоском потоке с точечной особенностью.

Ниже изучается движение указанных систем вихрей в произвольном стационарном потоке от неподвижной точечной особенности, которая может представлять собой источник (сток), диполь, квадруполь, либо их комбинацию (в том числе с мультиполями более высокого порядка). Исследованы возможные режимы движения и их асимптотики. Решения, которые мы получили, обобщают основной результат работ [15-16] об ускорении двусторонних выбросов радиальным аккреционным потоком. А именно, за ускорение выбросов в симметричных течениях ответственна только монопольная составляющая потока. Показано, что дипольная составляющая потока может быть ответственна за асимметрию двусторонних выбросов. Последнее может оказаться важным для объяснения наблюдаемой асимметрии джетов (см. например, [19]).

2. *Постановка задачи*. Рассмотрим движение системы точечных вихрей на фоне течения [20], вызванного неподвижной точечной особенностью, которая помещена в начале координат. Комплексный потенциал от особенности представим в виде ряда

$$w_r = C_0 \ln z + \frac{C_1}{z} + \frac{C_2}{z^2} + \dots \qquad (2.1)$$

---

[1] Представление о затеняющих торах [26], положенное в основу унифицированной модели АЯГ [27], нашло подтверждение в прямых наблюдениях последних нескольких лет [28-29].

Ограничимся в разделах 2 - 4 случаем фонового потока, симметричного относительно оси Ox. Тогда все коэффициенты C_k ряда (2.1) нужно считать вещественными, поскольку ось Ox должна быть линией тока. Выражая комплексный потенциал через обычный потенциал скорости φ и функцию тока ψ в виде

$$w_r = \varphi_r + i\,\psi_r\,,$$

в полярных координатах $(r;\theta)$, таких что $z = r\cdot\exp i\theta$, для функции тока получаем выражение

$$\psi_r = C_0\,\theta - \frac{C_1}{r}\sin\theta - \frac{C_2}{r^2}\sin 2\theta - \ldots. \tag{2.2}$$

Радиальная и азимутальная компоненты скорости фонового потока определяются условиями

$$V_r = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi_r}{\partial\theta}, \quad V_\theta = -\frac{\partial\psi_r}{\partial r}. \tag{2.3}$$

Заметим, что комплексный потенциал вида (2.1) позволяет получить на некоторой окружности $|z| = R$ произвольное (в рассматриваемом случае - симметричное относительно оси Ox) распределение радиальной составляющей скорости:

$$V_r(R;\theta) = f(\theta), \quad \theta \in [0;\pi]. \tag{2.4}$$

Действительно, из (2.2)-(2.4) следует

$$f(\theta) = \frac{C_0}{R} - \frac{C_1}{R^2}\cos\theta - \frac{2C_2}{R^3}\cos 2\theta - \ldots,$$

т.е. C_k могут быть найдены по коэффициентам ряда Фурье функции $f(\theta)$:

$$C_0 = \frac{R}{\pi}\int_0^\pi f(\theta)\,d\theta, \quad C_k = \frac{2R^{k+1}}{\pi k}\int_0^\pi f(\theta)\cos k\theta\,d\theta, \quad k = 0,1,2,\ldots$$

Таким образом, совмещая в начале координат источник, диполь, квадруполь и т.д. с интенсивностями C_0, C_1, C_2, ..., можно получить заданное распределение радиальной составляющей скорости на окружности $|z| = R$. Это позволяет во внешней области кольца описать течение с произвольным распределением радиальной скорости, в том числе комбинацию ветра и аккреции, типичных для АЯГ[2].

В дальнейшем отдельно будет изучен случай, когда у фонового потока имеются две оси симметрии: Ox и Oy. Тогда следует положить $C_{2k+1} = 0$

---

[2] *Внутри кольца достаточно малого радиуса предлагаемое нами описание становится неприменимым, так как скорости там могут стать сверхзвуковыми и приближение несжимаемой жидкости теряет смысл. Кроме того, применительно к АЯГ в этой области могут играть главную роль эффекты гравитации, вязкости, лучеиспускания и т.п. Поэтому траектории вихрей не должны приближаться слишком близко к центру системы.*

($k=0,\ 1,\ 2,\ \ldots$). Функция тока в этом случае имеет вид

$$\psi_r = C_0\,\theta - \frac{C_2}{r^2}\sin 2\theta - \frac{C_4}{r^4}\sin 4\theta - \ldots \tag{2.5}$$

и произвольное распределение радиальной фоновой скорости V_r может быть "создано" в первом квадранте ($0 \le \theta \le \pi/2$) на дуге окружности $|z| = R$ при помощи подходящего выбора коэффициентов C_0, C_2, C_4, ...

3. *Движение вихревой пары в потоке от особенности "диполь+квадруполь"*. Динамика вихревой пары в радиальном потоке от неподвижного точечного источника (стока), расположенного на оси пары, изучена в [16]. Рассмотрим подобную задачу в случае особенности типа "диполь+квадруполь" (рис.1). Функция тока для течения от такой особенности имеет вид

$$\psi_r = -\frac{C_1}{r}\sin\theta - \frac{C_2}{r^2}\sin 2\theta = -\frac{C_1 y}{x^2+y^2} - \frac{2C_2 xy}{\left(x^2+y^2\right)^2}. \tag{3.1}$$

Если вихри - компоненты пары расположены симметрично относительно оси Ox в точках (x; y) и (x; $-y$), то собственная (обусловленная взаимодействием вихрей в паре и не связанная с наличием фонового потока) скорость каждого из них есть

$$\bar{V}_s = \left(\Gamma/4\pi y;\, 0\right),$$

где Γ - интенсивность вихря из верхней полуплоскости, y - его ордината. Тогда динамика данной пары вихрей описывается уравнениями

$$\dot{x} = \frac{\Gamma}{4\pi y} + \frac{\partial \psi_r}{\partial y}; \quad \dot{y} = -\frac{\partial \psi_r}{\partial x}. \tag{3.2}$$

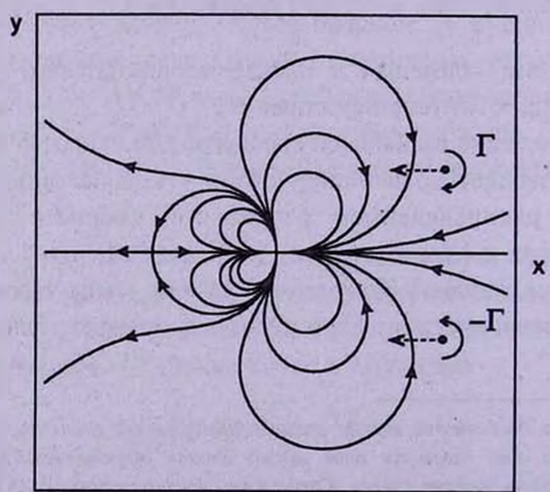


Рис.1. Схема движения пары вихрей в потоке "диполь+квадруполь".

(Как следует еще из работ Гельмгольца, сам на себя точечный вихрь не действует[3]).

Уравнения (3.2) могут быть записаны в гамильтоновой форме:

$$\dot{x} = \frac{\partial H}{\partial y}; \quad \dot{y} = -\frac{\partial H}{\partial x}; \quad H = \frac{\Gamma}{4\pi}\ln y - \frac{C_1 y}{x^2+y^2} - \frac{2C_2 xy}{\left(x^2+y^2\right)^2}. \tag{3.3}$$

В "квазиполярных" координатах $\xi = x^2+y^2$, $\theta = \operatorname{arcctg}(x/y)$ гамильтоновость уравнений сохраняется:

$$\dot{\xi} = \frac{\partial H_p}{\partial\theta}; \quad \dot{\theta} = -\frac{\partial H_p}{\partial\xi}; \quad H_p = 2H = \frac{\Gamma}{8\pi}\ln\left(\xi\cdot\sin^2\theta\right) - C_1\frac{\sin\theta}{\sqrt{\xi}} - C_2\frac{\sin 2\theta}{\xi}. \tag{3.4}$$

Поскольку гамильтониан H не зависит явно от времени, то его линии уровня $H = E = \text{const}$ совпадают с траекториями возможных движений компонента вихревой пары, находящегося в верхней координатной полуплоскости (траектории второго вихря симметричны траекториям первого относительно оси Ox). Фазовый портрет рассматриваемой системы (рис.2) имеет особую точку типа "седло". Ее координаты $(\xi_*; \theta_*)$ определяются условиями $\dot{\xi} = 0$, $\dot{\theta} = 0$, или

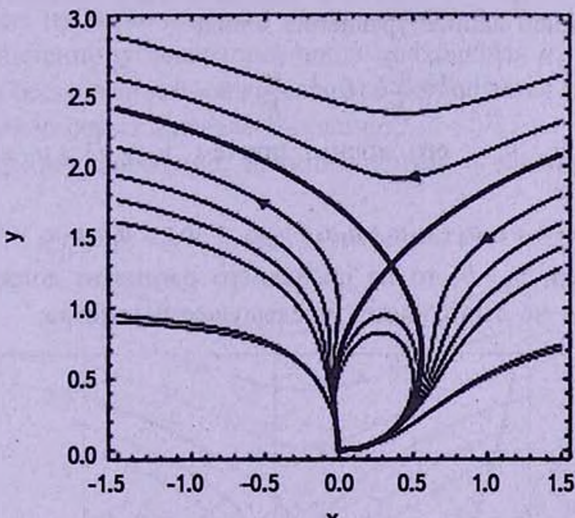


Рис.2. Фазовый портрет в верхней полуплоскости пары вихрей в потоке "диполь+квадруполь" $C_1 = 1$, $C_2 = 1$, $\Gamma = -4\pi$. Жирной линией выделена сепаратриса.

---

[3] *Детальный анализ можно найти у Сэффмена [30]. В то же время, устранению особенности на оси вихря соответствуют простые и физические очевидные способы регуляризации: усреднение по бесконечно малой окружности, окружающей особенность, переход от уравнений с исчезающе малой вязкостью (см., например, решение для вихря, приведенное в [31]).*

$$\frac{\Gamma}{2\pi}\mathrm{ctg}\theta_* - 2C_1\frac{\cos\theta_*}{\sqrt{\xi_*}} - 4C_2\frac{\cos 2\theta_*}{\xi_*} = 0\,;$$
$$\frac{\Gamma}{4\pi\xi_*} + C_1\frac{\sin\theta_*}{\xi_*^{3/2}} + 2C_2\frac{\sin 2\theta_*}{\xi_*^2} = 0\,. \tag{3.5}$$

Покажем, что система (3.5) имеет единственное решение. После несложных преобразований получаем

$$\xi_* = -\frac{4\pi C_2}{\Gamma}\mathrm{tg}\theta_*\,; \qquad \sqrt{\xi_*} = \frac{4\pi C_1\sin^2\theta_*}{\Gamma\sin 3\theta_*}\,. \tag{3.6}$$

Замена $u = \mathrm{tg}\theta_*$ приводит к уравнению четвертой степени:

$$u\left(1+u^2\right) = K\left(3-u^2\right)^2, \tag{3.7}$$

где $K = -\Gamma C_2/4\pi C_1^2$.

Будем считать $K>0$ (перемена знака K ведет к смене знака u, или к замене θ_* на $\pi-\theta_*$). Рассмотрим функцию $f(u) = K\left(3-u^2\right)^2 - u\left(1+u^2\right)$. На положительной полуоси у нее есть, по меньшей мере, два нуля, поскольку $f(0) = 9K > 0$, $f\left(\sqrt{3}\right) = -4\sqrt{3} < 0$, $f(u) \to +\infty$ при $u \to +\infty$ (рис.3). Покажем, что на самом деле уравнение $f(u)=0$ имеет ровно два положительных корня. Для этого запишем данное уравнение в виде

$$u^4 - \frac{u^3}{K} - 6u^2 - \frac{u}{K} + 9 = 0\,. \tag{3.8}$$

Пусть u_1, u_2, u_3, u_4 - его корни, причем $u_2 > \sqrt{3} > u_1 > 0$. Согласно формулам Виета

$$u_1u_2 + u_2u_3 + u_3u_4 + u_4u_1 + u_1u_3 + u_2u_4 = -6\,; \qquad u_1u_2u_3u_4 = 9\,.$$

Если, например, $u_3 > 0$, то из последнего равенства должно следовать $u_4 > 0$. Но тогда не выполняется предыдущее равенство.

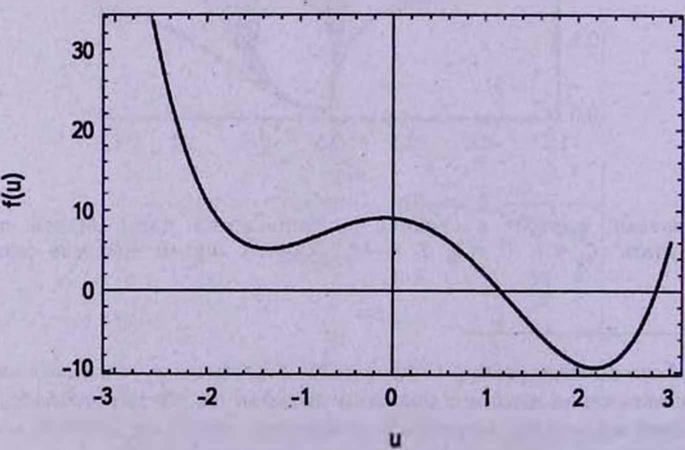


Рис.3. График функции $f(u)$ при $C_2 = C_1 = 1$, $\Gamma = -4\pi$.

Корню u_1 отвечает $\theta_* \in (0;\pi/3)$, корню u_2 - $\theta_* \in (\pi/3;\pi/2)$. В силу второго равенства (3.6) (его правая часть должна быть положительна!), имеем две возможности:

1) $\Gamma C_1 > 0$, $\theta_* < \pi/3$;

2) $\Gamma C_1 < 0$, $\pi/3 < \theta_* < \pi/2$.

Окончательный вывод может быть сформулирован следующим образом.

Если вихревая пара находится в потоке от неподвижной точечной особенности "диполь + квадруполь", и имеет общую с ней ось симметрии Ox, то существует только одно, причем неустойчивое, положение равновесия этой пары. Квазиполярные координаты точки покоя $(\xi_*;\theta_*)$ вихря - компонента пары, находящегося в верхней полуплоскости, определяются из системы (3.6). В частном случае диполя $(C_2 = 0)$ точка покоя попадает на ось Oy $(\theta_* = \pi/2)$ (рис.4). В случае квадруполя $(C_1 = 0)$ получаем $\theta_* = \pi/3$ (если $\Gamma C_2 < 0$), либо $\theta_* = 2\pi/3$ (если $\Gamma C_2 > 0$).

Сепаратрисные траектории, проходящие через точку покоя и начало координат, разбивают координатную плоскость на области, отвечающие трем возможным типам движения:

неограниченному движению, когда вихри приходят из бесконечности и снова уходят на бесконечность вдоль оси Ox;

полуограниченному движению, когда приходящая из бесконечности (уходящая на бесконечность) вихревая пара поглощается (выбрасывается) точечной особенностью в начале координат;

ограниченному движению, начинающемуся и заканчивающемуся в особенности.

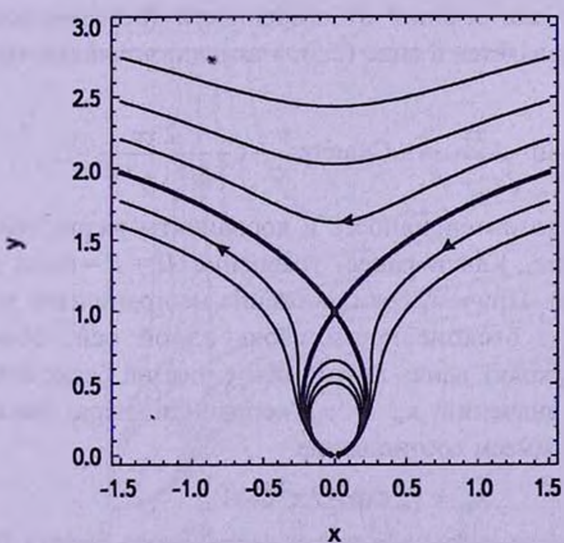


Рис.4. Фазовый портрет в верхней полуплоскости пары вихрей в дипольном потоке $C_0 = 0$, $C_1 = 1$, $\Gamma = -4\pi$. Жирной линией выделена сепаратриса.

4. ***Симметричное движение двух вихревых пар в потоке от особенности "источник + квадруполь + ..."***. Рассмотрим динамику системы двух вихревых пар в потоке от неподвижной точечной особенности при условии наличия двух осей симметрии (рис.5). Этот случай может трактоваться также как движение точечного вихря внутри прямого угла (стороны которого являются непроницаемыми "стенками"), в вершине которого находится указанная гидродинамическая особенность.

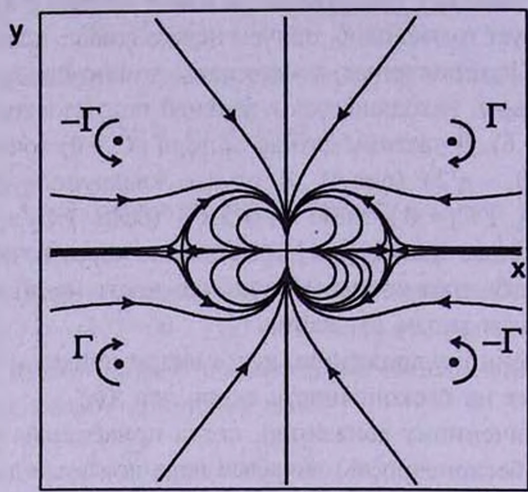


Рис.5. Схема движения двух вихревых пар в потоке “сток+квадруполь”.

Функция тока для течения от особенности (помещенной в начале координат) представляется в виде (2.5), а гамильтониан системы вихрей - в виде

$$H = \frac{\Gamma}{4\pi}\ln\frac{xy}{\sqrt{x^2+y^2}} + C_0\,\mathrm{arctg}\,\frac{y}{x} - C_2\frac{2xy}{\left(x^2+y^2\right)^2} - \ldots, \qquad (4.1)$$

где Γ и $(x;\,y)$ - это интенсивность и координаты вихря, находящегося в первом квадранте. Как и ранее, уравнение $H = E = \mathrm{const}$ определяет траектории вихрей. Причем, если движение неограничено, то вихревые пары приходят из бесконечности вдоль одной оси, обмениваются компонентами и уходят вдоль другой оси снова на бесконечность. Для асимптотических значений x_∞ и y_∞ координат вихря, движущегося в первом квадранте, имеем соотношение

$$x_\infty = y_\infty \exp\left(-2\pi^2 C_0/\Gamma\right),$$

что совпадает с результатом для чисто радиального потока [15-16].

Таким образом, получен важный вывод о том, что отношение y_∞/x_∞ предельных расстояний между элементами вихревых пар на бесконечности определяется только интенсивностью C_0 источника (стока) и не зависит от мультипольных составляющих неподвижной особенности, расположенной в начале координат. Поскольку скорость поступательного движения пары вихрей обратно пропорциональна расстоянию между ними, то для отношения асимптотических значений скорости приходящих из бесконечности V_- и уходящих на бесконечность V_+ пар получаем значение

$$V_-/V_+ = \exp\left(-2\pi^2 C_0/\Gamma\right). \tag{4.2}$$

Очевидно, что от источника ($C_0 > 0$) вихревые пары уходят с меньшей скоростью, а от стока ($C_0 < 0$) - с большей скоростью, чем приходят ($\Gamma < 0$). Таким образом, полученные решения подтверждают основной результат [15-16] об ускорении выбросов аккреционным потоком для общего случая симметричного течения.

Если мультипольные составляющие у особенности отсутствуют ($C_2 = = C_4 = ... = 0$, чисто радиальный поток), то в полярных координатах уравнение траектории вихря выписывается в явной форме и совпадает с полученным в [15]

$$r = \frac{2}{\sin 2\theta} \exp \frac{4\pi(E - C_0\,\theta)}{\Gamma}. \tag{4.3}$$

Если $C_2 \neq 0$, а все остальные мультипольные поправки равны нулю (случай особенности "источник + квадруполь"), то при условии $\Gamma C_2 < 0$ рассматриваемая система имеет одно неустойчивое положение равновесия (рис.6). Квазиполярные координаты точки покоя в первом квадранте определяются из системы, аналогичной (3.5):

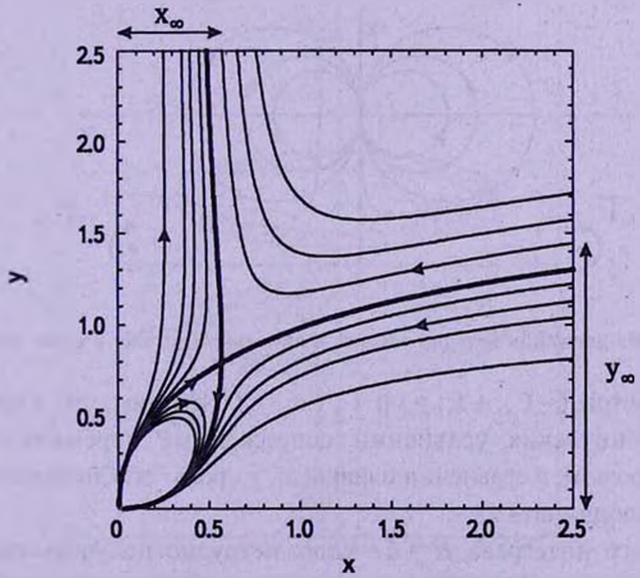


Рис.6. Фазовый портрет в первом квадранте для четырех вихрей в потоке "сток+квадруполь" $C_0 = -1$, $C_1 = 0$, $C_2 = 1$, $\Gamma = -4\pi$. Жирная линия - сепаратриса.

$$\frac{\Gamma}{\pi}\operatorname{ctg}2\theta_* + 2C_0 - 4C_2\frac{\cos 2\theta_*}{\xi_*} = 0\,, \quad \frac{\Gamma}{4\pi\xi_*} + 2C_2\frac{\sin 2\theta_*}{\xi_*^2} = 0\,. \tag{4.4}$$

Решение данной системы имеет вид

$$\xi_* = -\frac{24\pi C_2 \operatorname{sign}\Gamma}{\sqrt{9\Gamma^2 + 16\pi^2 C_0^2}}\,, \quad \theta_* = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2}\operatorname{arctg}\left(\frac{3\Gamma}{4\pi C_0}\right). \tag{4.5}$$

5. ***Движение двух вихревых пар в потоке от диполя, ось которого является осью симметрии течения.*** В случае движения двух вихревых пар в потоке от диполя мощности C_1 с осью симметрии Oy (этому соответствует замена $C_1 \to iC_1$ в (2.1)) уравнения динамики вихрей можно выразить через координаты двух вихрей в виде

$$\dot{x}_1 = \frac{\partial H}{\partial y_1}; \quad \dot{y}_1 = -\frac{\partial H}{\partial x_1}; \quad \dot{x}_2 = -\frac{\partial H}{\partial y_2}; \quad \dot{y}_2 = \frac{\partial H}{\partial x_2}; \tag{5.1}$$

$$H = \frac{C_1 x_1}{x_1^2 + y_1^2} - \frac{C_1 x_2}{x_2^2 + y_2^2} + \frac{\Gamma}{4\pi}\ln\left((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2\right) -$$

$$-\frac{\Gamma}{4\pi}\ln\left((x_1 + x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2\right) + \frac{\Gamma}{4\pi}\ln x_1 + \frac{\Gamma}{4\pi}\ln x_2\,.$$

Вихрь, перемещающийся в первом квадранте (рис.7), имеет интенсивность Γ и координаты $(x_1;\, y_1)$, а вихрь в четвертом квадранте - интенсивность $(-\Gamma)$ и координаты $(x_2;\, y_2)$. Вихри, находящиеся в левой полуплоскости,

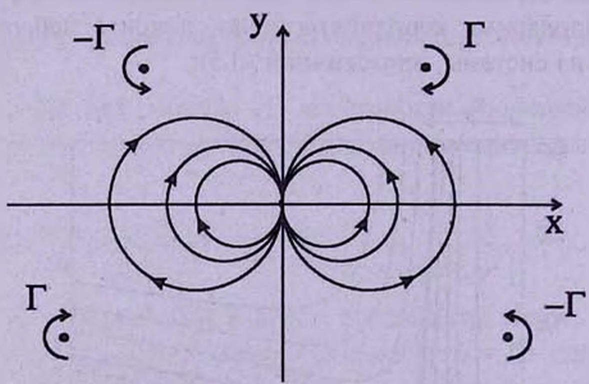


Рис.7. Схема движения четырех вихрей в дипольном потоке с осью симметрии Oy.

имеют параметры $(-\Gamma)$, $(-x_1;\, y_1)$ и Γ, $(-x_2;\, y_2)$. Отметим, что в приведенной записи канонических уравнений сопряженные переменные x_2 и y_2 поменялись ролями в сравнении с парой x_1, y_1: роль "обобщенного импульса" выполняет координата x_2.

Из первого интеграла $H = E = \text{const}$ нетрудно получить связь между асимптотическими значениями y_∞, $x_{1\infty}$, $x_{2\infty}$ половин расстояний между элементами приходящих из бесконечности вдоль оси Ox вихревых пар

(y_∞) и уходящих на бесконечность вдоль оси Oy пар ($x_{1\infty}$ и $x_{2\infty}$):

$$x_{1\infty}x_{2\infty} = y_\infty^2 \,. \tag{5.2}$$

(Мощность диполя входит неявно через отличие асимптотик $x_{1\infty}$ и $x_{2\infty}$). При наличии в начале координат источника (стока) мощности C_0 указанная связь приобретает вид

$$x_{1\infty}x_{2\infty} = y_\infty^2 \exp\left(-\frac{4\pi^2 C_0}{\Gamma}\right). \tag{5.3}$$

Заметим, что соотношение (5.3) остается справедливым и в том случае, если в начале координат имеются мультиполи более высоких порядков. Дипольное течение вносит асимметрию в движение, и выброшенным в противоположных направлениях кольцевым вихрям разного радиуса отвечают разные скорости.

6. *Заключение.* Предложенная в [17] тороидально-вихревая модель активных ядер галактик позволяет в рамках гидродинамики идеальной несжимаемой жидкости исследовать динамику затеняющих торов и влияние на их движение аккреционно-ветровых потоков.

В настоящей работе рассмотрена упрощенная плоская модель, для которой аналогом вихревого кольца служит пара вихрей (ось которой совпадает с осью кольца). Дипольно-вихревая структура затеняющего тора в плоской модели представлена двумя парами вихрей с общей осью и моментами противоположных знаков. При этом учтено, что начальной асимптотике соответствуют симметричные пары вихрей. В терминах

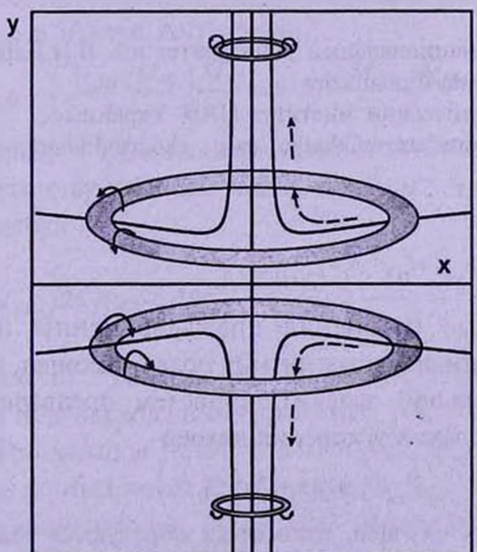


Рис.8. Схема движения кольцевых вихрей в сходящемся потоке, соответствующая рассматриваемому плоскому аналогу (симметричное течение).

кольцевых вихрей это отвечает дипольному тороидальному вихрю бесконечно большого радиуса, который сжимается благодаря взаимодействию кольцевых составляющих. В отсутствие фонового потока эта задача напоминает классическую задачу Гельмгольца [21] о взаимодействии кольцевого вихря со стенкой, параллельной плоскости, в которой лежит вихрь. Стенка может быть заменена зеркальным изображением вихря, и задача сводится к взаимодействию противоположно вращающихся вихревых колец. Однако в интересующем нас случае направление вращения противоположно тому, которое соответствует приближению вихря к стенке, и которое рассматривалось Гельмгольцем. (Наш вариант соответствовал бы удалению вихря от стенки). Заметим, что (в отсутствие потока) решение задачи о симметричной системе четырех вихрей было получено уже в классической работе Гребли (см. [22-25]). В случае чисто радиального потока задача допускает гамильтонову формулировку и точное решение (рис.8) [15-16].

В данной работе вывод об ускорении выбросов радиальным аккреционным потоком распространен на общий случай симметричного течения: показано, что за ускорение выбросов ответственна монопольная составляющая потока. Показано также, что дипольная составляющая потока может быть ответственна за асимметрию двусторонних выбросов.

Таким образом, дипольно-тороидальная модель естественным образом может объяснить как само возникновение выбросов, ускоряемых аккреционным потоком при общем характере течения, так и наблюдаемую асимметрию выбросов АЯГ.

[1] Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина
e-mail: s.poslavsky@gmail.com
[2] Радиоастрономический институт НАН Украины,
e-mail: bannikova@astron.kharkov.ua vkont@ri.kharkov.ua

ПРИЛОЖЕНИЕ

Хотя детальные сравнения преждевременны (необходим учет сжимаемости, релятивизма, магнитных полей, наконец, аккуратного учета трехмерности реальной задачи), приведем предварительные оценки осуществимости условия ускорения вихрей

$$V_+/V_- = \exp\left(2\pi^2 C_0/\Gamma\right) >> 1 \qquad (\Pi.1)$$

для трех типичных случаев, в которых образуются выбросы: активных ядер галактик, микроквазаров и молодых звездных объектов.

Мощность двумерного стока $P \equiv -C_0 > 0$ свяжем с трехмерным темпом аккреции $\dot{M}$ следующим соотношением:

$$\dot{M} = 2\pi R\rho \cdot P, \qquad (\text{П}.2)$$

где R - радиус (или характерный масштаб) аккреционного диска, ρ - его плотность на расстоянии R от центра. Это соотношение становится очевидным, если учесть, что P - втекающий в центр в единицу времени объем, приходящийся на единицу длины в направлении, ортогональном $2D$-плоскости.

Считая выброшенные компоненты вихревыми кольцами (торами), для оценки абсолютной величины циркуляции $A \equiv -\Gamma > 0$ можем в соответствии с (3.2) принять (считая логарифмический фактор [18] в выражении для скорости кольца $\simeq 2\pi$)

$$A \approx r_+ V_+, \qquad (\text{П}.3)$$

где V_+ - скорость выброса, а r_+ - его поперечный размер. В итоге для оценки условия ускорения вихрей потоком имеем (опуская множитель 2):

$$\dot{M} > \rho R \cdot V_+ r_+ . \qquad (\text{П}.4)$$

В случае АЯГ [1,13,32] для грубой оценки[4] скорость выброса в (6.4) можно принять равной скорости света. Масштаб r_+ на расстоянии 1 пк от центра оценим как $r_+ \simeq 3 \cdot 10^{16}$ см, что соответствует углу раствора джета $0^\circ.5$. Для циркуляции имеем

$$A \approx 10^{27}\left(\frac{r_+}{3 \cdot 10^{16}\,\text{см}}\right) \cdot \frac{\text{см}^2}{\text{с}}. \qquad (\text{П}.5)$$

Темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости, при массе черной дыры M_{BH} в центре АЯГ равен

$$\dot{M}_{Edd} \approx \left(\frac{M_{BH}/M_\odot}{10^8}\right)\frac{M_\odot}{\text{год}} \approx 6 \cdot 10^{25}\,\frac{M_{BH}/M_\odot}{10^8}\,\frac{\text{г}}{\text{с}}. \qquad (\text{П}.6)$$

При плотности $\rho \approx 10^{-18}$ г/см^3 на расстоянии от центра 10^4 гравитационных радиусов, что соответствует концентрации $n \simeq 10^6\,\text{см}^{-3}$, мощность двумерного аккреционного потока

$$P = \dot{M}_{Edd}/2\pi R\rho \approx 5 \cdot 10^{25}\left(\frac{10^6\,\text{см}^{-3}}{n}\right)\left(\frac{3 \cdot 10^{17}\,\text{см}}{R}\right)\frac{\text{см}^2}{\text{с}} \qquad (\text{П}.7)$$

равна $P \simeq 5 \cdot 10^{25}\,\text{см}^2\,\text{с}^{-1}$. Условие (6.1) $2\pi^2 P > A$, таким образом, может быть выполнено при подходящих параметрах АЯГ.

В случае микроквазаров [8,19], для которых $M_{BH} \simeq 3\,M_\odot$, эддингтоновскому пределу соответствует темп аккреции $\dot{M}_{Edd} \approx 3 \cdot 10^{-8}\,M_\odot/\text{год}$, что при $R \simeq 10^2\,R_\odot$ и концентрации $n \simeq 10^{10}\,\text{см}^{-3}$ приводит к мощности потока

---

[4] *Учитывая, что Лоренц-факторы выбросов в АЯГ достигают значений 10-20 [32], для адекватного описания потребуется релятивистская теория вихрей.*

$P \approx 10^{19}$ см^2 с$^{-1}$. Заметим, что масштаб наблюдаемых компонент джетов и, следовательно, оценка циркуляции при этом того же порядка, что и для выбросов в АЯГ. Поэтому только мощная сверхэддингтоновская аккреция может привести к выполнению условия (П.1) и ускорению вихрей. Однако исходные размеры компонент в случае микроквазаров являются звездными. Это означает, что они прошли в своей шкале масштабов значительно больший путь, чем выбросы АЯГ. При этом неминуемо расплывание вихрей за счет вязкости, взаимодействия со средой и т.п. Поэтому получаемая оценка циркуляции в случае микроквазаров, скорее всего, является сильно завышенной. Впрочем, существенно могут отличаться от выбранных и параметры потока.

Для молодых звездных объектов [33], сопоставляя выбросам объекты Хербига-Аро, скорости которых достигают 100 км/с, а размеры порядка 10^{13} см, получаем для циркуляции оценку $A \approx 10^{20}$ см^2 с$^{-1}$. При том же эддигтоновском по порядку величины темпе аккреции, что и для микроквазаров $P \approx 10^{19}$ см^2 с$^{-1}$, получаем возможность ускорения вихрей при подходящих параметрах молодых звездных объектов.

ACCELERATION AND EJECTION OF RING VORTEXES AS A MECHANISM OF ARISING JET COMPONENTS OF AGN

S.A.POSLAVSKY[1], E.Yu.BANNIKOVA[1,2], V.M.KONTOROVICH[1,2]

Exact solutions of two-dimensional hydrodynamics for the symmetric configuration of two and four vortices in the presence of an arbitrary flow with a point singularity are found. These solutions describe the dynamics of the dipole toroidal vortex in the accretion and wind flows in active galactic nuclei. It is shown that in a converging (accretion) flow the toroidal vortices, being compressed along the large radius, eject with the acceleration along the axis of symmetry of the active nucleus to form components of bilateral jet. The increment rate of the vortices in the case of symmetric flow is determined by the monopole component of the flow. In the case of asymmetric flow the asymmetry of ejection is determined also by the dipole component of the flow.

Key words: *ring vortexes:acceleration and ejection:mechanism of arising*

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика внегалактических источников излучения. Под редакцией Р.Д.Дагкесаманского, М., Мир, 1987.
2. *В.С.Бескин*, Осесимметричные стационарные течения в астрофизике, М., Физматлит, 2006.
3. *G.Bisnovatyi-Kogan*, *A.Ruzmaikin*, Astrophys. Space Sci., **42**, 401, 1976.
4. *R.D.Blandford*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **176**, 465, 1976.
5. *R.V.E.Lovelace*, Nature, **262**, 649, 1976.
6. *D.Lynden-Bell*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 635, 2000; Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **279**, 389, 1996.
7. *R.D.Blandford*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 811, 2000.
8. *I.F.Mirabel*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 841, 2000; arXiv: 0805.2378v2.
9. *R.E.Pudritz*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 741, 2000.
10. *G.V.Ustyugova*, *R.V.E.Lovelace*, *M.M.Romanova*, *H.Li*, *S.A.Colgate*, Astrophys. J., **541**, 21, 2000.
11. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **51**, 201, 431, 617, 2008.
12. *G.V.Vermeulen*, *M.H.Cohen*, Astrophys. J., **430**, 467, 1994.
13. *M.Livio*, Physics Reports, **311**, 225, 1999.
14. *А.Пахольчик*, Радиоастрофизика. М., Мир, 1973, Радиогалактики. М., Мир, 1980.
15. *E.Yu.Bannikova*, *V.M.Kontorovich*, Physics Letters, A **373**, 1856, 2009.
16. *Е.Ю.Банникова*, *В.М.Конторович*, *Г.М.Резник*, ЖЭТФ, **132**, №3, 615, 2007.
17. *Е.Ю.Банникова*, *В.М.Конторович*, Астрон. ж., **84**, №4, 298, 2007, astro-ph/0707.1478
18. *А.Зоммерфельд*, Механика деформируемых сред, М., ИЛ, 1954, с.486.
19. *I.F.Mirabel*, *L.F.Rodriguez*, *B.Cordier*, *J.Paul*, *F.Lebrun*, Nature, **358**, 215, 1992.
20. *G.Reznik*, *Z.Kizner*, Theor. Comput. Fluid Dyn., **23**, N5-6, 2009.
21. *V.V.Meleshko*, Theor. Comput. Fluid Dyn., **23**, N5-6, 2009.
22. *Г.Лэмб*, Гидродинамика, М., Гостехиздат, 1947.
23. *А.В.Борисов*, *И.С.Мамаев*, Математические методы динамики вихревых структур. Москва-Ижевск, Институт Компьютерных Исследований, 2005.
24. *В.В.Мелешко*, *М.Ю.Константинов*, Динамика вихревых структур, Киев, Наукова Думка, 1990.
25. *W.Grobli*, Naturforsch. Geselsch., **22**, 37, 1887.
26. *R.R.J.Antonucci*, *J.S.Miller*, Astrophys. J., **297**, 621, 1985.
27. *R.Antonucci*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **31**, 473, 1993.
28. *W.Jaffe*, *K.Meisenheimer*, *H.J.A.Rottgering et al.*, Nature, **429**, 47, 2004.
29. *M.Elitzur*, IR Emission from AGNs (Review), astro-ph/0512025.
30. *Ф.Дж.Сэффмен*, Динамика вихрей, М., Научный Мир, 2000.
31. *Ю.Л.Болотин*, *А.В.Тур*, *В.В.Яновский*, Конструктивный хаос, Харьков, Изд-во Института Монокристаллов, 2005; Yu.Bolotin, A.Tur, V.Yanovsky Chaos: Concepts, Control and Constructive Use. Springer, 2009.
32. *А.П.Маршер*, *С.Г.Эрштадт*, В сб.: Астрономия: традиции, настоящее, будущее. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2007.
33. *Н.Г.Бочкарев*, Основы физики межзвездной среды. М., Изд. МГУ, 1992.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

ПРИЛИВНОЕ ВЛИЯНИЕ КОЛЕЦ НА ЦЕНТРАЛЬНЫЕ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ

Б.П.КОНДРАТЬЕВ, Н.Г.ТРУБИЦЫНА

Поступила 14 декабря 2009
Принята к печати 3 марта 2010

Аналитическим методом в приливном приближении изучается воздействие гравитирующего кольца, а также тора на центральную фигуру относительного равновесия вращающейся жидкой или газовой массы. Выведена формула, описывающая приращение квадрата угловой скорости центральной фигуры. Рассмотрены три модели широких колец и одна - кругового тора. Влияние колец на сжатие планеты Сатурн или на фигуру Солнца лежит за пределами точности современных наблюдений, однако для красного сверхгиганта WOH G64 из БМО воздействие гравитирующего тора уже сравнимо с эффектом вращения звезды. Для галактик метод модифицируется и описывает влияние колец не только на звездную, но и отдельно на диффузную подсистему. В качестве примера приводится известная галактика NGC 4594 "Сомбреро". Разработанный метод может быть полезен и для оценки невидимой массы вокруг гигантских E-галактик.

Ключевые слова: *кольца:приливное влияние*

1. *Введение*. Кольца - газовые, пылевые, плазменные или состоящие из звезд - часто встречаются во Вселенной. Многие планеты Солнечной системы [1], звезды и галактики [2] окружены кольцеобразными структурами. Активно изучаются вековые возмущения от кольца из астероидов на движение планет в Солнечной системе [3]. Стационарные и нестационарные газо-пылевые кольца есть вне и внутри галактик [4], причем масса колец в процессе расширения может быстро нарастать. В Солнечной системе [5] кольца планет имеют малую массу в сравнении с массой центрального тела. Так, общая масса колец Сатурна примерно равна массе его небольшого спутника Мимаса. Однако масса газового кольца в планетарной туманности может составить уже до одной десятой от массы центральной звезды. Еще большей может быть относительная масса колец у некоторых звезд-гигантов. Так, масса внешнего тора в красном сверхгиганте WOH G64 (спектральный класс M 7.5) из БМО равна примерно половине массы этой звезды [6,7]. Заметное приливное влияние могут оказывать и кольца на некоторые галактики. Мощное пылевое кольцо есть, например, у известной галактики типа S0 "Сомбреро". Часто галактики содержат не только звезды, но много горячего газа, причем области рентгеновского свечения сравнимы с размерами галактик [8]. Масса звезд, как правило, значительно превышает массу газа, поэтому приливное воздействие внешнего кольца сильнее всего будет сказываться на

фигуре газовой подсистемы. Можно поставить вопрос о влиянии колец не только на звездную составляющую галактик (оно может быть и ничтожно малым), но и отдельно на диффузную. Кроме колец из барионной материи можно предположить, что вокруг галактик существуют также и кольцевые структуры из невидимой материи. Это нельзя сбрасывать со счетов, так как масса невидимой материи на порядок превышает массу барионной и может оказывать эффективное гравитационное влияние на фигуры галактик.

Следует отметить, что многие задачи о приливном возмущении ранее рассматривались с иной точки зрения - в рамках задачи двойных звезд или галактик [9,10]. Однако влияние колец, и особенно тора, на центральное тело специфично и требует отдельного рассмотрения.

В связи с этим возникает актуальная задача об оценке влияния колец на фигуру равновесия вращающегося центрального тела. До сих пор оставалось не ясным, в каких конкретных случаях влиянием кольца на сжатие центральной фигуры можно пренебрегать. В данной работе задача о влиянии гравитирующего кругового тора на внутреннюю фигуру равновесия поставлена и полностью решена в приливном приближении. В приливном приближении внутренний потенциал кольца или тора представлен квадратичной функцией от координат пробной точки. Для решения задачи применен оригинальный подход, основанный на современной теории потенциала [11], позволивший значительно сократить сложные расчеты. Рассматриваются однородные и неоднородные модели широких колец, а также кругового тора. Метод может быть применен для изучения фигур звезд в центре планетарных туманностей, а также к звездам сверхгигантам и к галактикам с мощными кольцами. В некоторых астрофизических системах влияние гравитирующего тора на фигуру центральной звезды или галактики оказывается сравнимым с эффектом вращения.

2. *Постановка задачи.* Фигура равновесия однородной вращающейся гравитирующей жидкости однородной плотности ρ находится в центре кольцевого образования или тора и вращается вокруг оси Ox_3 с угловой скоростью Ω. Внутренний потенциал самой фигуры обозначим через $\varphi_0\ (x_1, x_2, x_3)$; приливной потенциал кольца в данной задаче можно взять в приливном приближении

$$\varphi_r(x_1, x_2, x_3) = \alpha\left(x_1^2 + x_2^2 - 2x_3^2\right), \quad (\alpha > 0), \tag{1}$$

когда зависимость от координат возмущающего тела представлена квадратичным полиномом. Здесь введена постоянная α, значение которой зависит от принятой модели распределения вещества в кольце или в торе. Ниже используется оригинальный прием для нахождения этой постоянной, заметно облегчающий все расчеты.

Учитывая центробежные силы и формулу (1), полный потенциал во внутренней точке центральной конфигурации будет равен

$$\Phi(x_1, x_2, x_3) = \varphi_0(\mathrm{x}) + \alpha\left(x_1^2 + x_2^2 - 2x_3^2\right) + \frac{\Omega^2}{2}\left(x_1^2 + x_2^2\right). \tag{2}$$

При изучении влияния кольца, фигуру равновесия центрального тела достаточно представить в виде сжатого сфероида Маклорена с поверхностью

$$\frac{x_1^2 + x_2^2}{a_1^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1, \quad a_1 \geq a_3 . \tag{3}$$

Тогда потенциал фигуры на внутреннюю точку ($R = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$) равен

$$\varphi_0(\mathrm{x}) = \pi G \rho\left(I - A_1 R^2 - A_3 x_3^2\right),$$

$$I = a_1^2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{\left(a_1^2 + s\right)\sqrt{a_3^2 + s}},$$

$$A_1 = a_1^2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{\left(a_1^2 + s\right)^2 \sqrt{a_3^2 + s}} = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e - \frac{1 - e^2}{e^2}, \tag{4}$$

$$A_3 = a_1^2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{\left(a_1^2 + s\right)\left(a_3^2 + s\right)^{3/2}} = \frac{2}{e^2} - \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e .$$

Здесь $e = \sqrt{1 - a_3^2 / a_1^2}$ - меридиональный эксцентриситет сфероида.

Полный потенциал (2) принимает вид:

$$\Phi(r, x_3) = R^2\left[-\pi G \rho A_1 + \alpha + \frac{\Omega^2}{2}\right] + x_3^2\left[-\pi G \rho A_3 - 2\alpha\right] + \mathrm{const} . \tag{5}$$

Согласно теории фигур равновесия [12,13] искомая фигура будет находиться в состоянии относительного равновесия, если ее поверхность является уровенной, т.е. в любой точке поверхности (3) сфероида полный потенциал (5) сохраняет свое постоянное значение.

3. *Формула для поправки к угловой скорости.* Указанному условию постоянства полного потенциала на поверхности искомой фигуры мы удовлетворим, если из (3) и (5) потребуем выполнения пропорции

$$\frac{\dfrac{\Omega^2}{2} + \alpha - \pi G \rho A_1}{-2\alpha - \pi G \rho A_3} = \frac{a_3^2}{a_1^2}. \tag{6}$$

Из (6) находим квадрат угловой скорости вращения центральной фигуры

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} = A_1 - \frac{a_3^2}{a_1^2} A_3 - \left(\frac{\alpha}{\pi G \rho}\right)\left(1 + 2\frac{a_3^2}{a_1^2}\right). \tag{7}$$

Заметим, что при отсутствии внешнего кольца, т.е. при $\alpha = 0$, в (7) возвращаемся к известному выражению для квадрата угловой скорости классического сфероида Маклорена.

Таким образом, поправка к квадрату угловой скорости фигуры равновесия, возникающая за счет гравитационного воздействия тора (кольца), оказывается равной

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}\right)=-\left(\frac{\alpha}{\pi G\rho}\right)\left(1+2\frac{a_3^2}{a_1^2}\right). \tag{8}$$

Знак минус в формуле (8) физически означает, что внешнее кольцо растягивает центральную конфигурацию в экваториальной плоскости, увеличивая тем самым ее сплюснутость при прежней угловой скорости.

4. *Нахождение* α *для широкого кольца и однородного кругового тора.*

4.1. *Кольцо А.* Дано однородное плоское кольцо с граничными радиусами R_1, R_2, и поверхностной плотностью σ. Для нахождения постоянной α применим прием, упрощающий все расчеты. А именно, вначале найдем потенциал данного кольца на оси симметрии Ox_3, причем ограничимся предположением, что пробная точка расположена на малой высоте. Тем самым мы предполагаем, что размеры центральной фигуры равновесия малы в сравнении с размерами внешнего кольца. Тогда

$$\varphi_r(x_3)=2\pi G\sigma\int\limits_{R_1}^{R_2}\frac{rdr}{\sqrt{r^2+x_3^2}}=2\pi G\sigma\sqrt{r^2+x_3^2}\Bigg|_{R_1}^{R_2}=2\pi G\sigma r\left(1+\frac{x_3^2}{2r^2}+\ldots\right)\Bigg|_{R_1}^{R_2}=$$
$$=2\pi G\sigma\left\{R_2\left(1+\frac{x_3^2}{2R_2^2}\right)-R_1\left(1+\frac{x_3^2}{2R_1^2}\right)\right\}=2\pi G\sigma\left\{R_2-R_1-\frac{x_3^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)\right\}. \tag{9}$$

Сравнивая выражение (9) с потенциалом (1), взятым на оси симметрии при $x_1=x_2=0$, находим величину коэффициента α для однородного широкого кольца в виде

$$\alpha_r=\frac{1}{2}\pi G\sigma\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)=\frac{\pi G\sigma}{2}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right). \tag{10}$$

Далее это значение α подставим в (7). Получим формулу для поправки к квадрату угловой скорости

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}\right)\approx-\frac{\sigma\left(3-2e^2\right)}{2\rho}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right). \tag{11}$$

Формулу (11) можно представить и в другом виде, записав неизвестное отношение плотностей через отношение масс кольца и центрального тела

$$\frac{\sigma}{\rho}=\frac{4}{3}\frac{M_r}{M_0}\frac{a_1^3\sqrt{1-e^2}}{R_2^2-R_1^2}. \tag{12}$$

Здесь a_1 - экваториальная полуось центрального сфероидального тела. Подставляя (12) в (11), получим искомую поправку в конечном виде

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}\right) \approx -\frac{2M_r}{3M_0}\frac{a_1^3\left(3-2e^2\right)\sqrt{1-e^2}}{R_1R_2\left(R_1+R_2\right)}. \tag{13}$$

4.2. *Кольцо B*. Для практических приложений важно рассмотреть и неоднородное кольцо с законом распределения плотности, которое обычно принимается для протопланетного кольца, из которого впоследствии образовались все планеты и малые тела Солнечной системы. В литературе математическая форма этого закона часто принимается такой, которая создает при расчетах излишние математические сложности. Мы упростим расчеты, сохранив физическую суть модели и полагая, что характерным для протопланетных колец является обращение в нуль плотности на внутренней и внешней границе кольца. Этому условию можно удовлетворить, если взять распределение плотности в виде

$$\sigma(r) = C\sqrt{(R_2-r)(r-R_1)}. \tag{14}$$

Масса такого кольца оказывается равной

$$M_r = 2\pi C\int_{R_1}^{R_2} r\sqrt{(R_2-r)(r-R_1)}\,dr = \frac{1}{8}\pi^2 C(R_2-R_1)\left(R_2^2-R_1^2\right). \tag{15}$$

Формула (15) позволяет выразить постоянную C через массу кольца. Поступая как и выше, находим потенциал данного кольца на оси Ox_3 при малых x_3

$$\varphi_r(x_3) = 2\pi G\cdot C\int_{R_1}^{R_2}\frac{r\sqrt{(R_2-r)(r-R_1)}}{\sqrt{r^2+x_3^2}}\,dr \approx 2\pi G\cdot C\int_{R_1}^{R_2}\sqrt{(R_2-r)(r-R_1)}\left(1-\frac{x_3^2}{2r^2}\right)dr. \tag{16}$$

Следовательно,

$$\alpha = \frac{1}{4}\pi^2 G\cdot C\frac{\left(\sqrt{R_2}-\sqrt{R_1}\right)^2}{\sqrt{R_1R_2}} = \frac{2GM_r}{(R_2-R_1)\left(R_2^2-R_1^2\right)}\cdot\frac{\left(\sqrt{R_2}-\sqrt{R_1}\right)^2}{\sqrt{R_1R_2}}. \tag{17}$$

В итоге, подставляя (17) в (8) и полагая сжатие тела малым, находим поправку

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}\right) \approx -8\frac{M_r}{M_0}\frac{\left(\sqrt{R_2}-\sqrt{R_1}\right)^2}{\sqrt{R_1R_2}}\frac{R_0^3}{(R_2-R_1)\left(R_2^2-R_1^2\right)}. \tag{18}$$

4.3. *Кольцо C (модель кольца для галактик)*. Прилагая формулу (8) к кольцевым галактикам, распределение плотности в широком кольце представим законом

$$\sigma(r) = \frac{C}{r}, \quad R_1 \le r \le R_2. \tag{19}$$

Масса такого кольца

$$M_r = 2\pi C(R_2-R_1). \tag{20}$$

Потенциал кольца с распределением плотности (19) на оси симметрии

$$\varphi_r(x_3) = 2\pi G\cdot C\int\limits_{R_1}^{R_2}\frac{dr}{\sqrt{r^2+x_3^2}} \approx 2\pi G\cdot C\int\limits_{R_1}^{R_2}\frac{dr}{r}\left(1-\frac{x_3^2}{2r^2}\right). \tag{21}$$

Из (21) следует, что постоянная α для такого кольца будет равна

$$\alpha = \frac{1}{4}\pi G\cdot C\left(\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}\right). \tag{22}$$

Подставим (22) в (8) и заменим с помощью (20) постоянную C через массу кольца; в общем случае внутреннюю фигуру звездной системы опять считаем сфероидом с эксцентриситетом e, а внутренний радиус кольца положим равным экваториальному радиусу центральной фигуры. В итоге:

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\bar{\rho}}\right) \approx -\frac{1}{6}\frac{M_r}{M_0}\left(3-2e^2\right)\sqrt{1-e^2}\,\frac{R_1(R_1+R_2)}{R_2^2}. \tag{23}$$

Здесь $\bar{\rho}$ - средняя плотность центральной фигуры.

4.4. ***Модификация метода для галактик. Приливное влияние кольца на газовую подсистему***. Необходимо учитывать, что многие галактики содержат не только звезды, но также газ и пыль. Масса звезд, как правило, значительно превышает массу газа, поэтому приливное воздействие внешнего кольца будет сильнее всего сказываться на фигуре газовой подсистемы. Возникает новая интересная задача: как учесть приливное влияние кольца не на всю галактику (оно может быть и ничтожно малым), а только на газовую составляющую. Полную плотность вещества ρ представим суммой

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 \tag{24}$$

плотностей звезд (ρ_1) и газа (ρ_2), причем, в согласии с наблюдениями, считаем $\rho_1 \gg \rho_2$. Рассмотрим соотношение (7)

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} = A_1 - \frac{a_3^2}{a_1^2}A_3 - \left(\frac{\alpha}{\pi G\rho}\right)\left(1+2\frac{a_3^2}{a_1^2}\right) \tag{25}$$

и заметим, что в левой его части $1/\rho$ с достаточной точностью можно представить в виде

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_1+\rho_2} \approx \frac{1}{\rho_1}\left(1-\frac{\rho_2}{\rho_1}\right). \tag{26}$$

В правой же части (25), где α мала в сравнении с Ω^2, пренебрегая малой величиной второго порядка $\alpha\rho_2/\rho_1$, можно заменить просто $1/\rho$ на $1/\rho_1$. Имеем тогда

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_1}\left(1-\frac{\rho_2}{\rho_1}\right) = A_1 - \frac{a_3^2}{a_1^2}A_3 - \frac{\alpha}{\pi G\rho_1}\left(3-2e^2\right). \tag{27}$$

В нулевом приближении по возмущению плотности

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_1}=A_1-\frac{a_3^2}{a_1^2}A_3\,, \tag{28}$$

так что из (27) получим формулу

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_1}\right)\approx\frac{\alpha}{\pi G\rho_2}\left(3-2e^2\right). \tag{29}$$

Это и есть искомое приращение квадрата угловой скорости газовой подсистемы.

Подставляя в правую часть (29) α из (22) и выразив ρ_2 через массу газа $M_g=(4/3)\pi R_1^3\sqrt{1-e^2}\rho_2$ получим

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_1}\right)\approx\frac{1}{6}\frac{M_r}{M_g}\left(3-2e^2\right)\sqrt{1-e^2}\,\frac{R_1}{R_2}\left(1+\frac{R_1}{R_2}\right). \tag{30}$$

4.5. *Модель однородного кругового тора.* Дан тор с уравнением поверхности

$$(R-R_0)^2+x_3^2=r_0^2\,, \tag{31}$$

где R_0 и r_0 - радиусы осевой и вспомогательной окружности. Внутренний потенциал однородного кругового тора в приближении, достаточном для решения данной задачи, можно взять в виде [14]

$$\varphi_t(r,\theta)=D_0+D_2r^2P_2(\cos\theta), \tag{32}$$

что дает

$$\alpha=-\frac{D_2}{2}=\frac{2}{3}\frac{M_tG}{\pi r_0}\cdot\frac{1}{2kR_0^2}\left[\left(1-2k^2\right)E(k)-\left(1-k^2\right)K(k)\right]. \tag{33}$$

Здесь $K(k)$ и $E(k)$ - стандартные полные эллиптические интегралы Лежандра первого и второго рода, а модуль $k=r_9/R_0\le 1$. Подставляя (33) в формулу (8), находим влияние гравитирующего тора на угловую скорость, а значит и на сплюснутость центральной конфигурации.

5. *Численные оценки.*

5.1. Вначале рассмотрим влияние колец Сатурна на сплюснутость планеты. Для этого применим формулу (13), где

$$e^2=0.19\,;\quad a_1=60.24\cdot10^3\text{ км}\,;\quad \frac{M_r}{M_0}\approx8.5\cdot10^{-8}\,;$$
$$R_1=77\cdot10^3\text{ км}\,;\quad R_2=137\cdot10^3\text{ км}\,. \tag{34}$$

Подстановка численных данных (34) в формулу (13) дает

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}}\right)\approx-2.5\cdot10^{-8}\,. \tag{35}$$

Поскольку для самого Сатурна $\Omega^2/2\pi G\overline{\rho} \approx 0.09$, то величина найденной поправки (35) от кольца оказывается совершенно незначительной в сравнении с эффектом вращения самой планеты:

$$\chi = \frac{\delta\left(\dfrac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}}\right)}{\dfrac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}}} \approx 2.8\cdot 10^{-7}\,. \tag{36}$$

Главная причина - в малости самого отношения масс кольца и планеты.

5.2. Оценим теперь влияние на сплюснутость Солнца от кольца планет и других малых тел в Солнечной системе. Для этой цели достаточно применить формулу (18), где в данном примере, согласно наблюдениям,

$$e^2 = 0\,;\quad \frac{M_r}{M_0} \approx \frac{1}{700}\,;\quad R_0 = 6.96\cdot 10^5\ \text{км}\,;$$
$$R_1 = 58\cdot 10^6\ \text{км}\,;\quad R_2 = 59\cdot 10^8\ \text{км}\,. \tag{37}$$

Расчеты дают:

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}}\right) \approx -1.8\cdot 10^{-13}\,;\qquad \frac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}} \approx -1.3\cdot 10^{-5}\,; \tag{38}$$

но, несмотря на малость найденной поправки, отношение величин

$$\chi \approx 1.4\cdot 10^{-8} \tag{39}$$

оказывается лишь немногим меньше, чем для Сатурна (36).

5.3. По данным [6,7], одна из самых крупных известных астрономам звезд - красный сверхгигант WOH G64, находящаяся в БМО, имеет массу примерно $M = 17\,M_\odot$ и радиус $R = 1540\,R_\odot$. Эта звезда окружена огромным по размерам тором с массой $M_{torus} = 8\,M_\odot$, осевым радиусом $R_0 = 15060$ а.е. и радиусом рукава $r_0 = 14940$ а.е. Оценим вначале по формулам (8) и (33) поправку к нормированному квадрату угловой скорости центральной звезды:

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}}\right) \approx -\frac{3\alpha}{\pi G\overline{\rho}} = -\frac{4}{3}\frac{M_{torus}}{M}\frac{R^3}{r_0^2 R_0}\left[\left(1-2k^2\right)E(k)-\left(1-k^2\right)K(k)\right]. \tag{40}$$

Здесь зависимость выражения в квадратных скобках

$$\Phi = \left(1-2k^2\right)E(k)-\left(1-k^2\right)K(k) \tag{41}$$

от модуля k показана на графике (рис.1)

При $k \approx 1$ функция Φ примерно равна 0.7. Тогда, с учетом известных данных для тора звезды WOH G64, получим вариацию равной

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}}\right) \approx -8\cdot 10^{-6}\,. \tag{42}$$

Сразу обратим внимание на то, что величина (42) на 3 (7) порядка больше, чем в случаях с Сатурном (Солнцем). Уже это говорит о том, что влияние тора на фигуру звезды WOH G64 является заметным.

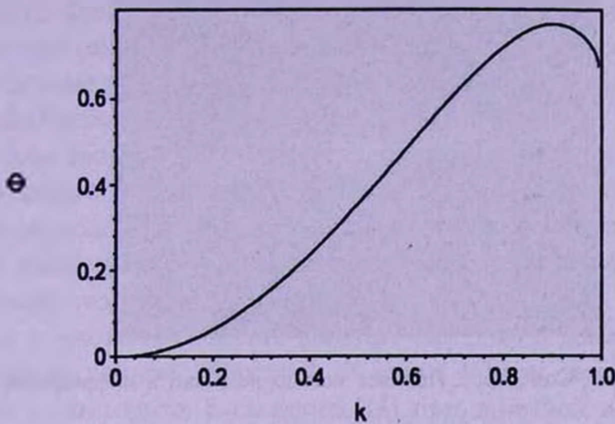


Рис.1. Зависимость функции Φ от модуля *k*.

Оценим теперь относительное приращение квадрата угловой скорости χ. К сожалению, в литературе отсутствуют данные наблюдений о периоде вращения этой звезды. Прибегнем поэтому к косвенным физическим оценкам и сравним WOH G64 с другим красным гигантом, звездой Бетельгейзе, сходной по массе $(15-20\,M_{\odot})$ с рассматриваемой WOH G64. Радиус звезды Бетельгейзе $R_B = 200\,R_{\odot}$, ее период вращения $T_B = 18$ лет, угловая скорость вращения $\Omega_B = 2\pi/18\,\text{лет} \approx 1.1\cdot10^{-8}$ с$^{-1}$. Если бы звезда Бетельгейзе расширилась до размеров WOH G64, т.е. до $R \approx 1540\,R_{\odot}$, то, по закону сохранения углового момента, ее угловая скорость уменьшилась бы и стала равной

$$\Omega = \frac{\Omega_B}{\left(\dfrac{1540}{200}\right)^2} \approx 1.9\cdot10^{-10}\ \text{c}^{-1}, \tag{43}$$

что отвечает линейной скорости на экваторе звезды $v_{rot} \approx 0.2$ км/с. С учетом значения угловой скорости (43), для WOH G64 имеем

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\overline{\rho}} = \frac{2}{3}\frac{\Omega^2 R^3}{GM} \approx 1.3\cdot10^{-5}. \tag{44}$$

Согласно (43) и (44), для данной системы звезда-тор

$$\chi \approx -0.6. \tag{45}$$

Такое большое (по модулю) значение относительного приращения χ резко выделяет пример со звездой WOH G64 среди ранее рассмотренных задач. Здесь влиянием тора на фигуру центральной звезды пренебрегать уже нельзя.

Рассмотрим теперь известную галактику "Сомбреро", обладающую мощным пылевым кольцом, см. рис.2.

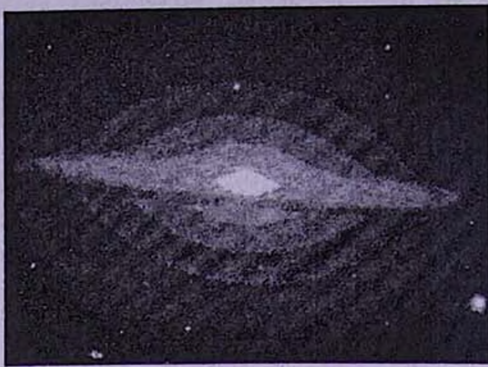


Рис.2. Галактика "Сомбреро". Пылевое кольцо показано в инфракрасном свете.

Для оценки его влияния на газовую подсистему в этой галактике используем формулу (30), где для приближенных оценок можно взять [15]

$$e^2 \approx 0.75\,; \quad \frac{M_r}{M_g} \approx 1\,; \quad R_1 = 8\,\text{кпк}\,, \quad R_2 = 33\,\text{кпк}\,, \quad \frac{R_1}{R_2} \approx 0.24\,. \tag{46}$$

Расчеты по формуле (30) тогда дают

$$\delta\left(\frac{\Omega^2}{2\pi G\bar{\rho}}\right) \approx 3.8\cdot 10^{-2}\,. \tag{47}$$

Сравнивая (47) с (35) или (38) выясняется, что пылевое кольцо в галактике "Сомбреро" заметно влияет на форму газовой подсистемы в ней. Действительно, оценивая по теории фигур равновесия при $e \approx 0.868$ [13]

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_1} \approx 0.21\,, \tag{48}$$

находим относительное значение приливного влияния кольца на газ

$$\chi = \frac{\delta\left(\dfrac{\Omega^2}{2\pi G\rho_1}\right)}{\dfrac{\Omega^2}{2\pi G\rho_1}} \approx 0.18\,. \tag{49}$$

Таким образом, влияние кольца на фигуру газовой подсистемы в галактике "Сомбреро" заметно и составляет 18% от влияния вращения самого газового сфероида.

6. *Заключение*. Применяя и развивая методы современной теории потенциала и теории фигур равновесия, получены общие формулы для оценки приливного влияния широкого круглого кольца или кругового тора на сплюснутость центральной вращающейся фигуры равновесия.

Формулы конкретизированы для трех моделей колец, а также для модели однородного кругового тора. Показано, что влияние колец на сжатие Сатурна и Солнца малó и лежит за пределами современной точности наблюдений. Однако для красного сверхгиганта WOH G64, окруженного мощным массивным тором, влияние этого тора на фигуру центральной звезды оказывается на 6-7 порядков больше, чем для Сатурна и Солнца, и этим влиянием уже нельзя пренебрегать.

Выведена теоретическая формула, описывающая приливное влияние гравитирующего кольца на одну только газовую подсистему галактики. Применение модифицированного метода позволило выяснить, что влияние мощного пылевого кольца вокруг галактики NGC 4594 "Сомбреро" на сплюснутость газовой подсистемы составляет примерно 18% от эффекта вращения газового облака. Это влияние ощутимо и должно учитываться при изучении данной галактики. В связи с этим заметим, что малое вращение у гигантских Е-галактик [16] при заметной их сплюснутости может отражать не только анизотропию дисперсии скоростей в них [17], как это ранее считалось, но в некоторых случаях и быть следствием влияния на фигуры этих галактик массивных внешних колец. В частности, это могут быть и кольца из невидимой темной материи. Поэтому метод, разработанный в данной работе, может быть полезным и при оценке влияния на галактики окружающей их невидимой материи.

Удмуртский государственный университет, Ижевск,
Россия, e-mail: kond@uni.udm.ru

THE TIDAL INFLUENCE OF RINGS ON CENTRAL EQUILIBRIUM FIGURES

B.P.KONDRATYEV, N.G.TRUBITSYNA

Tidal influence of a gravitating ring or circular torus on a central figure of the relative equilibrium of the rotating liquid or gas mass is studied. The general formula of influence for the ring and the torus on a central figure is derived. Three models of wide rings and the one for circular torus are viewed. Influence of rings on oblateness of the Saturn or on the Sun lays outside of accuracy of modern observations, however for the red supergiant WOH G64 from LMC the torus action already is comparable with effect of rotation of the star. For galaxies the method is modified and ring action only on a diffuse subsystem of a galaxy is found. As an example widely known galaxy NGC

4594 "Sombreros" is given. The developed method can be useful and at an estimate of dark matter around large E-galaxies.

Key words: *rings:tidal influence*

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.В.Витязев*, *Г.В.Печерникова*, *В.С.Сафронов*, Планеты земной группы, М., Наука, 1990.
2. *Б.П.Кондратьев*, Астрон. ж., 77, 323, 2000.
3. *Е.В.Питьева*, Астрон. вестн., 39, 202, 2005.
4. *В.А.Антонов*, *О.А.Железняк*, Астрофизика, 29, 178, 1988.
5. *М.Я.Маров*, УФН, 175, 668, 2005.
6. *E.M.Levesque*, *P.Massey*, *B.Plez*, *K.A.G.Olsen*, Astro-ph. SR. 12 Mar 2009, p.1-25.
7. *K.Ohnaka*, *T.Driebe*, *K.-H.Hofmann*, *G.Weigelt*, *M.Wittkowski*, Astron. Astrophys., 484, 371, 2008.
8. *Е.В.Волков*, Астрофизика, 32, 133, 1990.
9. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Pis'ma Astron. Zh., 10, 181, 1984.
10. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 174, 203, 1976.
11. *Б.П.Кондратьев*, Теория потенциала, Новые методы и задачи с решениями, М., Мир, 2007.
12. *М.Ф.Субботин*, Курс небесной механики, ГИТТЛ, Л.-М., 1949.
13. *С.Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, М., Мир, 2007.
14. *Б.П.Кондратьев*, *Н.Г.Трубицына*, Ж. техн. Физики, 80, 23, 2010.
15. *Б.А.Воронцов-Вельяминов*, Внегалактическая астрономия, М., Наука, 1978.
16. *J.J.Binney*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 501, 1978.
17. *Б.П.Кондратьев*, Письма в Астрон. ж., 7, 83, 1981.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ RY SCT

Н.Д.МЕЛИКЯН[1], В.С.ТАМАЗЯН[2], Х.А.ДОКОБО[2], А.А.КАРАПЕТЯН[1], Г.Р.КОСТАНДЯН[1], А.Л.САМСОНЯН[1]

Поступила 1 февраля 2010
Принята к печати 3 марта 2010

Представлены результаты спектральных наблюдений затменной двойной RY Sct, проведенные в 2005 и 2009гг. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Хотя RY Sct и нуждается в дальнейшем более глубоком изучении, уже на основе настоящих наблюдений можно отметить ряд важных аспектов. Максимальные значения эквивалентных ширин наблюдаются близко к главному минимуму, в то время как их минимальные значения зарегистрированы в максимуме блеска, где спектральные линии имеют очень узкий профиль. Эмиссия в линии HeI λ6678Å видна в течение всего периода наблюдений, однако трансформируется в слабое поглощение на полпути от вторичного минимума к максимуму. Обнаружение изменения профиля типа P-Cyg у некоторых линий указывает на переменный характер выброса массы из звезды. Оценки средней скорости по синим компонентам абсорбционных линий соответствуют примерно 400 км/с. Основные наблюдательные характеристики RY Sct тесно связаны с ее орбитальным периодом. По всей вероятности, сложный характер спектра и его особенности, по крайней мере, частично обусловлены интенсивным и переменным выбросом вещества.

Ключевые слова: *звезды:двойные:спектры - объект RY sct*

1. *Введение*. Исследование хорошо известной пекулярной затменной переменной RY Sct (HD169515) началось еще в начале прошлого века. Большой интерес к ней был вызван из-за наличия в спектре звезды многочисленных, интенсивных эмиссионных линий и зарегистрированной переменности блеска в пределах от $8^m.3$ до $9^m.2$ [1]. Уже первые спектральные наблюдения позволили обнаружить не только интенсивные линии водорода и гелия, но и много запрещенных линий железа и кислорода, типичные для планетарных туманностей. Но, несмотря на наличие таких запрещенных линий как [FeIII] λ4658Å и [OIII] λ5007Å, прямые изображения звезды, полученные Хабблом на 60" телескопе в 1922г., не позволили обнаружить следов туманности вокруг звезды [1].

Звезда RY Sct, затменная переменная с орбитальным периодом - $11^d.12471$ [2], и с массами компонент $7.1 \pm 1.2\,M_{\odot}$ (яркий супергигант спектрального класса - O 9.7 Ibpe) и $30.0 \pm 2.1\,M_{\odot}$ (невидимый массивный компонент спектрального класса - B 0.5 I) [3], является исключительным объектом для изучения взаимодействующих двойных систем с несферическими выбросами вещества. Звезда, по-видимому, находится в поздней фазе эволюции и выбрасывает газ в молодую (130 лет) эмиссионную туманность [4], зарегистрированную в радио [5], в инфракрасных лучах [6] и на Hα изображениях [7-9].

Детальные фотометрические исследования этой звезды [10,11] начались сразу после публикаций Меррилла[1,12]. В настоящее время известна целая серия работ, посвященных фотометрическим исследованиям звезды RY Sct [2,13-17]. В некоторых случаях подозревается переменность орбитального периода.

В настоящей работе приводятся результаты спектральных наблюдений звезды RY Sct, проведенных в 2005 и 2009гг.

2. *Наблюдения.* Наблюдения звезды RY Sct проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, с помощью приемных аппаратур SCORPIO и ByuFOSC, установленных в первичном фокусе и работающих

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

	Дата (UT)	Номер спектра	Нач. экспозиции JD 2450000+	Время интегр. (с)
1	05 08 2005	SC159002	3589.1794	90
2		SC159003	3589.1831	90
3		SC159004	3589.1857	90
4		SC159005	3589.1892	90
5		SC159006	3589.1918	90
6		SC159007	3589.1944	90
7		SC159008	3589.1977	90
8	09 08 2005	SC161001	3592.1108	90
9		SC161002	3592.1137	90
10		SC161003	3592.1159	90
11		SC161004	3592.1182	90
12		SC161005	3592.1205	90
13		SC161006	3592.1228	90
14		SC161007	3592.1251	90
15		SC161008	3592.1297	120
16	12 08 2005	SC162002	3595.1258	90
17		SC162003	3595.1286	90
18		SC162004	3595.1309	90
19		SC162005	3595.1332	90
20		SC162006	3595.1355	90
21		SC162007	3595.1377	90
22		SC162008	3595.1401	90
23		SC162009	3595.1423	90
24		SC162010	3595.1448	90
25		SC162011	3595.1472	90
26	18 05 2009	BC253012	4970.3598	180
27		BC253013	4970.3633	180
28	19 05 2009	BC254006	4971.2799	300
29		BC254007	4971.2846	300

в режиме спектроскопии с длинной щелью и ПЗС-матрицами размерами 2063 x 2058 pix [18,19].

Спектральные наблюдения RY Sct проводились в августе 2005г. и в мае 2009г. В качестве стандарта была использована звезда Feige 66 ($V = 10^m.51$; $B - V = -0^m.29$). Использовалась гризма с диффракционной решеткой 600 штрих/мм, дающей дисперсию 1.7 Å /pix, с пространственным разрешением 0".42/pix в спектральной области $\lambda\lambda 4000 - 7300$Å. Результирующее спектральное разрешение в зависимости от качества изображения находится в пределах $3.0 - 4.0$Å. При обработке спектров был применен программный пакет MIDAS со стандартной процедурой редукции астрономических данных. Программный пакет Origin 6.0 был использован при измерениях эквивалентных ширин (EW) эмиссионных линий. Ошибки измерений EW составили $0.1 - 0.3$Å. Методика наблюдений, а также характеристики и принцип работы аппаратур более детально описаны в [18-20].

Получены 29 спектров с экспозициями от 90 до 300 с, данные о которых приводятся в табл.1. В соответствующих столбцах этой таблицы приводятся дата наблюдений (UT), номер спектра, начало экспозиции (JD) и время интегрирования получения каждого спектра в секундах.

3. *Результаты наблюдений.* Наблюдения свидетельствуют о наличии в спектре звезды RY Sct многочисленных разрешенных и запрещенных эмиссионных линий очень сложной структуры. Наблюдаются изменения профилей и интенсивности многих эмиссионных линий как за короткий срок(в течение 30-40 мин), так и изменения, связанные с орбитальным периодом. Многие эмиссионные линии являются суперпозицией отдельных компонент принадлежащих околозвездной оболочке и звезде, так, например, бальмеровские линии водорода, линии HeI и HeII, OIII и т.д. В табл.2 приводятся спектральные линии, уверенно зарегистрированные у звезды в разных фазах орбитального периода.

Таблица 2

ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ
У ЗВЕЗДЫ RY Sct

Элемент	λ(Å)	Элемент	λ(Å)	Элемент	λ(Å)
Hγ	4340	[FeIII]	4778	[FeIII]	5047
HeI	4388	[FeIII]	4814	[FeIII]	5271
HeI	4471	Hβ	4861	[NII]	5755
[FeIII]	4607	[FeIII]	4881	HeI	5876
[FeIII]	4658	HeI	4922	[NII]	6548
HeII	4686	[FeIII]	4931	Hα	6563
[FeIII]	4702	[OIII]	4959	[NII]	6585
[FeIII]	4733	[OIII]	5007	HeI	6678
[FeIII]	4755	[FeIII]	5011	HeI	7066
[FeIII]	4770	[FeIII]	5015	[ArIII]	7137

В табл.3 приводятся фаза получения каждого спектра и эквивалентные ширины некоторых эмиссионных линий, которые были уверенно зарегистрированы на всех полученных спектрах. Эквивалентные ширины линии Hα измерены вместе с запрещенными линиями азота [NII] λ6548Å и [NII] λ6585Å. В некоторых случаях в измерениях линии Hα включается также очень слабая эмиссия линии NII λ6610Å, вклад которой ничтожно мал. Следует отметить, что запрещенные линии [OIII] λ5007Å и [FeIII] λ5271Å принадлежат тороидальной туманности, недавно образовавшейся вокруг звезды.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Фаза	EWHβ	EW[OIII] λ5007	EW[FeIII] λ5271	EWHeI λ5876	EW Hα + [NII]	EWHeI λ6678	EWHeI λ7066
0.0806	4.8	3.7	1.5	4.6	62.5	2.6	5.4
0.0808	6.3	3.0	1.5	4.8	64.5	3.4	5.6
0.0811	8.4	3.5	1.2	4.8	64.2	3.5	6.6
0.0822	9.0	3.1	2.2	5.3	65.8	3.0	6.3
0.0824	8.0	3.3	1.5	4.8	63.9	3.0	4.3
0.0826	6.5	3.1	1.9	4.9	63.3	3.1	4.8
0.0829	8.3	3.0	2.0	4.8	65.5	3.2	4.8
0.3447	5.8	3.6	1.7	2.5	43.8	1.3	3.7
0.3449	8.4	3.1	1.1	2.5	48.1	1.4	3.7
0.3450	11.6	4.6	1.2	2.7	45.4	1.3	4.3
0.3452	10.3	4.5	1.2	2.6	45.7	1.4	3.6
0.3454	8.5	3.7	1.0	2.6	47.3	1.3	3.8
0.3456	9.1	3.2	1.1	2.6	45.3	1.2	2.7
0.3458	7.3	3.5	1.3	2.8	44.9	1.6	3.9
0.6151	6.1	4.4	1.1	0.5	40.5	-0.4	2.6
0.6154	6.0	4.4	1.1	0.6	45.3	-0.4	2.4
0.6156	7.1	1.6	0.8	1.3	42.7	-0.3	1.6
0.6158	7.4	1.7	1.7	0.9	43.9	-0.2	1.5
0.6160	6.5	2.3	2.0	0.8	39.7	-0.3	1.3
0.6162	8.0	3.4	1.3	1.5	39.3	-0.3	1.2
0.6164	6.8	1.6	2.3	1.3	39.0	-0.3	1.3
0.6166	6.8	1.8	1.8	1.1	39.6	-0.2	1.0
0.6168	6.6	2.3	2.3	0.7	41.2	-0.2	1.8
0.6170	6.4	2.1	1.9	1.5	40.6	-0.2	1.3
0.2348	1.2	1.5	0.9	1.8	28.4	0.9	2.0
0.2350	1.3	1.4	1.0	1.8	29.0	1.0	1.9
0.3170	1.2	1.5	0.7	1.8	30.0	0.9	2.0
0.3177	1.1	1.6	0.8	1.9	29.5	1.1	2.0

Орбитальная фаза получения каждого спектра, как и в работе Джурасевича и др. [16], вычислена согласно известной формуле [2]

$$\mathrm{MinI} = 2443342.42 + 11^d.12471 \times E\,.$$

На рис.1 приводится кривая блеска звезды RY Sct в *V*-лучах построенная с помощью фотометрических данных, любезно предоставленная Г. Джурасевичем. На рисунке стрелками показаны участки орбитального периода, когда проводились наши спектральные наблюдения.

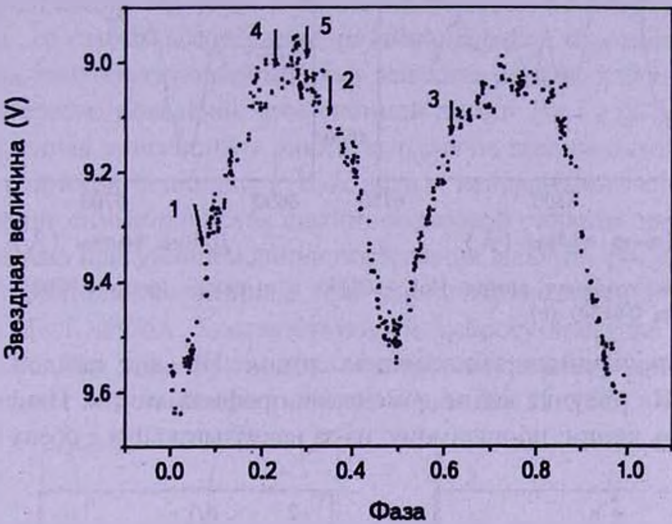


Рис.1. Зависимость блеска звезды RY Sct от орбитальной фазы. Кривая блеска построена на основе фотометрических наблюдений, представленных Г. Джурасевичем. Стрелками на рисунке показаны фазы наших спектральных наблюдений: цифра 1 соответствует фазе – 0.0806-0.0829; 2 – 0.3447-0.3458; 3 – 0.6151-0.6170; 4 – 0.2348-0.2350 и 5 – 0.3170-0.3177.

Из данных, приведенных выше, видно, что эмиссионные линии показывают изменения как в течение одной серии наблюдения (порядка 30-40 мин), так и в зависимости от орбитального периода. Если в течение одной серии наблюдений изменения интенсивностей и профилей линии небольшие, то замечаются достаточно сильные изменения в зависимости от фазы изменения блеска звезды. Наши спектральные наблюдения выполнены только на пяти маленьких участках орбитального периода, следовательно трудно по нашим наблюдениям судить о поведениях эмиссионных линий в зависимости от орбитального периода в целом. Тем не менее некоторые важные особенности можно выделить. Так, например, при наблюдениях сразу после главного минимума (стрелка 1 на рис.1) для эквивалентных ширин эмиссионных линий в среднем имеем максимальные значения, а в максимуме блеска эти значения минимальны(стрелки 4 и 5 на рис.1). Зарегистрировано очень интересное поведение линии HeI $\lambda 6678$Å. На всех спектрах зарегистрирована эмиссия этой линии, и только в фазе 0.6151-0.6170, соответствующей почти половине восходящей ветви после вторичного минимума, на 10 спектрах зарегистрировано слабое поглощение (см. рис.2a,b).

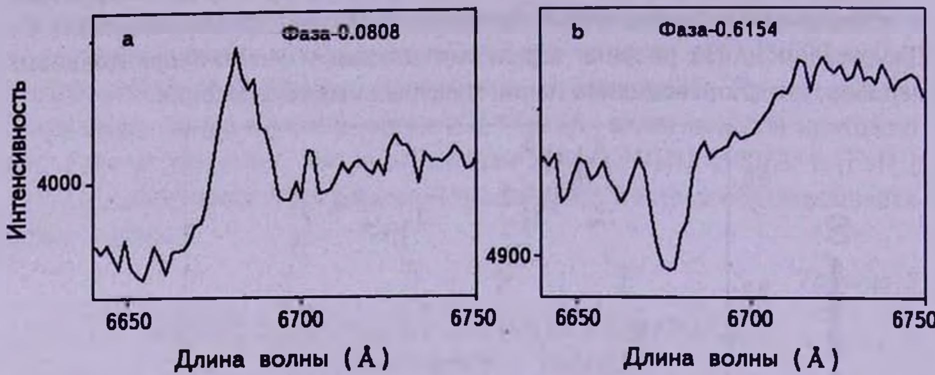


Рис.2a,b. Спектральная линия HeI λ6678Å в эмиссии (фаза 0.0808) (a) и в поглощении (фаза 0.6154) (b).

На рис.3 приводится эмиссионная линия Hβ для каждой серии наблюдений. На рисунке видно изменение профиля линии. Изменяется симметричность линии, по-видимому, из-за накладывающих с обеих сторон

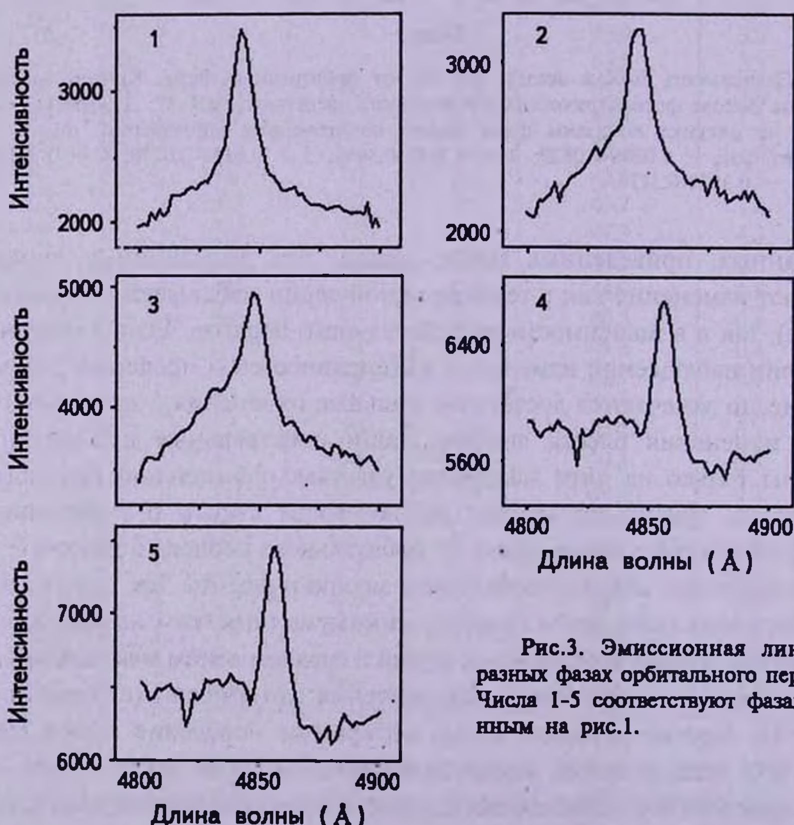


Рис.3. Эмиссионная линия Hβ в разных фазах орбитального периода (1-5). Числа 1-5 соответствуют фазам приведенным на рис.1.

эмиссионных деталей на центральную линию. Симметричность линии нарушается в основном с коротковолновой стороны спектра. Ширина линии вне максимума широкая и вблизи непрерывного спектра достигает до 70 Å (1-3). Наложенные с голубой стороны спектра эмиссионные детали соответствуют разным скоростям, начиная с $V=400$ км/с. Во время максимума (4,5) линии Hβ узкие и вблизи непрерывного спектра не превосходят 15-16 Å, со слабым абсорбционным компонентом с коротковолновой части спектра, соответствующей выбросу вещества со скоростями 400-450 км/с.

Интересно поведение эмиссионной линии He I λ5876Å (рис.4). Эта единственная эмиссионная линия, которая на всех наших спектрах имеет почти одинаковую ширину (~15 Å вблизи непрерывного спектра). Слабое нарушение симметричности с длинноволновой стороны спектра вероятно обусловлено присутствием линии поглощения NaD (см. рис.4). В некоторых фазах орбитального периода (см. рис.4) наблюдается P-Cyg профиль линии He I λ5876Å, соответствующей выбросу вещества со скоростью ~400 км/с. При этом отметим, что интенсивность абсорбционного компонента имеет максимальное значение в фазе 0.6151-0.6170, а минимальное

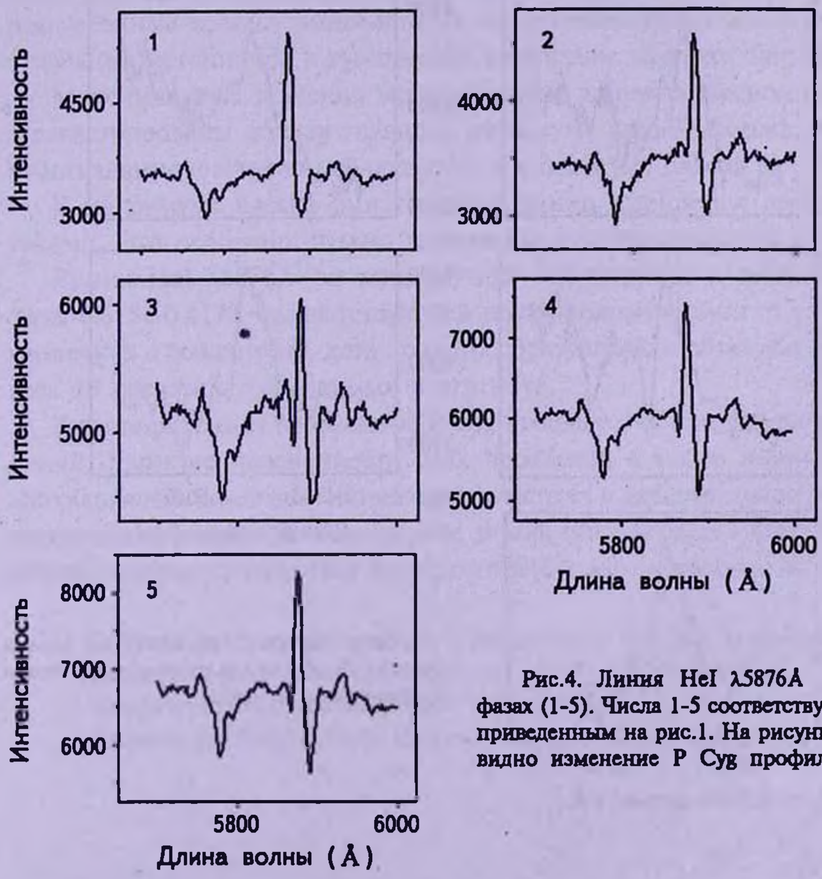


Рис.4. Линия HeI λ5876Å в разных фазах (1-5). Числа 1-5 соответствуют фазам, приведенным на рис.1. На рисунке хорошо видно изменение P Cyg профиля линии.

вблизи главного минимума в фазе 0.0806-0.0829.

Эмиссионная линия [OIII] λ5007Å достаточно сильная на фоне излучения яркой звезды. Она широкая (до 60 Å) и показывает сложную структуру (см. рис.5). Линия [OIII] λ5007Å состоит, по крайней мере, из двух-трех компонент со сдвигом друг от друга на 300-400 км/с, что свидетельствует о наличии разных источников излучения этой линии. Интересно, что компоненты часто сдвинуты одновременно и в коротковолновую и в длинноволновую сторону. Допуская, что источники излучения линии [OIII] λ5007Å находятся в окружающей системе тороидальной туманности, можно предположить, что туманность образовалась вследствие отдельных мощных выбросов. Зарегистрированные P-Cyg профили у некоторых линий свидетельствуют о том, что выбросы вещества с переменной интенсивностью продолжаются и в настоящее время. Ширина линии [OIII] λ5007Å в максимуме блеска вблизи непрерывного спектра порядка 30-35 Å, тогда как в остальных случаях достигает до 60 Å. Линия [OIII] λ4959Å очень слабая и не подлежит измерению.

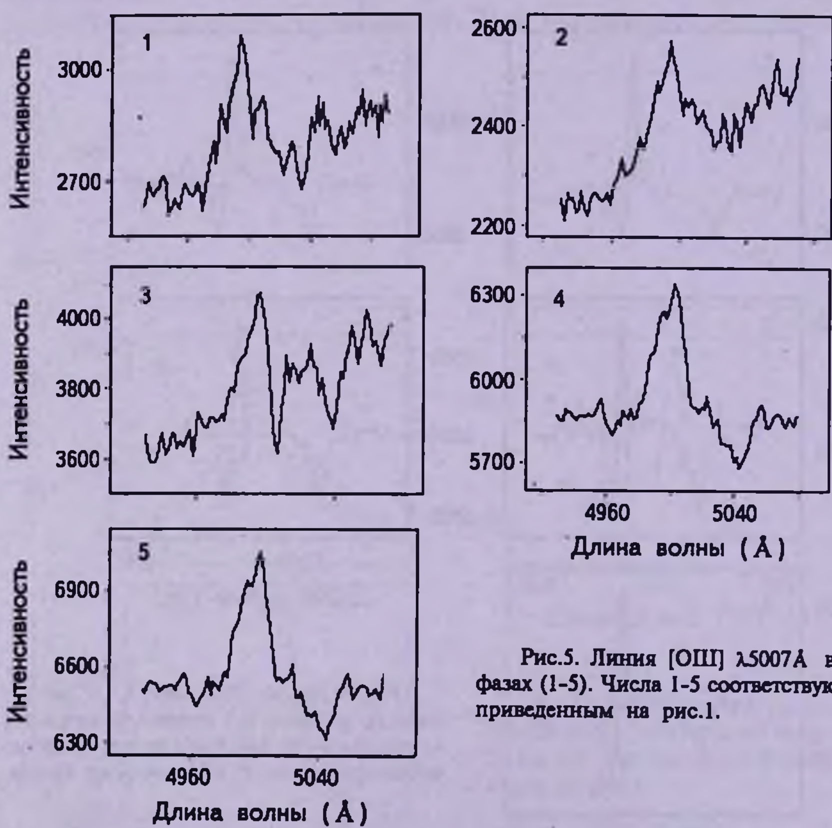


Рис.5. Линия [OIII] λ5007Å в разных фазах (1-5). Числа 1-5 соответствуют фазам приведенным на рис.1.

4. *Заключение*. Таким образом, наши спектральные наблюдения звезды RY Sct показывают, что находясь в поздней фазе эволюции, система продолжает демонстрировать пекулярную активность. Часто трудно понять зарегистрированные пекулярные изменения профилей линий и их эквивалентные ширины связаны с орбитальным периодом звезды, или же являются результатом кратковременных физических процессов, происходящих в фотосферах звезд или в туманности. Несмотря на то, что для ответа на многие вопросы требуется проведение одновременных фотометрических и спектральных наблюдений с высокими временным и спектральным разрешениями в течение нескольких периодов, некоторые важные результаты можно перечислить также на основе настоящих наблюдений.

Наличие многочисленных, многопиковых запрещенных линий, характерных для газовых туманностей, свидетельствует о присутствии туманности вокруг системы. Вторичные пики накладываются также с обеих сторон эмиссионных линий бальмеровской серии водорода и гелия. Полуширины эмиссионных линий на уровне половины интенсивностей колеблются в пределах 400-600 км/с, тогда как на уровне непрерывного спектра крылья линий иногда простираются до 2000 км/с, и даже больше. По-видимому, расширенные крылья эмиссионных линий образуются из-за излучения отдельных источников в туманности вследствие эффекта Доплера.

Максимальные значения эквивалентных ширин эмиссионных линий зарегистрированы вблизи главного минимума кривой блеска, тогда как минимальные значения наблюдаются в максимуме блеска.

В максимуме блеска эмиссионные линии становятся сравнительно узкими. Это особенно сильно замечается в случае эмиссии в $H\beta$.

Линия HeI $\lambda6678Å$ во всех случаях наблюдается в эмиссии кроме фазы 0.6151-0.6170, соответствующей почти половине пути от вторичного минимума к максимуму, когда она преобразуется в слабую абсорбцию на всех 10 спектрах, полученных в эту ночь.

Зарегистрированы переменные P-Cyg профили у некоторых спектральных линий. Характер переменности этих профилей, а также интенсивностей абсорбционных компонент линий свидетельствует о наличии выброса вещества переменного характера. Смещенные в коротковолновую сторону спектра абсорбционные компоненты линий соответствуют скоростям ~400 км/с.

[1] Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia@bao.sci.am

[2] Астрономическая обсерватория "Рамон Мария Аллер" университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: vakhtang.tamazian@usc.es

SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE ECLIPSING BINARY RY SCT

N.D.MELIKIAN[1], V.S.TAMAZIAN[2], J.A.DOCOBO[2], A.A.KARAPETIAN[1], G.R.KOSTANDIAN[1], A.L.SAMSONIAN[1]

Results of spectral observations of the eclipsing binary star RY Sct carried out in 2005 and 2009 with the 2.6m telescope of Byurakan Observatory are presented. While RY Sct needs a further detailed study, some important circumstances should be indicated insofar. Maximal values of equivalent widths are observed close to the primary minimum, whereas the minimal ones are detected at the brightness maximum, at which spectral lines have very narrow profiles. Emission in HeI λ6678Å is seen during whole set of observations, but transformed into the weak absorption on almost half way from the secondary minimum to the maximum. Detection of P-Cyg profile variations in some lines indicates to the variable character of the mass outflow from the star. The estimated mean velocities of the blue-shifted absorptions correspond to ~400 km/s. The main observational characteristics of RY Sct are strongly related with the orbital period. To all probability, its observed peculiarities and very complicated spectra are at least partially caused by the intensive and variable mass outflows.

Key words: *stars:binary:spectra - individual RY Sct*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.W.Merrill*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **34**, 295, 1922.
2. *F.Giatti*, *A.Mammano*, *R.Margoni et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **41**, 143, 1980.
3. *E.D.Grundstrom*, *D.R.Gies*, *T.C.Hillwig et al.*, Astrophys. J., **667**, 505, 2007.
4. *N.Smith*, ASPC, **361**, 200, 2007.
5. *R.D.Gehrz*, *T.L.Hayward*, *J.R.Houck et al.*, Astrophys. J., **439**, 417, 1995.
6. *R.D.Gehrz*, *N.Smith*, *B.Jones et al.*, Astrophys. J., **559**, 395, 2001.
7. *N.Smith*, *R.D.Gehrz*, *R.M.Humphreys et al.*, Astron. J., **118**, 960, 1999.
8. *N.Smith*, *R.D.Gehrz*, *W.M.Goss*, Astron. J., **122**, 2700, 2001.
9. *N.Smith*, *R.D.Gehrz*, *O. Stahl et al.*, Astrophys. J., **578**, 464, 2002.
10. *S.Gaposhkin*, Harvard Annals, **105**, 509, 1937.
11. *D.M.Popper*, Astrophys. J., **97**, 406, 1943.
12. *P.W.Merrill*, CMWCI, **349**, 1, 1928.
13. *V.Karetnikov*, *E.V.Menchenkova et al.*, CoSka, **20**, 33, 1990.

14. *М.И.Кумсиашвили*, *Р.Э.Нацвлишвили*, *К.Б.Чаргеишвили*, Астрофизка, **52**, 275, 2009.
15. *W.Wenzel*, *R.Gessner*, IBVS, 1276, 1977.
16. *G.Djurasevic*, *M.Zakiriv*, *M.Eshankulova et al.*, Astron. Astrophys., **374**, 638, 2001.
17. *E.A.Antokhina*, *M.I.Kumsiashvili*, Astronomy Letters, **25**, No10, 662, 1999.
18. *T.A.Movsessian*, *J.-L.Gach*, *F.Zhamkotsian*, *J.Boulesteix*, Joint European and National Astronomical Meeting "JENAM-2000", European and 5th Euro-Asian Astronomical Society, Conference, May 29 - June 3, Moscow, Abstracts, page 179, 2000.
19. *V.L.Afanasiev*, *E.B.Gazhur*, *S.R.Zhelenkov*, *A.V.Moiseev*, Bull. Special Astrophys. Obs., **58**, 90, 2005.
20. *Н.Д.Меликян*, *В.С.Тамазян*, *Х.А.Докобо и др.*, Астрофизика, **51**, 445, 2008.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

АНАЛИЗ 30-ЛЕТНЕГО РЯДА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ RY ТЕЛЬЦА. I. ПОИСК ВОЗМОЖНЫХ ПЕРИОДИЧНОСТЕЙ

Г.В.ЗАЙЦЕВА

Поступила 13 декабря 2009
Принята к печати 3 марта 2010

На основании фотоэлектрических наблюдений, выполненных автором на Крымской станции ГАИШ с 1965 по 2000гг., и опубликованных данных других авторов за этот же период времени, проведены поиски периодических изменений блеска RY Тельца на различных временных интервалах. Общая продолжительность ряда наблюдений составляет 12500 дней. Подтверждено наличие длительного цикла около 2000 дней. Короткие периоды, обусловленные вращательной модуляцией блеска, присутствуют не всегда. В период увеличения яркости звезды в 1996г. проявился период 7.5 дня. По-видимому, обнаружение колебаний, которые могли бы быть отождествлены с вращательной модуляцией, зависит от уровня блеска звезды. В 1993 и 1996гг. были обнаружены периоды 20.0 и 29.4 дней, соответственно, обусловленные, скорее всего, неоднородностями в околозвездном диске.

Ключевые слова: *звезды:переменные звезды типа Т Тельца:периодичность - объект:RY Тельца*

1. *Введение*. RY Tau принадлежит к классическим звездам типа Т Тельца с неправильной переменностью блеска и эмиссионным спектром умеренной интенсивности. Со времени ее открытия в 1907г. звезда активно исследовалась сначала фотографическими, а затем фотоэлектрическими методами [1-5]. Характерная особенность фотометрической переменности RY Tau - иррегулярные изменения блеска с амплитудой более 2^m. Зависимость показателей цвета от блеска выражена слабо, но в среднем прослеживается закономерность, подобная таковой у звезд типа UX Ориона - при падении блеска от $9^m.5$ до $10^m.5$ показатели цвета увеличиваются, а при дальнейшем ослаблении блеска - уменьшаются с большим внутренним разбросом [6].

За время фотоэлектрических *UBV*-наблюдений RY Tau на Крымской станции ГАИШ с 1965 по 2000гг. дважды - в 1983 и 1996гг. блеск звезды увеличивался на 1^m за время порядка одного месяца. В обоих случаях анализировались и спектральные наблюдения [7-9]. При этом не происходило существенных изменений в фотосферных линиях, показатели цвета также практически не изменились. Все это можно рассматривать как свидетельство того, что изменения блеска обусловлены нейтральным поглощением.

Спектральный класс RY Tau определен как K1e IV, V (Li) [10], хотя имеются указания и на более ранний спектр G2 [11]. Хербиг [12] отмечал, что лучевая скорость звезды изменяется в пределах от 12 до 30 км/с и на основании этого предположил, что RY Tau может быть спектрально двойной. Однако дальнейшие наблюдения не подтвердили этого предположения [13].

RY Tau обладает переменной линейной поляризацией в несколько процентов. Зависимость линейной поляризации от блеска неоднозначна. Однако в глубоких минимумах поляризация возрастала, что также служит указанием на то, что ослабления блеска вызываются экранирующим действием пылевого компонента ее оболочки [14].

Поиски периодичности в изменениях блеска RY Tau предпринимались неоднократно. Так, по наблюдениям в сезон 1985-1986гг. был обнаружен период 5.6 дня [15]. Однако наблюдения, выполненные в январе 1988г., не подтвердили этого результата [16]. В сезон 1983-1984гг. были выделены колебания блеска с периодом 7.25 суток и амплитудой $0^m.21$, а по наблюдениям 1985-1986гг. независимо подтвержден период 5.62 суток [17]. В период времени с ноября 1990 по февраль 1991гг. кривая блеска RY Tau была периодической с периодом 24 дня [18]. Авторы не нашли свидетельства наличия периода 5.6 дня, несмотря на то, что в этом сете есть наблюдения в течение 40 ночей подряд.

Долгопериодические изменения RY Тельца исследовались Зайцевой и Курочкиным [19]. Для этой цели, наряду с фотоэлектрическими, использовались и фотографические наблюдения с 1900 по 1970гг. [2]. Обнаружены изменения блеска с множественной долговременной цикличностью. Наиболее стабильным является цикл 5.8 лет.

Из сказанного можно сделать вывод, что если в излучении RY Tau и есть периодичность, то ее трудно выделить на фоне большой неправильной переменности, или она присутствует не всегда.

Мы провели исследование периодичности RY Тельца на большем, чем это делалось до сих пор, материале, охватывающем 33 сезона наблюдений. Продолжительность ряда - около 12500 дней.

2. ***Наблюдательный материал.*** Для исследования использовались:

1. Фотоэлектрические *UBV*-наблюдения RY Tau, выполненные в Крымской лаборатории ГАИШ, начиная с 1965г. Наблюдения 1965-1980гг. опубликованы (и проанализированы) ранее [4], результаты анализа наблюдений 1981-1986гг. содержатся в работе Чугайнова и др. [17]. Дальнейшие наблюдения 1986-2000гг. приведены в табл.1. Средняя точность наблюдений составляет 1-2%.

2. Наблюдения, выполненные на горе Майданак В.С.Шевченко с сотрудниками по программе "ROTOR".

3. Наблюдения 1990-1991гг. [20].

4. Результаты, полученные в КрАО Ю.С.Ефимовым и предоставленные в наше распоряжение до публикации [21].

5. Наблюдения Кардополова и Филипьева [22].

Таблица 1

UBV-НАБЛЮДЕНИЯ RY Tau, ВЫПОЛНЕННЫЕ НА КРЫМСКОЙ СТАНЦИИ ГАИШ В 1986-2000гг.

JD2400000+	*V*	*B - V*	*U - B*	JD2400000+	*V*	*B - V*	*U - B*
1	2	3	4	1	2	3	4
46677.533	10.40	1.05	0.53	47208.267	9.72	0.96	0.44
46679.530	10.47	1.06	0.56	47209.218	9.73	0.97	0.40
46681.530	10.52	1.05	0.49	47222.234	9.72	0.97	0.43
46683.538	10.41	1.11	0.54	47226.308	9.77	0.99	0.48
46685.534	10.37	1.09	0.50	47237.234	9.93	1.01	0.40
46695.508	10.12	1.11	0.53	47237.264	9.94	1.00	0.44
46702.595	10.02	1.08	0.52	47417.518	10.52	0.96	0.43
46703.485	9.92	1.07	0.51	47417.570	10.53	0.94	0.40
46706.528	9.90	1.07	0.51	47418.549	10.48	0.97	0.45
46708.551	9.77	1.04	0.59	47419.512	10.38	0.97	0.48
46709.524	9.74	1.02	0.48	47419.565	10.37	0.99	0.53
46710.512	9.78	1.02	0.45	47420.549	10.36	1.00	0.48
46715.566	10.04	1.04	0.56	47439.538	10.42	1.01	0.53
46759.323	9.98	1.00	0.49	47442.493	10.29	1.01	0.46
46761.425	9.91	1.01	0.42	47449.512	9.89	0.98	0.49
46770.366	10.11	1.00	0.42	47449.567	9.90	0.98	0.48
46771.425	10.16	0.98	0.43	47450.545	9.89	0.98	0.48
46772.343	10.07	1.01	0.45	47450.608	9.91	0.98	0.47
46773.349	10.07	0.96	0.44	47451.522	9.92	0.99	0.52
46774.359	10.06	0.95	0.41	47536.317	10.02	1.05	0.63
46831.279	10.74	1.02	0.42	47536.367	10.00	1.04	0.60
46831.323	10.76	1.01	0.49	47540.299	9.68	1.02	0.54
46841.188	10.34	1.00	0.40	47540.364	9.68	1.02	0.53
46842.197	10.28	1.01	0.55	47569.235	9.60	0.98	0.50
47057.508	9.69	1.01	0.42	47586.245	10.18	1.10	0.61
47059.555	9.67	0.98	0.50	47592.245	9.60	1.04	0.37
47061.552	9.70	0.97	0.42	47600.247	9.65	1.01	–
47062.540	9.82	0.98	0.45	47835.455	9.94	1.00	0.42
47063.553	9.97	0.99	0.53	47836.385	9.96	0.99	0.47
47064.548	9.87	1.00	0.46	47837.533	10.31	0.97	0.45
47065.553	9.92	1.01	0.48	47838.430	10.21	0.99	0.50
47066.528	9.95	1.01	0.46	47855.352	10.57	0.99	0.47
47116.570	10.08	1.00	0.40	47855.397	10.59	0.98	0.48
47124.447	9.95	1.00	0.48	47861.355	10.31	1.01	0.50
47126.375	10.19	1.01	0.47	47892.195	10.08	1.03	0.49
47167.216	10.01	0.97	0.48	47893.281	10.06	1.02	0.48
47168.296	9.95	1.03	0.55	47922.225	10.30	1.02	0.43
47177.381	10.59	1.06	0.51	47943.268	10.08	1.02	0.42
47183.199	10.13	1.06	0.55	47944.214	9.98	0.98	0.45
47183.358	10.11	1.03	0.54	47946.250	9.94	1.00	0.50
47184.198	10.14	1.04	0.45	47948.222	9.92	0.99	0.43
47202.219	9.81	1.00	0.42	47966.246	9.90	0.97	0.41
47202.269	9.80	1.01	0.44	47970.245	9.92	0.96	0.44
47205.298	9.75	0.98	0.46	48151.522	10.46	0.92	0.35
47207.292	9.74	0.98	0.39	48158.487	10.49	0.95	0.39

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
48158.552	10.50	0.95	0.38
48164.555	10.58	0.95	0.38
48176.495	10.40	1.04	0.33
48176.545	10.39	0.98	0.37
48188.502	10.59	0.96	0.38
48189.443	10.60	0.96	0.40
48211.390	10.33	0.97	0.43
48244.225	10.30	0.97	0.38
48249.297	10.48	0.94	–
48250.221	10.44	0.96	0.46
48251.252	10.40	1.00	0.46
48251.298	10.40	1.00	0.44
48252.212	10.35	1.00	0.48
48272.208	9.94	0.95	0.39
48273.236	9.99	0.97	0.46
48274.204	9.94	0.97	0.41
48276.277	10.07	0.95	0.48
48277.296	10.09	0.99	0.55
48294.221	9.95	0.99	0.48
48295.270	10.08	1.01	0.49
48297.240	9.94	1.00	0.51
48325.239	9.88	0.95	0.48
48505.538	10.00	1.04	0.55
48509.552	10.05	1.00	0.46
48515.556	10.00	1.01	0.46
48516.550	10.14	1.02	0.48
48525.560	10.20	0.99	0.48
48534.576	10.34	1.03	0.50
48539.554	10.45	1.00	0.43
48540.449	10.47	1.00	0.47
48541.548	10.48	0.99	0.49
48543.504	10.37	0.98	0.41
48546.431	10.34	0.98	0.41
48573.404	10.46	0.97	0.42
48576.462	10.45	0.98	0.42
48603.348	10.39	0.96	0.45
48861.540	10.59	0.88	0.36
48865.516	10.42	0.97	0.43
48866.523	10.62	0.96	0.45
48870.523	10.42	1.07	0.36
48894.586	10.50	1.01	0.46
48916.486	10.44	0.99	0.42
48930.507	10.29	1.00	0.43
48958.301	10.60	0.94	0.38
48959.310	10.59	0.95	0.37
48961.294	10.69	0.95	0.47
49006.233	10.58	0.88	0.30
49031.301	10.64	0.90	0.37
49059.258	10.44	0.95	0.40
49062.268	10.46	0.92	0.34
49245.530	10.30	0.99	0.43
49246.545	10.26	0.98	0.45
49248.514	10.17	0.97	0.41
49251.554	10.22	0.97	0.43
49253.536	10.16	0.96	0.34
49255.547	10.29	0.96	0.37
49273.527	10.45	0.95	0.39
49274.575	10.48	0.95	0.35
49359.235	10.78	0.97	0.46
49360.341	10.80	0.97	0.40
49362.265	10.80	0.96	0.39
49393.283	10.53	0.97	0.38
49394.287	10.51	0.96	0.38
49400.285	10.59	0.97	0.47
49412.248	10.32	0.98	0.45
49596.512	10.69	1.02	0.46
49600.515	10.65	1.06	0.50
49601.493	10.65	1.06	0.52
49609.529	10.52	1.11	0.57
49611.539	10.74	1.06	0.48
49629.434	10.52	1.07	0.51
49630.515	10.60	1.04	0.37
49640.517	10.58	1.07	0.46
49653.394	11.22	1.02	0.39
49654.447	11.15	1.05	0.47
49658.346	11.10	1.04	0.48
49663.433	11.11	1.04	0.41
49665.430	11.13	1.04	0.52
49692.248	10.45	1.13	0.60
49711.261	10.56	1.07	0.48
49716.305	10.41	1.08	0.54
49717.286	10.38	1.10	0.50
49737.199	10.25	1.07	0.51
49751.339	10.54	1.11	0.56
50007.396	10.99	0.97	0.44
50008.391	10.99	0.97	0.41
50009.368	10.96	0.97	0.37
50010.408	10.97	0.95	0.42
50014.374	11.10	0.94	0.42
50015.415	11.17	0.93	0.38
50017.444	11.14	0.96	0.41
50047.360	10.75	1.05	0.54
50048.430	10.84	1.01	0.48
50060.305	10.57	1.09	0.56
50064.408	10.47	1.08	0.56
50311.522	10.85	0.92	0.44
50361.441	10.67	0.95	0.44
50362.502	10.61	0.96	0.38
50373.508	10.23	1.03	0.51
50392.592	10.01	1.09	0.59

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	1	2	3	4
50393.580	9.93	1.07	0.62	50818.210	10.22	0.92	0.34
50395.499	9.90	1.09	0.67	50827.333	10.31	0.92	0.38
50397.457	9.92	1.10	0.62	50863.278	10.64	0.83	0.26
50400.449	9.87	1.06	0.56	50865.320	10.64	0.81	0.22
50400.490	9.85	1.05	0.58	50867.296	10.61	0.83	0.25
50402.576	9.61	1.00	0.49	50868.242	10.60	0.83	0.25
50403.429	9.62	1.02	0.52	50869.260	10.62	0.79	0.24
50403.485	9.62	1.01	0.52	50875.275	10.53	0.88	0.36
50405.380	9.63	1.03	0.60	51044.516	10.77	0.98	0.44
50405.425	9.64	1.04	0.57	51046.529	10.67	0.91	0.47
50408.492	9.72	1.08	0.60	51048.536	10.73	0.91	0.43
50435.156	9.63	1.11	–	51052.523	10.70	0.93	0.37
50436.414	9.54	1.05	0.50	51054.530	10.73	0.92	0.44
50478.265	9.65	1.03	0.50	51059.531	10.75	0.88	0.37
50478.294	9.65	1.02	0.49	51061.522	10.78	0.91	0.33
50479.229	9.69	1.01	0.53	51074.547	10.57	0.99	0.51
50484.342	9.70	1.02	0.54	51075.491	10.61	1.00	0.48
50487.266	9.66	1.02	0.50	51078.522	10.58	0.95	0.36
50491.294	9.89	1.04	0.59	51081.478	10.40	0.96	0.45
50504.331	10.70	0.92	0.42	51088.512	10.23	0.98	0.47
50505.305	10.65	0.93	0.39	51103.522	10.36	0.97	0.45
50509.284	10.44	1.00	0.43	51104.451	10.38	0.97	0.43
50510.308	10.42	0.99	0.41	51105.385	10.38	0.97	0.43
50511.239	10.52	0.95	0.38	51111.410	10.46	0.97	0.45
50519.278	10.61	0.99	0.45	51112.453	10.47	0.97	0.50
50521.303	10.79	0.94	0.38	51137.329	10.51	0.92	0.40
50526.281	10.82	0.98	0.49	51197.329	10.76	0.99	0.48
50689.541	9.81	0.98	0.50	51199.297	10.73	0.99	0.51
50690.531	9.83	0.99	0.47	51264.241	10.08	1.00	0.49
50695.519	9.88	0.98	0.53	51433.531	10.43	1.01	0.47
50696.543	9.84	0.99	0.50	51438.510	10.33	1.00	0.48
50699.546	9.89	1.01	0.52	51439.545	10.36	1.00	0.500
50704.538	10.37	0.99	0.48	51445.556	10.44	1.00	0.45
50704.574	10.37	0.99	0.52	51454.496	10.71	0.94	0.40
50726.491	10.59	0.94	0.45	51455.487	10.78	0.93	0.37
50730.450	10.54	1.00	0.42	51467.454	10.56	0.95	0.36
50748.441	10.36	1.00	0.44	51468.442	10.55	0.95	0.36
50751.569	10.23	1.01	0.53	51491.499	10.77	0.93	0.36
50753.458	10.41	0.97	0.44	51492.374	10.77	0.93	0.42
50754.558	10.11	1.04	0.52	51493.462	10.77	0.92	0.38
50754.604	10.11	1.04	0.52	51502.368	10.78	0.94	0.35
50755.445	10.19	1.03	0.50	51549.262	10.45	1.01	0.52
50758.408	10.47	0.95	0.44	51552.220	10.45	1.00	0.53
50758.445	10.58	0.96	0.34	51557.306	10.65	0.98	0.51
50759.403	10.48	0.95	0.39	51581.267	10.66	0.97	0.50
50759.444	10.48	0.95	0.40	51605.269	10.33	1.00	0.42
50760.382	10.49	0.96	0.42	51615.256	10.28	1.00	0.48
50761.406	10.39	0.98	0.40	51618.225	10.22	0.96	0.52
50761.445	10.38	0.98	0.43	51628.230	10.30	1.04	0.47
50762.439	10.43	0.97	0.44	51629.235	10.30	1.00	0.48

В табл.2 содержатся интервалы наблюдений в JD, количество наблюдений в каждом из трех фильтров *VBU* и источник, откуда взяты эти наблюдения.

Таблица 2

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

	JD	*V*	*B*	*U*	
1	2439022-51629	653	648	638	Зайцева, 1982 Чугайнов и др., 1991 табл.1 настоящей работы
2	2444475-44984	80	80	74	Кардополов, Филипьев, 1985
3	2447745-49644	375	374	139	Шевченко и др. программа "ROTOR"
4	2448212-48299	41	40	30	Боувье и др.,1993
5	2444876-47601 2450435-50518	133 9	133 9	133 9	Ефимов, 1998
Всего		1291	1284	1023	

Несмотря на то, что все авторы обычно редуцируют свои наблюдения к стандартной системе Джонсона, между ними все же остается систематическая разница. Мы привели все наблюдения к нашей фотометрической системе. Редукция наблюдений, выполненных по программе "ROTOR", была проведена по 22 общим ночам наблюдений. Поправки в фильтре *V* составили около 2%, для показателей цвета $B-V$ и $U-B$ они достигали 6%. Уравнения перехода КрАО-ГАИШ были получены по 46 общим ночам наблюдений. В этом случае поправки составили для яркого ($V = 9^m.4 - 9^m.6$) блеска $0^m.00 - 0^m.02$, для слабого ($V = 11^m$) они достигали 14%, а для показателей $B-V$ и $U-B$ - 3% и 10%, соответственно. В двух других случаях [20,22] поправки были не больше 1% и не учитывались.

Таким образом, в нашем распоряжении оказалось около 1300 наблюдений в каждом из трех фильтров *UBV*, приведенных к одной фотометрической системе (ГАИШ). Этот однородный ряд наблюдений использовался для поиска возможных периодичностей, как на длинных временных интервалах - от 10000 до 100 суток, так и на коротких - от одного до 50 дней.

3. ***Долговременные изменения блеска.*** На рис.1 представлены кривые блеска RY Tau в лучах *V* и показателей цвета $B-V$ и $U-B$, построенные по всем наблюдениям. Видно, что средний блеск звезды сильно меняется - в пределах 2^m. В данной работе цветовые изменения специально не исследовались. Можно лишь отметить, что в максимуме блеска показатели цвета возрастали с большим внутренним разбросом. Такое же поведение показателей цвета неоднократно отмечалось и у ряда

рентгеновских двойных, в частности, у A0535+26 [23].

Для поиска периодичностей весь массив данных был переведен из звездных величин в линейную шкалу интенсивностей.

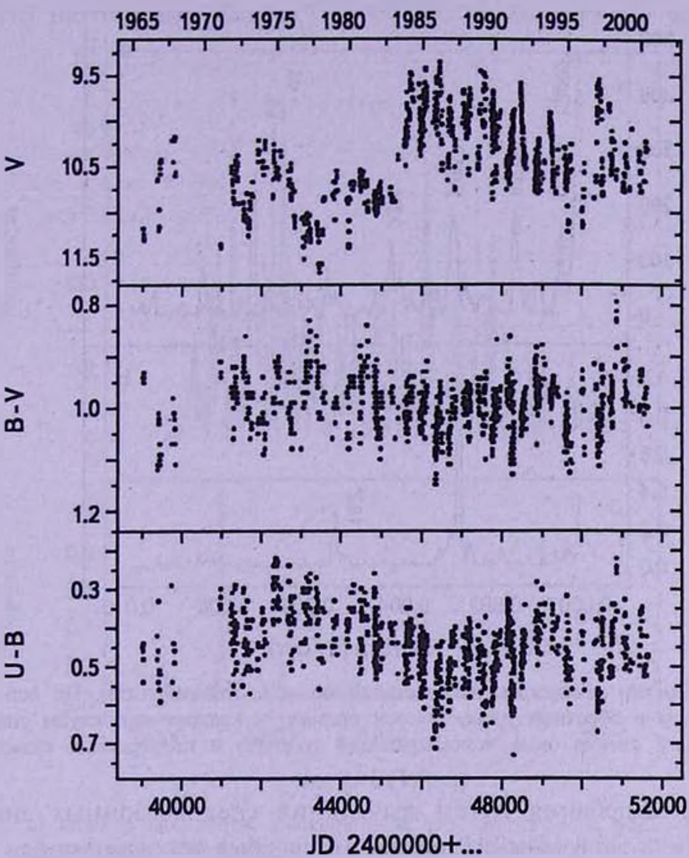


Рис.1. Кривые блеска в лучах V и показателей цвета $B - V$ и $U - B$, построенные по всем сводным наблюдениям с 1965 по 2000гг.

Прежде всего предстояло выяснить, имеются ли у RY Tau более-менее устойчивые долговременные циклы. Для этого весь ряд был подвергнут анализу методом Фурье в интервале периодов от 10000 до 100 дней. На этом временном интервале наиболее выдающиеся пики на периодограмме находятся на частотах, соответствующих периодам 2000, 660 и 345 дней (рис.2a). Амплитуда этих пиков в 5 раз превосходит среднюю дисперсию ряда. Эти значения недостаточны, чтобы быть значимыми, тем более что распределение квадратов амплитуд на периодограмме является экспоненциальным, а не гауссовым [24]. Следовательно, с этими значениями нельзя связывать наличие периодичности на этих временных интервалах, но, по-видимому, можно считать реальным присутствие долговременных циклов в изменениях блеска RY Tau. На рис.2b показан соответствующий спектр окна, где явно видны годовая и полугодовая скважности.

Для поиска периодов, не превышающих одного года, исходный ряд был подвергнут дополнительной обработке, а именно были убраны крупно-

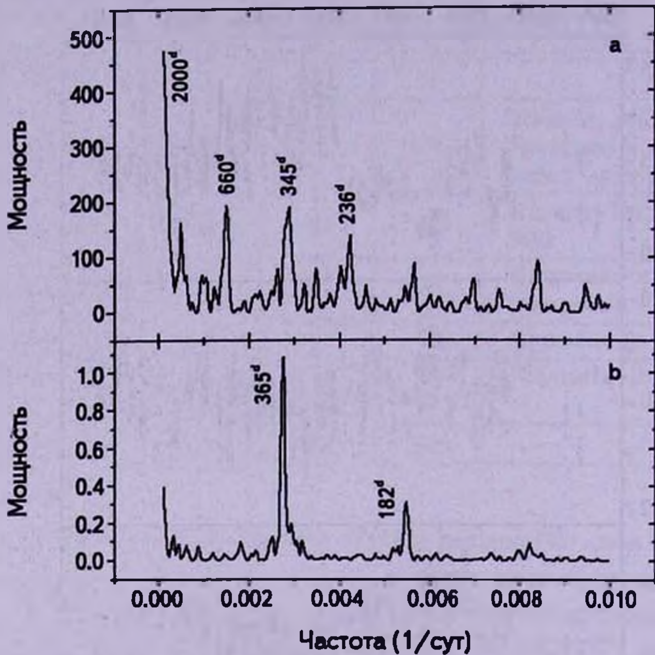


Рис.2. а) Спектр мощности, построенный по всем наблюдениям. По оси абсцисс отложена частота в обратных днях, по оси ординат - квадрат амплитуды спектра. b) Соответствующий спектр окна, показывающий годовую и полугодовую скважность.

масштабные колебания путем вычитания среднесезонных значений интенсивностей. Полученный сглаженный ряд был использован для поиска периодов методом Фурье в интервале от 500 до 50 дней. Шаг по частоте выбирался равным $1/5T$, где T - длительность ряда (12500 дней). На рис.3a приведена периодограмма для фильтра V. Наиболее высокие пики соответствуют периодам 308.6, 196.0 и 181.8 дней (обозначены цифрами 1, 2 и 3, соответственно). Третий пик представляет явный остаток полугодовой модуляции данных, который виден в спектральном окне (рис.3b). Второй пик ($P = 196$ дней), возможно, связан со способом вычитания тренда, поскольку он довольно близок к средней продолжительности сезонов наблюдений (около 200 суток). Остается пик на частоте $\upsilon_0 = 0.00324$, соответствующей периоду 308.6 дней. Встает вопрос, какова статистическая значимость этого пика. Для ответа на этот вопрос воспользуемся работами Теребижа [24], Дорошенко, Ефимова и др. [25].

Будем рассматривать наш исходный временной ряд как случайный стационарный процесс. Его основные характеристики следующие. Длина временного ряда ΔT составляет 12600 дней, число измерений $N = 1291$, следовательно, средний интервал между наблюдениями Δt около 10 дней. Амплитуда рассматриваемого пика $I(\upsilon_0) = 40.6$. Среднее значение спектральной плотности на периодограмме $\langle I(\upsilon) \rangle = 7.27$, ее стандартное уклонение от

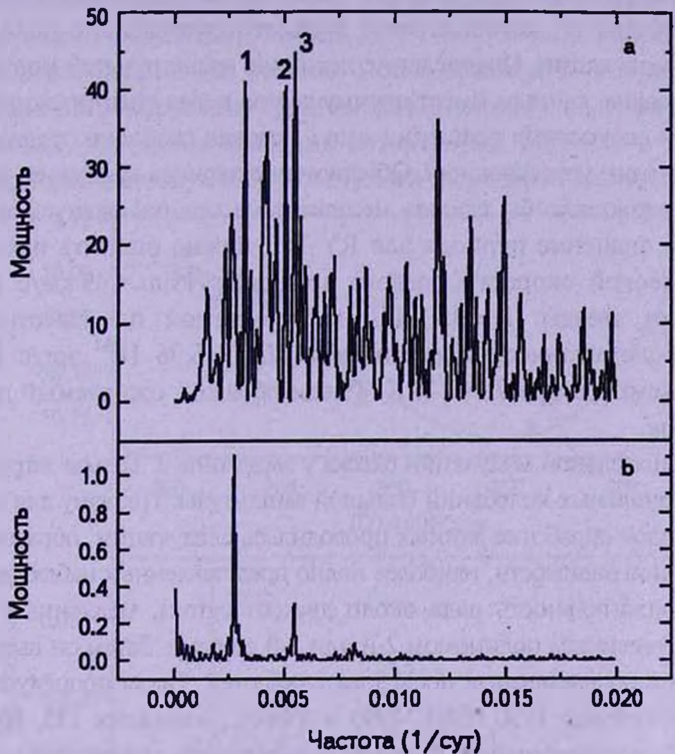


Рис.3. a) Спектр мощности, построенный для сглаженного ряда наблюдений за вычетом среднесезонных значений интенсивностей. Обозначения осей те же, что и на рис.2а. b) То же, что и на рис.2b.

среднего $\sigma_I = 7.60$. Следовательно, высота пика, выраженная в единицах стандартного отклонения $I(\upsilon_0)/\sigma_I = 5.3$. Оценим число независимых частот в реализации периодограммы. Поскольку общий интервал частот $\Delta\upsilon$ от 0 до 0.02, а разрешение по частоте $\delta\upsilon$, оцененное по ширине пика на половине интенсивности, составляет 0.0002, получаем число независимых частот $m = \Delta\upsilon/\delta\nu \approx 100$. Тогда вероятность того, что хотя бы одно из значений m превзойдет уровень 5.3, составит $G_m = 0.39$, т.е. уровень значимости наблюдаемого максимума составляет около 39%. Следовательно, примерно каждое третье из 100 значений периодограммы может дать пик выше рассматриваемого, и его нельзя считать достоверным. Такие же рассуждения можно было бы провести и для пиков №2 и 3 (рис.2а). Отметим здесь, что при $m \approx 10^2$ "правилу 3σ" соответствует уровень значимости 0.135%.

Для фильтра B периодограмма имеет аналогичный вид, а для фильтра U максимальные пики находятся на тех же частотах, но значимость их меньше. Этого и можно было ожидать из-за наличия вспышек в фильтре U.

4. ***Внутрисезонные изменения блеска.*** Из коротких периодов наиболее интересны те, которые могут быть отождествлены с периодами вращательной модуляции. Определение периодов вращательной модуляции по фотометрическим данным имеет преимущество перед спектроскопически определенными скоростями вращения $\upsilon \sin i$, так как свободно от неуверенности в определении угла наклона i. Обнаружение периода вращения, важное само по себе, позволило бы сделать независимые оценки радиуса звезды.

Ожидаемое значение периода для RY Tau можно оценить исходя из спектроскопической скорости осевого вращения $V \sin i = 49$ км/с [26] и оценки радиуса звезды $R = 3.7 \cdot 10^{11}$ см, находимой по известной из наблюдений болометрической светимости $L_{bol} = 6.96 \cdot 10^{34}$ эрг/с [27] и эффективной температуре $T = 5170$ K. Таким образом, ожидаемый период около 5-7 суток.

Поиски вращательной модуляции блеска у звезд типа Т Тельца затруднены наличием неправильных колебаний большой амплитуды. Поэтому для поиска коротких периодов обработка данных проводилась следующим образом. Для каждого из сезонов видимости, наиболее полно представленных наблюдениями (средняя продолжительность ряда около двухсот суток), медленный тренд представлялся степенным полиномом 2-й или 3-й степени. Затем он вычитался из рассматриваемых временных последовательностей. Такая процедура была применена для сезонов 1990, 1991, 1993 и 1996гг., имеющих 135, 80, 76 и 75 наблюдений, соответственно. Полученные разности анализировались на периодичность методом Фурье в интервале периодов от 2 до 50 дней. Периодограммы, построенные по наблюдениям 1990 и 1991гг., не показывают сколько-нибудь значимых пиков. И лишь периодограммы, полученные по наблюдениям в сезоны 1993 и 1996гг., заслуживают специального рассмотрения.

На верхней панели рис.4 показана кривая блеска и аппроксимирующий полином по наблюдениям 1993г., а на средней панели - периодограмма для наблюдаемых значений блеска за вычетом полинома 3-й степени. На этой периодограмме самый высокий пик соответствует циклу в 20.0 суток ($\upsilon_0 = 0.050$). Его мощность $I(\upsilon_0) = 0.0050$ превышает среднеквадратичное уклонение $\sigma_I = 0.000465$ в 10.8 раз, а среднее значение спектральной плотности $\langle I(\upsilon) \rangle = 0.000331$ - в 15 раз. При 100 независимых частотах получаем вероятность случайного появления пика $G(m) = 3 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, уровень значимости наблюдаемого пика составляет 0.003%. Это очень высокий уровень значимости, и период 20.0 дней достоверен. Других значимых пиков на периодограмме в сезон 1993г. нет. Отметим здесь, что при 100 независимых ординатах периодограммы значимый максимум $I(\upsilon_0)$ должен, по крайней мере, в 11 раз превосходить стандартное отклонение σ_I (или средний уровень $\langle I(\upsilon)\rangle$). Важно отметить, что спектр скважности по наблюдениям в этот сезон не имеет значимых максимумов в рассматриваемом диапазоне частот. На нижней панели рис.4 представлена средняя кривая блеска для периода $20^d.0$, ее амплитуда $0^m.12$. Такой период не может быть периодом вращательной модуляции, так как при $V\sin i = 50$ км/с привел бы к радиусу в 24 радиуса Солнца или больше. Таким образом, в этот наблюдательный сезон мы не обнаружили свидетельства наличия периода вращательной модуляции, вероятное значение которого мы оценили в 5-7 суток.

Перейдем к сезону 1996г. На верхней и средней панели рис.5 показаны,

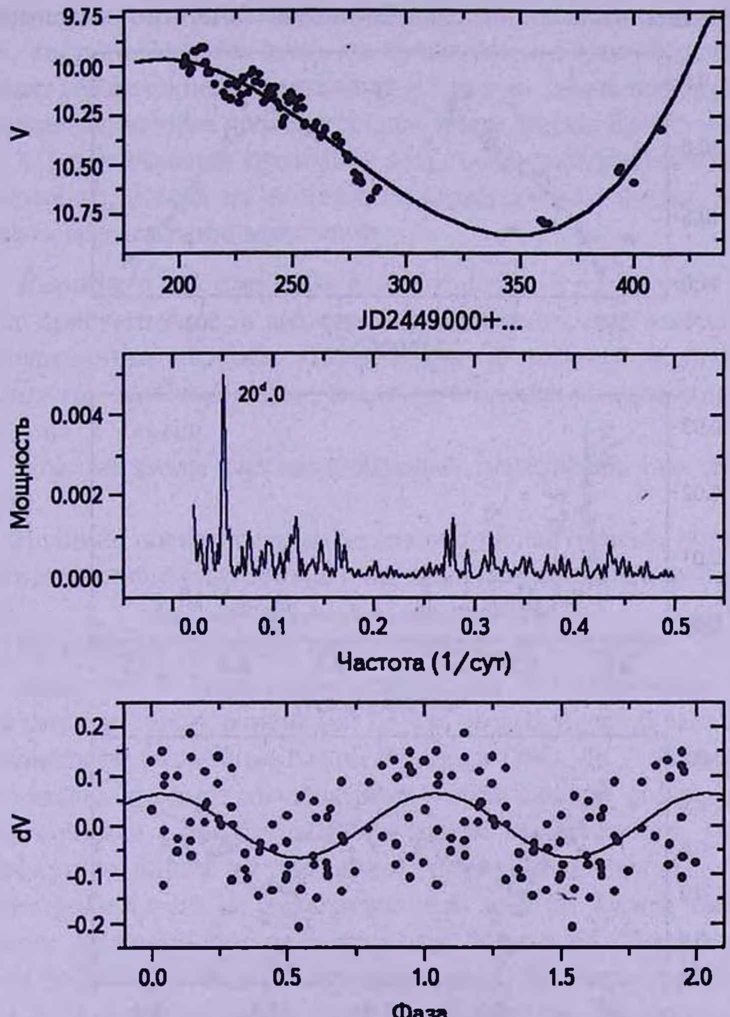


Рис.4. Верхняя панель: кривая блеска и аппроксимирующий полином по наблюдениям 1993г. Средняя панель: спектр мощности для разностей, полученных после вычитания из наблюдаемых значений блеска аппроксимирующего полинома. Обозначения осей те же, что и на рис.2а. Нижняя панель: свертка наблюдений 1993г. с периодом 20 дней.

аналогично рис.4, кривая блеска с аппроксимирующим полиномом и периодограмма для значений блеска за вычетом полинома. На этом рисунке самый высокий пик соответствует циклу в 29.4 суток. Его мощность 0.0298 превышает среднеквадратичное уклонение спектра, равное 0.00326, в 9.2 раза, а отношение к среднему составляет 12.4. При 100 независимых частотах такое отношение мощности к среднему дает вероятность случайного появления пика $G(m) = 0.0004$, что соответствует уровню значимости 0.04%, т.е. период 29.4 суток достоверен. На нижней панели рис.5 показана средняя кривая блеска для этого периода. Ее амплитуда составляет $0^m.2$. Длительность этого цикла близка к продолжительности месяца, но в спектре окна на соответствующей частоте нет сколько-нибудь заметного максимума, и

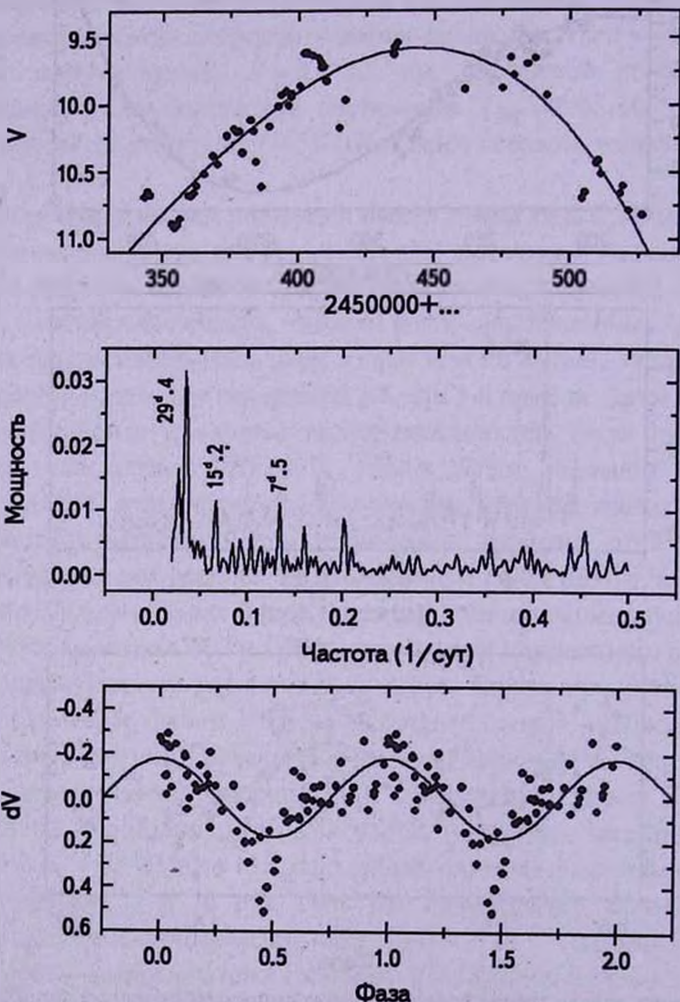


Рис.5. Верхняя и средняя панель: то же, что и рис.4, по наблюдениям в сезон 1996г. Нижняя панель: средняя кривая блеска по наблюдениям 1996г. Фазы вычислены с периодом 29.4 дня.

появление цикла $29^d.4$ никак не связано со скважностью данных.

На периодограмме, построенной по наблюдениям 1996г., есть еще два пика, соответствующие периодам $15^d.2$ и $7^d.5$. Их относительная мощность в долях стандартного уклонения 0.0114/0.00316 = 3.6, что соответствует довольно низкому уровню значимости. Несмотря на их низкую значимость, следующие обстоятельства требуют обратить на эти периоды особое внимание. Во-первых, после того, как настоящая работа в основном была закончена, стали доступны наблюдения, выполненные на горе Майданак по программе "ROTOR" в этот же период времени. Объединение этих данных с нашими увеличило вдвое число наблюдений, а сами пики стали более значимыми. Кроме того, их частота соответствует частоте пика на периодограмме для 1983г., когда наблюдался столь же яркий блеск звезды. Уже сам по себе этот факт говорит в пользу того, что в излучении звезды есть периодическая составляющая, которая проявляется при ярком блеске. Кроме того, периоды 15.15, 7.52 дня являются кратными. Мы отдаем предпочтение периоду 7.52 дня, который, исходя из физических характеристик звезды, может быть периодом вращательной модуляции.

5. *Выводы и обсуждение результатов.* В оптическом излучении RY Tau присутствуют как долговременные циклические изменения, так и кратковременные периоды. Природа этих изменений различна. Можно выделить три основных механизма, ответственных за переменность блеска звезд типа Т Тельца.

1. Затмение звезды пылевыми облаками, движущимися по кеплеровским орбитам.

2. Наличие поверхностных неоднородностей (пятен), обусловленное магнитной активностью звезды и вызывающее вращательную модуляцию блеска.

3. Переменная аккреция газа на поверхность звезды.

У звезд типа Т Тельца присутствуют все эти механизмы, что делает поиск периодических изменений блеска весьма трудной задачей.

Аномальное увеличение блеска RY Tau в 1996г. на 1^m за время порядка одного месяца благодаря спектральному сопровождению, позволило выделить в этом событии один основной механизм переменности. Постоянство фотосферных линий и примерное постоянство потоков излучения эмиссионных линий на двух различных уровнях блеска означает, что источник переменности находится вне звезды [9]. Пылевая оболочка переменной плотности затмевает свет звезды. При этом показатели цвета $B-V$ и $U-B$ остаются практически без изменения, что свидетельствует о нейтральном поглощении. Увеличение линейной поляризации в минимуме также указывает на то, что за ослабления блеска звезды ответственна пылевая компонента ее оболочки [14]. Форма оболочки наиболее вероятно *дискообразная*, и мы наблюдаем RY Tau почти с экватора. Большое значение $v \sin i$ подтверждает это положение.

Из долговременных циклов наиболее устойчивым является цикл длительностью около 2000 дней. Он был обнаружен Зайцевой и Курочкиным [19] по наблюдениям, фотографическим и фотоэлектрическим, за период с 1900 по 1970гг. Наличие этого цикла подтверждается и дальнейшими наблюдениями до 2000г. Возможно, устойчивость этого цикла поддерживается внешней причиной, например, существованием невидимых спутников или связана с глобальными изменениями в переносе энергии конвекцией, либо существованием более-менее устойчивых структур повышенной плотности в околозвездном диске, вращающемся по кеплеровской орбите на расстоянии около 1 астрономической единицы от звезды.

Как показывают проведенные исследования, короткие периоды, обусловленные вращательной модуляцией блеска, присутствуют не всегда. По-видимому, в максимуме яркости, когда влияние факторов, ослабляющих общий блеск звезды, минимально, периодичность, обусловленная поверхностными неоднородностями, проявляется наиболее уверенно. Так, в сезон 1983-1984гг., когда впервые за многолетний промежуток времени блеск звезды значительно увеличился, были обнаружены периодические изменения [17]. Во время вспышки яркости 1996г. также проявился период 7.5 дня.

Различие между найденными ранее периодами вращательной модуляции 7.5 и 5.6 дней не может быть объяснено ошибками определения и, возможно, свидетельствует о наличии дифференциального вращения [17]. Как известно, у Солнца изменение периода осевого вращения от экватора к полюсу составляет около 20%, т.е. оно такого же порядка, как отмеченное у RY Tau.

У самой Т Тельца, являющейся прототипом этого класса звезд, наблюдается другая картина. Период 2.8 дня, обнаруженный в 1986г. по кооперативным наблюдениям нескольких обсерваторий [28], является довольно стабильным и подтверждается всеми дальнейшими наблюдениями [29,30]. Малая амплитуда переменности Т Тельца по сравнению с другими звездами этого класса может свидетельствовать о том, что мы видим эту звезду почти с полюса [28]. К этому же выводу приводит и сопоставление найденного значения периода с физическими характеристиками звезды.

И, наконец, хотелось бы провести параллель с молодой звездой BP Tau, для которой в САО были проведены измерения магнитного поля и показано, что оно не является стационарным и может перестраивать свою структуру за время порядка нескольких часов [31]. Причиной краткосрочной переменности магнитного поля могут быть нестационарные мелкомасштабные поля активных областей на поверхности звезды. Возможно, именно нерегулярная перестройка структуры магнитного поля приводит к отсутствию периодических колебаний блеска у RY Tau.

Мы планируем продолжить исследование RY Тельца по наблюдениям более поздних эпох.

В заключение автор благодарит Ю.С.Ефимова за предоставление наблюдений до их опубликования. Также автор выражает глубокую признательность К.Н.Гранкину, В.Г.Метлову и П.П.Петрову за полезную дискуссию и ценные замечания.

Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия, e-mail: gvz@sai.crimea.ua

ANALYSIS OF THE 30-YEAR SERIES OF PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF RY Tauri. I. SEARCH OF POSSIBLE PERIODICITIES

G.V.ZAJTSEVA

Based on photoelectric observations carried out by the author on SAI Crimean station from 1965 to 2000 and published data of other authors for the same period of time undertook the search of periodic changes in brightness of RY Tauri at various time intervals. The total duration of observations is 12500 days. Confirmed the presence of a long cycle of about 2000 days. Short periods, due to rotational modulation of brightness, are not always present. During the brightening star in 1996 became apparent period 7.5 days. Apparently, the discovery of oscillations, which could be identified with the rotational modulation, depends on the star's brightness. In 1993 and 1996 were detected periods 20.0 and 29.4 days respectively, due likely to inhomogeneities in the circumstellar disk.

Key words: *stars:variable T Tauri stars:periodicity - individual: RY Tauri*

ЛИТЕРАТУРА

1. *П.Н.Холопов*, Перемен. звезды, **10**, 180, 1954.
2. *В.П.Цесевич*, *Б.А.Драгомирецкая*, Звезды типа RW Возничего, Киев, 1973.
3. *W.Wenzel*, M.V.S., **5**, 117, 1970.
4. *Г.В.Зайцева*, Астрофизика, **18**, 67, 1982.
5. *W.Herbst*, *D.K.Herbst*, *E.J.Grossman*, *D.Weinstein*, Astron. J., **108**, 1906, 1994.

6. *Г.В.Зайцева*, Письма в Астрон. ж., **12**, 380, 1986.
7. *W.Herbst*, *P.C.Stine*, Astron. J., **89**, 1716, 1984.
8. *Г.В.Зайцева*, *Е.А.Колотилов*, *П.П.Петров и др.*, Письма в Астрон. ж., **11**, 271, 1985.
9. *P.P.Petrov*, *G.V.Zajtseva*, *Yu.S. Efimov et al.*, Astron. Astrophys., **341**, 553, 1999.
10. *G.H.Herbig*, *K.R.Bell*, Lick Obs. Bull., No 1111, 1988.
11. *S.Cabrit*, *S.Edwards*, *S.E.Strom*, *K.M.Strom*, Astrophys. J., **354**, 687, 1990.
12. *G.H.Herbig*, Astrophys. J., **214**, 747, 1977.
13. *A.M.Ghez*, *G.Neugebauer*, *K.Matthews*, Astrophys. J., **106**, 2005, 1993.
14. *Ю.С.Ефимов*, Перемен. Звезды, **21**, 273, 1980.
15. *W.Herbst*, *J.F.Booth*, *D.L.Koret et al.*, Astron. J., **94**, 137, 1987.
16. *W.Herbst*, *D.L.Koret*, Astron. J., **96**, 1949, 1988.
17. *П.Ф.Чугайнов*, *Г.В.Зайцева*, *М.Н.Ловкая*, Известия КрАО, **83**, 139, 1991.
18. *J.Bouvier*, *S.Cabrit*, *M.Fernandez et al.*, Astron. Astrophys., **272**, 176, 1993.
19. *Г.В.Зайцева*, *Н.Е.Курочкин*, Астрон. циркуляр., **1126**, 3, 1980.
20. *J.Bouvier*, *S.Carbit*, *M.Fernandez*, *E.L.Martin*, *J.M.Matthews*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **101**, 485, 1993.
21. *Ю.С.Ефимов*, не опубликовано, 1998.
22. *В.Н.Кардополов*, *Г.К.Филипьев*, Переменные звезды, **22**, 103, 1982.
23. *Г.В.Зайцева*, Письма в Астрон. ж., **31**, 116, 2005.
24. *В.Ю.Теребиж*, Анализ временных рядов в астрофизике, М., Наука, 1992.
25. *В.Т.Дорошенко*, *Ю.С.Ефимов*, *В.Ю.Теребиж*, *Н.М.Шаховской*, Известия КрАО, **73**, 143, 1985.
26. *L.W.Hartmann*, *R.Hewett*, *S.Stahler et al.*, Astrophys. J., **309**, 275, 1986.
27. *M.Cohen*, *L.V.Kuhi*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **41**, 734, 1979.
28. *W.Herbst*, *J.F.Booth*, *P.F.Chugainov et al.*, Astrophys. J., **310**, L71, 1986.
29. *Г.В.Зайцева*, Астрофизика, **31**, 488, 1989.
30. *С.Ю.Мельников*, *К.Н.Гранкин*, Письма в Астрон. ж., **31**, 122, 2003.
31. *G.A.Chuntonov*, *D.A.Smirnov*, *S.A.Lamsin*, Astron. L., **33**, 38, 2007.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТЫ И ОЦЕНКА МАСС КОМПОНЕНТОВ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ADS 7251 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА 26-ДЮЙМОВОМ РЕФРАКТОРЕ В ПУЛКОВЕ

Н.А.ШАХТ, Д.Л.ГОРШАНОВ, Е.А.ГРОШЕВА, А.А.КИСЕЛЕВ, Е.В.ПОЛЯКОВ

Поступила 1 февраля 2010
Принята к печати 3 марта

В период с 1962 по 2006гг. на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории проводились фотографические наблюдения визуально-двойной звезды ADS 7251. Были получены 206 астронегативов, использованных для определения около 3000 относительных положений. По однородному ряду положений В-А компонентов ADS 7251 с ошибками одного среднегодового расстояния ρ и позиционного угла θ равными $\pm 0''.006$ и $\pm 0^{\circ}.02$, соответственно, определены элементы орбиты и сумма масс компонентов. Для определения орбиты был применен разработанный в Пулкове метод параметров видимого движения (ПВД). По 146 астронегативам были получены также положения и движения компонентов А и В относительно системы опорных звезд, что позволило определить положение центра масс и отношение масс компонентов. Полученные массы составляют $0.57\,M_{\odot}$ и $0.53\,M_{\odot}$ для А и В, соответственно, что не противоречит их спектральным классам и не указывает на наличие заметного избытка массы.

Ключевые слова: *звезды:двойные:масса:орбита - объект:ADS 7251*

1. *Введение*. Визуально - двойная звезда ADS 7251 ($\alpha_{2000.0} = 9^h14^m.4$; $\delta_{2000.0} = +52^{\circ}41'$; $\mu_x = -1.533$ "/год; $\mu_y = -0.563$ "/год; $\pi = 0''.162$; $7^m.64$; $7^m.74$; M0V, M0V [1]) в течение нескольких десятилетий наблюдается в Пулковской обсерватории на двух инструментах: с 1965г. на нормальном астрографе и с 1962г. на 26-дюймовом рефракторе. В данной работе анализируются результаты фотографических наблюдений, полученных на 26-дюймовом рефракторе ($D = 65$ см, $F = 10.41$ м, $M = 19.18$ "/мм).

ADS 7251 включена в пулковскую программу двойных и кратных звезд и звезд с темными спутниками. Темным или невидимым спутником является объект, имеющий, как правило, малую массу и низкую светимость, гравитационно связанный с главной звездой и оказывающий возмущающее влияние на ее движение в пространстве, которое проявляется в периодических уклонениях от орбитального движения (для двойных звезд) или от прямолинейного движения (для одиночных звезд).

Многолетние наблюдения по этой программе показали наши возможности в выявлении и подтверждении таких спутников (см., например, [2-4]). В то же время наш опыт наблюдений позволил определить пределы и ограничения по массе и по выявляемому периоду, зависящие от расстояния до исследуемой звезды, ее массы и от точности относительных положений. Присутствие спутника с наиболее продолжительным орбитальным периодом, около 23 лет, было обнаружено Грошевой [2] по 40-летнему ряду наблюдений в Пулкове у визуально-двойной звезды ADS 15571. При этом нижний предел массы спутника оказался равным $0.6\,M_{\odot}$.

Влияние спутника с малой массой, близкой к массе субзвездного объекта ($0.09\,M_{\odot}$), на звезду Gliese 623 (AC48° 1595/1589) (см. [5,6]), было подтверждено в работах [3,7] по независимому наблюдательному ряду в Пулкове с 1979 по 1995гг. Период обращения спутника по нашим данным составил 3.76 года.

Опыт наших исследований по данной программе, а также теоретические расчеты, учитывающие географическое положение Пулковской обсерватории и особенности распределения наблюдений в течение года, допускают возможность обнаружения влияния спутника звездной и субзвездной массы с периодами в пределах от 3-х до 20 лет.

Все же основной задачей, решаемой в рамках упомянутой программы. является определение орбит двойных звезд и оценки их масс. В некоторых случаях по достаточно продолжительному ряду удается определить отношение масс компонентов. Примером является определение масс компонентов A и B двойной звезды 61 Лебедя (см. работу Горшанова и др. [8]).

В настоящей работе нашей задачей было определение относительной орбиты и масс компонентов двойной звезды ADS 7251 по фотографическим наблюдениям на 26-дюймовом рефракторе по наблюдениям с 1962 по 2006гг.

Наиболее ранние определения орбиты ADS 7251 были сделаны Хопманом [9], Гюнцель-Лингнером [10] и Чанг [11]. По наблюдениям эмиссионных линий CaII в спектрах компонентов A и B Абтом и Леви [12] был сделан вывод о присутствии спутников с массами $0.014\,M_{\odot}$ и $0.025\,M_{\odot}$ и с периодами обращения 44.1 и 16.5 дней. Согласно [13] спектральные классы компонентов A и B соответствуют dM0.5.

Вопрос о присутствии невидимых спутников и возможного избытка массы у этой системы решался нами только в тех рамках, которые были определены точностью и продолжительностью ряда наших наблюдений.

2. *Наблюдения.* В настоящее время, начиная с 2003г., наблюдения на 26-дюймовом рефракторе продолжаются с помощью ПЗС-камеры FLI Pro Line 09000 с размером поля 12 кв. мин. Поэтому в данной работе мы постарались подвести итог фотографическим наблюдениям по указанной выше программе.

Рассматриваемый нами наблюдательный материал состоит из 206 фотопластинок со средним числом 15 экспозиций на каждой пластинке, полученных в 1962-2006 гг. Регулярные наблюдения ADS 7251 вблизи меридиана производились, как правило, каждый наблюдательный сезон с начала марта до середины апреля. Методика наблюдений двойных звезд в Пулкове описана в [14-15], а также в статье Горшанова и др. [8]. Основная часть наблюдений была проведена наблюдателями 26-дюймового рефрактора А.А.Киселевым, И.И.Канаевым, Г.А.Плюгиным, Н.А.Шахт и О.А.Калиниченко.

Относительные положения ADS 7251. полученные в Пулкове в 1962-1983 гг., даны в [14] в системе J1950.0, в каталоге [15] и в "Вашингтонском каталоге визуально-двойных звезд" [16] пулковские наблюдения приведены на J2000.0.

3. *Обработка*. Относительные положения компонентов В-А, опубликованные в [14-17], получены по измерениям на полуавтоматическом приборе "Аскорекорд". По пулковским наблюдениям был определен тригонометрический параллакс компонентов пары [18], и по данным [14] определялась ее орбита (см., например, [19]).

В дальнейшем все пластинки были переизмерены на пулковском автоматическом измерительном комплексе (АИК) "Фантазия", описание

Таблица 1

СРЕДНЕГОДОВЫЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ADS 7251, ПОЛУЧЕННЫЕ ПО ФОТОГРАФИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ НА 26-ДЮЙМОВОМ РЕФРАКТОРЕ В ПУЛКОВЕ

T	ρ	σ_ρ	$\theta_{J2000.0}$	σ_θ	T	ρ	σ_ρ	$\theta_{J2000.0}$	σ_θ
1962.175	18.007	0.006	81.750	0.029	1981.221	17.650	0.003	87.335	0.015
1963.111	17.996	0.008	82.054	0.027	1982.072	17.633	0.002	87.513	0.027
1964.222	17.979	0.004	82.397	0.017	1983.149	17.617	0.001	87.878	0.010
1965.256	17.953	0.005	82.643	0.020	1984.342	17.595	0.002	88.259	0.032
1966.157	17.928	0.005	82.946	0.011	1985.161	17.582	0.003	88.491	0.015
1967.126	17.924	0.002	83.207	0.039	1986.232	17.564	0.002	88.784	0.015
1968.169	17.898	0.007	83.450	0.015	1987.184	17.546	0.003	89.071	0.008
1969.161	17.859	0.005	83.759	0.039	1988.177	17.528	0.002	89.324	0.020
1970.235	17.849	0.006	84.126	0.016	1989.242	17.510	0.002	89.662	0.008
1971.119	17.831	0.010	84.357	0.024	1990.262	17.495	0.005	89.964	0.019
1972.081	17.799	0.010	84.579	0.006	1992.178	17.449	0.004	90.658	0.031
1973.103	17.804	0.004	84.935	0.021	1993.133	17.431	0.004	90.872	0.038
1974.207	17.784	0.004	85.241	0.010	1994.233	17.431	0.006	91.156	0.005
1975.155	17.768	0.001	85.530	0.015	1995.256	17.398	0.006	91.507	0.004
1976.167	17.748	0.001	85.790	0.020	1996.240	17.390	0.006	91.767	0.024
1977.314	17.720	0.005	86.125	0.014	1997.107	17.340	0.011	92.014	0.022
1978.088	17.706	0.004	86.365	0.008	1999.222	17.352	0.017	92.773	0.039
1979.266	17.678	0.004	86.685	0.025	2004.306	17.261	0.019	94.310	0.011
1980.188	17.676	0.004	86.995	0.018	2006.256	17.229	0.009	94.900	0.020

которого дано в работах [20,21]. Также были добавлены наблюдения 1984-2006гг. Таким образом, все приведенные в настоящей статье результаты основаны на автоматических измерениях (см. табл.1).

Точность наблюдений характеризуется ошибкой одной экспозиции σ_1, составляющей в среднем 0".030 по x и y. Ошибки одного среднегодового положения в полярных координатах приведены в табл.1. При использовании автоматической машины точность среднегодовых положений увеличилась в 1.2 раза.

Обработка наблюдений двойной звезды производилась по методике, изложенной в [15]. Использовались следующие формулы:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= M_0 x\left(1+b\left(1+k_1^2\right)\right)+2bk_1k_2M_0 y \\ \eta &= M_0 y\left(1+b\left(1+k_2^2\right)\right) \end{aligned}\right\}. \tag{1}$$

Здесь ξ, η - выраженные в секундах дуги разности тангенциальных экваториальных координат компонентов B и A на момент наблюдений, x, y - разности измеренных прямоугольных координат, M_0 - геометрический масштаб рефрактора, b - коэффициент рефракции, k_1, k_2 - координаты точки зенита.

Относительные полярные координаты ρ, θ вычислялись по известным формулам: $\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$, $\mathrm{tg}\theta = \xi/\eta$; где ρ - угловое расстояние между компонентами двойной звезды в секундах дуги; θ - позиционный угол в градусах. В табл.1 приведены среднегодовые относительные координаты ρ и θ ADS 7251, полученные на соответствующий средний момент наблюдений T в годах. Угол θ приведен в экваториальной системе J2000.0. Также даны среднеквадратичные ошибки σ_ρ, σ_θ одного среднегодового положения, выраженные в секундах дуги и градусах, соответственно.

Измерения с опорными звездами были обработаны по методу шести постоянных с использованием стандартной пластинки.

4. *Определение орбиты*. Орбита определялась по методу параметров видимого движения (ПВД), разработанному в Пулкове для определения орбитальных элементов по сравнительно короткой дуге орбиты (см. монографию Киселева [22], а также [23]). Исходными данными для получения орбиты ADS 7251 являются пять параметров видимого движения, определяемых на средний момент $T_0 = 1986.698$ наблюдаемой дуги орбиты. К параметрам видимого движения относятся: расстояние между компонентами - ρ, позиционный угол - θ, относительное движение компонентов - μ, его направление - ψ и радиус кривизны дуги - ρ_c (см. рис.1). Необходимыми дополнительными параметрами для определения орбиты являются тригонометрический параллакс - π и относительная лучевая скорость - ΔV_r. Эти параметры, вычисленные для звезды ADS 7251, и их размерность приведены в табл.2.

Подробное описание метода ПВД также приводится в [24], где он был применен для вычисления орбиты звезды S2, вращающейся вокруг галактического центра, и для оценки массы сверхмассивной черной дыры в центре Галактики. Там же было проведено сравнение результатов,

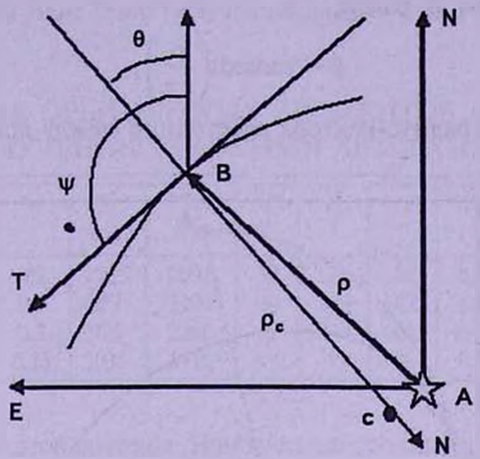


Рис.1. Параметры видимого движения в общем случае, *T*, *N* - касательная и нормаль, *c* - центр кривизны, А и В - компоненты двойной звезды, NAE экваториальная астроцентрическая система координат.

полученных с помощью данного метода, с результатами применения методов, основанных на эмпирическом соотношении между массами черных дыр в центральной части галактик и квазаров. и светимостями этих областей в радио- и рентгеновском диапазонах.

Одной из особенностей метода ПВД является возможность получения однозначных элементов относительной орбиты при использовании относительной лучевой скорости компонентов и давних наблюдений XIX

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ВИДИМОГО ДВИЖЕНИЯ И ЭЛЕМЕНТЫ ПВД-ОРБИТЫ ADS 7251. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ЛУЧЕВАЯ СКОРОСТЬ В-А, СОГЛАСНО [26]

Параметры видимого движения			Параметры орбиты		
T_0	год	1986.698	Большая полуось *a*	а.е.	166 ± 2
ρ_0	"	17.644 ± 0.002	Период обращения *P*	год	2035 ± 60
θ_0	°	87.4 ± 0.01	Эксцентриситет *e*		0.25 ± 0.03
ρ_c	"	23.3 ± 0.8	Долгота периастра ω	°	28.4 ± 2
μ	"	0.0926 ± 0.0003	Долгота восходящего узла Ω	°	45.6 ± 2
ψ	"	188.7 ± 0.2	Прохождение периастра T_p	год	1910 ± 60
$M_{AB}/M_\odot$		1.10 ± 0.15	β	°	+30.4
ΔVr	км/с	$+1.4 \pm 0.2$			

века. Мы использовали наблюдения В.Я. и О.В.Струве 1821-1878гг. для выбора предпочтительного варианта орбиты. На рис.2 показаны две динамически эквивалентные орбиты ADS 7251, соответствующие двум значениям угла β между радиусом - вектором положения и картинной плоскостью. Угол β равен:

$$\beta = \pm\arccos\left(\frac{\rho}{r\pi}\right),$$

где r - величина радиус-вектора расстояния между компонентами, выраженная в а.е.

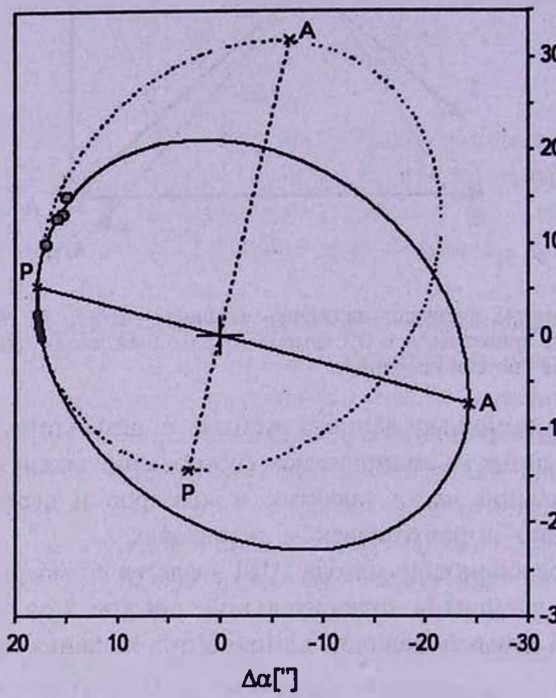


Рис.2. Варианты орбиты ADS 7251. Орбита, полученная с контролем по старым наблюдениям и соответствующая значению угла β, равному +30°, показана сплошной линией. Наблюдения 1821-1878гг. отмечены серыми кружками, пулковский ряд наблюдений с 1962 по 2006гг. - черными.

В дальнейшем, после определения всех динамических и геометрических элементов, уточняется сумма масс компонентов путем варьирования и минимизации разностей О-С.

Полученное окончательное значение $1.1\,M_{\odot}$ достаточно хорошо согласуется с суммой масс [9] и [11]. Относительная орбита с пулковскими наблюдениями показана на рис.2 сплошной линией.

Ранее орбита ADS 7251 определялась разными авторами (см. табл.3). Последним подробным исследованием, где дополнительно определены сумма и отношение масс компонентов, является работа Чанг [11], опубликованная в 1972г. Полученная в [11] орбита приведена в "6-м каталоге орбит визуально-двойных звезд" (2006г.), составленном Харткопфом и Мэйсоном [25], и является последней из современных работ, относящихся к этой звезде. После работы Чанг было получено большое число фотографических

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ADS 7251, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗНЫМИ АВТОРАМИ

Период наблюдений	a "	e	P год	T_p год	i °	Ω °	ω °	M_A/M_B $M_\odot$	Источник
1823-1954	22.4	0.2	1555	2091	32	74	53	0.45/0.46	[9]
1832-1954	16.5	0.5	687	2194	40	164	40	1.13/1.13	[10]
1823-1969	16.7	0.3	975	2260	21	174	44	0.41/0.73	[11]
1962-2006	26.7	0.25	2035	1910	139	45	28	0.57/0.53	Пулково

и ПЗС- наблюдений этой системы. Наиболее однородными и протяженными являются ряды наблюдений на 26" рефракторе Морской обсерватории США, а также наш пулковский ряд. Поэтому представляло интерес вычислить орбиту по новым наблюдательным данным и сравнить с предыдущими определениями. Сравнение ПВД орбиты с орбитами других авторов приведено в табл.3. Различие в орбитальных параметрах обусловлено особенностями применяемых методов и разным наблюдательным материалом.

Наклонность орбиты i в методе ПВД определяется однозначно $0° < i < 90°$, если $\cos i > 0$ - направление видимого движения спутника по орбите совпадает с вращением от X к Y в картинной плоскости, $d\theta/dt < 0$; $90° < i < 180°$, если $\cos i < 0$ - направление видимого движения спутника по орбите противоположно, $d\theta/dt > 0$. Также однозначно определяются долгота восходящего узла орбиты Ω и долгота периастра ω.

5. ***Оценка масс компонентов.*** Первоначально для оценки масс каждого из компонентов ADS 7251 было использовано 146 астронегативов, всего 1500 экспозиций, полученных за период наблюдений с 1963 по 1990гг. На этих пластинках имелось достаточное число опорных звезд. По этим пластинкам были определены положения X_{A_j}, Y_{A_j}, X_{B_j}, Y_{B_j} (j = 1, 2, ... 146) каждого из компонентов ADS 7251 по отношению к системе пяти звезд.

Используя значение параллакса из каталога HIPPARCOS, мы исключили из этих положений параллактическое смещение и, таким образом, были получены величины X'_{A_j}, Y'_{A_j}, X'_{B_j}, Y'_{B_j}, которые являются гелиоцентрическими положениями компонентов A и B на момент t_j.

Далее был применен метод, в котором отношения масс компонентов к суммарной массе являются свободными параметрами. Обозначим эти величины:

$$K_1 = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \quad \text{и} \quad K_2 = \frac{M_2}{M_1 + M_2}. \tag{2}$$

Здесь K_1 и K_2 являются отношением масс компонентов A и B с массами M_1 и M_2 к суммарной массе, равной $M_1 + M_2$, причем $K_1 + K_2 = 1$.

Для определения K_1 и K_2 мы воспользовались системой уравнений (3), где неизвестными являлись C_{xy} и μ_{xy}, а величины K_1 и K_2 в левых частях уравнений подбирались таким образом, чтобы полученное по способу наименьших квадратов решение соответствовало минимальному значению ошибки единицы веса E_0,

$$\begin{aligned} X'_{A_j} K_1 + X'_{B_j} K_2 &= C_x + \mu_x (t_j - t_0), \\ Y'_{A_j} K_1 + Y'_{B_j} K_2 &= C_y + \mu_y (t_j - t_0). \end{aligned} \tag{3}$$

Так как на данном участке орбиты направление орбитального движения близко к направлению собственного движения по Y, вначале было рассмотрено отношение K_1/K_2 только по координате X. Величина K_1/K_2 оказалась равной 0.54/0.46 при минимальной ошибке единицы веса E_0, равной 0".070.

По выборке из 104 пластинок со средней ошибкой единицы веса E_0=0".036 величина K_1/K_2 оказалась равной 0.51/0.49 в среднем по обеим координатам. Из уравнений (3) были получены координаты центра тяжести C_{xy} относительно компонента A, равные +8".487 ± 0".004 по X и +0".569± ± 0".003 по Y на средний момент наблюдений 1976.2 и относительное собственное движение центра тяжести системы μ_x, μ_y, равное -1".5463± ± 0".0006 и -0".5894 ± 0".0004, соответственно.

В дальнейшем мы решили уточнить отношение масс, используя проекцию движения по той оси координат, где корреляция с собственным движением не должна быть заметной. Были решены системы уравнений, где исходные относительные положения компонентов A и B были вычислены в проекции на ось H, перпендикулярную оси L - направлению движения центра тяжести системы.

Использовались следующие формулы:

$$H_A = -X'_A \cos\chi + Y'_A \sin\chi; \quad H_B = -X'_B \cos\chi + Y'_B \sin\chi. \tag{4}$$

где $\chi = \operatorname{arctg}(\mu_x/\mu_y)$, а X'_A, Y'_A, X'_B, Y'_B - исправленные за параллакс относительные положения компонентов в прямоугольных координатах. Далее были решены уравнения (5). Здесь собственное движение центра тяжести системы не определяется, а μ_h представляет собой ошибки измерений и суммированное собственное движение опорных звезд в проекции на ось H,

$$H_{A_j} K_1 + H_{B_j} K_2 = C_h + \mu_h (t_j - t_0). \tag{5}$$

Здесь также были выбраны 115 пластинок, на которых имелись опорные звезды, и которые при решении дают ошибку единицы веса E_0, соответствующую точности параллактических определений, а именно E_0, не превышающую 0".03 - 0".04 или около двух микрон в масштабе рефрактора.

При решении уравнений (5) окончательно получено отношение масс $M_1/(M_1 + M_2)$, равное 0.52 при $E_0 = 0''.0323$. Так как при определении орбитальных элементов наиболее оптимальном значением оказалась сумма масс, равная 1.1 $M_\odot$, мы получили массы компонентов А и В, равные соответственно: 0.57 $M_\odot$ и 0.53 $M_\odot$.

Ошибка суммы масс, полученная при вычислении орбитальных параметров ADS 7251, равна 0.15 $M_\odot$. Эти значения позволяют оценить массу А и В как $0.57 \pm 0.13\ M_\odot$ и $0.53 \pm 0.11\ M_\odot$. Полученная сумма масс близка к сумме масс, приведенной в работе [11], хотя отношения масс различны. Определенное отношение M_1/M_2 соответствует звездам одинаковых спектральных классов, имеющих почти равную светимость.

Учитывая доступную нам точность определения масс, можно сказать, что указанные выше спектральные компоненты каждой из составляющих двойной звезды не могут оказать заметного влияния на оценку их массы.

6. *Выводы*:

1) По фотографическим наблюдениям в Пулкове выведены 38 среднегодовых относительных положений компонентов визуально-двойной звезды ADS 7251. Получена новая орбита этой системы, сумма и отношение масс компонентов, а также собственное движение и положение центра тяжести в системе опорных звезд. Для уточнения орбиты были использованы наблюдения XIX века.

2) Вычисленные на основе динамического анализа отношение масс компонентов и их сумма удовлетворяют соотношению "масса - светимость" для спектрального класса M0 и согласуются со спектральным классом для звезд Главной последовательности. Ошибка определения массы не превышает 20%.

3) Опыт наблюдений на 26-дюймовом рефракторе показал, что точности и протяженности ряда фотографических наблюдений ~40 лет для звезды, имеющей данную массу и находящейся на расстоянии 6 пк, достаточно для выявления возмущений, которые может вызвать спутник с массой 0.010 $M_\odot$ и с периодом обращения от 3-х до 20 лет и более. При этой оценке учитывается специфика наблюдений на северной широте Пулковской обсерватории ($\varphi = +59°46'$) и необходимость вследствие этого их распределения внутри каждого года в узком временном интервале.

В результате данного исследования не обнаружено никаких систематических уклонений от орбитального движения, превышающих уровень шума. Таким образом, не обнаружено какого-либо заметного гравитационного влияния невидимого объекта с массой более 0.01 $M_{\odot}$ и с периодом обращения от 3-х до 20 лет, а также наличия астроклиматических или инструментальных трендов.

В заключение авторы благодарят всех наблюдателей 26-дюймового рефрактора, в разные годы принимавших участие в наблюдениях ADS 7251. Данная работа поддержана российским грантом "Научная школа: Многоволновые астрофизические исследования" НШ - 6110.2008.2.

Главная Астрономическая обсерватория РАН. Санкт-Петербург,
Россия, e-mail: shakht@gao.spb.ru star-fox@yandex.ru

THE ORBIT DETERMINATION AND ESTIMATION OF COMPONENTS MASSES OF VISUAL-DOUBLE STAR ADS 7251 BASED ON OBSERVATIONS WITH 26-INCH REFRACTOR IN PULKOVO

N.A.SHAKHT, D.L.GORSHANOV, E.A.GROSHEVA, A.A.KISELEV, E.V.POLYAKOV

Photographic observations of visual-double star ADS 7251 were made with 26-inch refractor of the Pulkovo observatory during period from 1962 to 2006. The 206 astronegatives were obtained and used for deriving about 3000 relative positions. The elements of relative orbit and total mass of this system have been derived using the homogeneous series of relative positions B - A of ADS 7251 with mean errors of one yearly place 0".006 and 0°.02 for ρ and for θ accordingly. The method of Apparent Motion Parameters (AMP) developed in Pulkovo has been applied to orbit determination. Positions and motions of the components A and B were calculated relative to reference stars system using 146 astronegatives. It allowed to determine position of mass center and ratio of component masses. The masses of components A and B have been found as 0.57 $M_{\odot}$ and 0.53 $M_{\odot}$. It doesn't contradict with their spectral classes and doesn't show a noticeable excess of the mass.

Key words: *stars:double:masses:orbit - individual:ADS 7251*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.A.C.Perryman, L.Lindegren, J.Kovalevsky et al.*, The Hipparcos Catalogue, Astron. Astrophys., 323, L49-L52, 1997.
2. *E.A.Grosheva*, Astrophysics, 49, No.3, 397, 2006.
3. *N.A.Shakht*, Proc, Symp., 166, IAU, 359, 1995.
4. *O.B.Кияева*, Письма в Астрон. ж., 32, 928, 2006.
5. *S.L.Lippincott, E.R.Borgman*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 90, 226, 1978.
6. *G.W.Marcy, D.Moore*, Asrophys. J., 341, 961, 1989.
7. *N.A.Shakht*, Astron. and Aph. Trans., 13, 327, 1997.
8. *D.L.Gorshanov, N.A.Shakht, A.A.Kisselev*, Astrophysics, 49, 386, 2006.
9. *J.Hopman*, Mitt. der Univ. Sternwarte Wien., 7, No 6, 101, 1954.
10. *H.U.Ganzel-Lingner*, Astr. N. 282, 185, 1955.
11. *K.Chang*, Astron. J., 77, 759, 1972.
12. *H.A.Abt, S.G.Levy*, Astron. J., 78, 1093, 1973.
13. *A.H.Joy, H.A.Abt*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 28, №252, 18pp, 1974.
14. *Н.А.Шахт*, Известия ГАО, 194, 130, 1976.
15. *А.А.Киселев, О.А.Калиниченко, Г.А.Плюгин и др.*, "Каталог относительных положений 200 визуально-двойных звезд. Л., Наука, 39с., 1988.
16. *C.E.Worley, G.G.Douglass*, "The Washington Visual Double Stars Catalogue" Naval Obs., Washington. 1996.
17. *А.А.Киселев, О.А.Калиниченко, О.В.Кияева и др.*, http://puldb.ru/
18. *Н.А.Шахт*, АЦ, 608, 5, 1972.
19. *A.A.Kiselev, O.V.Kiyaeva, L.G.Romanenko*, Astrophys. Space Science Library, 223, Proc. of Workshop "Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks", Santiago de Compostella, Spain (Kluwer Acad. Publ.), 377, 1997.
20. *А.Г.Герасимов, Е.В.Поляков, Ю.Д.Пикин, А.В.Савастеня, А.В.Соколов*, "Измерительная техника", №4, 1994.
21. *N.A.Shakht, E.V.Polyakov, V.B.Rafalsky*, Astrophys. Space Science Library, 223, Proc. of Workshop "Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks", Santiago de Compostella, Spain, Kluwer Acad. Publ.), 99, 1997.
22. *А.А.Киселев*, кн.: "Теоретические основания фотографической астрометрии", изд. "Наука", 264с., 1989.
23. *А.А.Киселев, Л.Г.Романенко*, Астрон. ж., 32, 6, 875, 1996.
24. *А.А.Киселев, Ю.Н.Гнедин, Е.А.Грошева и др.*, Астрон. ж., 84, 2, 118, 2007.
25. *W.I.Hartkopf, B.D.Mason*, "Sixth Catalog of orbits of Visual Binary Stars", US NO,. 2006.
26. *A.Gould, J.Chaname*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 150, 2, 455, 2004.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

АККРЕЦИРУЮЩИЙ МАГНИТАР В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ 4U 2206+54

Н.Р.ИХСАНОВ[1,2], Н.Г.БЕСКРОВНАЯ[2]
Поступила 18 января 2010
Принята к печати 3 марта 2010

Обсуждается магниторотационная эволюция нейтронной звезды в массивной двойной системе 4U 2206+54 в свете недавнего открытия ее 5555 с периода вращения и среднего темпа его увеличения. Мы показываем, что такое поведение нейтронной звезды означает, что ее магнитное поле превосходит квантовый критический предел и она является аккрецирующим магнитаром. Эволюция системы объясняется в рамках ветрового обмена массой без образования аккреционного диска. Постоянный характер рентгеновского источника указывает на стационарный режим аккреции и заново открывает вопрос об устойчивости границы магнитосферы звезды, находящейся в режиме сферической аккреции. Решение этого вопроса является также ключевым для определения механизма торможения ее вращения.

Ключевые слова: *двойные рентгеновские системы:пульсары: магнитные поля:аккреция - объект:4U2206+54*

1. *Введение*. 4U 2206+54 представляет собой массивную тесную двойную систему, основные параметры которой приведены в табл.1. Оптическим компонентом системы является звезда спектрального класса O9, известная также как BD +53 2790, которая не заполняет свою полость Роша и теряет вещество в виде плотного ветра, скорость которого в окрестности нейтронной звезды $V_w \sim 350$ км/с [1]. Нейтронная звезда, двигаясь сквозь ветер своего компонента, захватывает часть вещества и аккрецирует его на свою поверхность. В результате система является источником рентгеновского излучения, светимость которого с момента его открытия [2] остается на среднем уровне $L_x \sim (2-4)\times 10^{35}$ эрг/с, испытывая лишь хаотические вариации с относительно небольшой амплитудой на масштабе времени порядка 30 мин. Рентгеновский спектр источника подобен спектрам нейтронных звезд, аккрецирующих вещество на свою поверхность в область магнитных полюсов.

Признаков присутствия в системе аккреционного диска не обнаружено. Исследование кривых блеска, полученных на телескопах RXTE, "ИНТЕГРАЛ" и EXOSAT [3] и BeppoSAX и SUZAKU [4], показывает присутствие когерентных пульсаций с периодом 5555 ± 9 с, наиболее вероятной причиной которых является вращение нейтронной звезды. Более того, за время, прошедшее между наблюдениями на телескопах BeppoSAX и SUZAKU, наблюдалось уменьшение частоты пульсаций со средним темпом

$\dot{\nu} \simeq (-1.7 \pm 0.7) \times 10^{-14}$ Гц/с [4], свидетельствующее о замедлении вращения нейтронной звезды в настоящую эпоху. Попытка интерпретации этого результата в рамках магнито-ротационной модели эволюции нейтронных звезд является предметом нашей статьи. Наш основной вывод состоит в том, что нейтронная

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ 4U 2206+54

Параметры системы	Величина	Литература
Расстояние	2.6 кпк	[36]
Орбитальный период	19.25 д	[37]
Оптический компонент	O9e[shell]	[38]
Рентгеновская светимость	$(1 - 4) \times 10^{35}$ эрг $с^{-1}$	[3,4]
Период пульсаций	5554 $\pm$9 с	[3,4]
Темп замедления	$(-1.7 \pm 0.7) \times 10^{-14}$ Гц $с^{-1}$	[4]

звезда в 4U 2206+54 является магнитаром, дипольный магнитный момент которого превосходит 3×10^{31} Гс$см^3$, а величина магнитного поля на поверхности может составлять от 5×10^{13} Гс до 3×10^{15} Гс, в зависимости от геометрии аккреционного потока, реализуемой за пределами его магнитосферы, с наиболее вероятным значением в интервале $(6 - 9) \times 10^{13}$ Гс.

2. *Оценка величины магнитного поля нейтронной звезды.* Анализ эволюционного трека нейтронной звезды в тесной двойной системе допускает возможность косвенной оценки величины ее магнитного поля [5-6]. В основе этого метода лежит предположение о том, что нейтронная звезда в момент своего рождения обладает большой вращательной энергией и сильным магнитным полем. Справедливость этого предположения подтверждается результатами исследований эволюции тесных двойных систем [7] и вспышек сверхновых [8-9], а также наблюдениями радиопульсаров [10]. Молодая нейтронная звезда в начале своей эволюции в тесной двойной системе проходит фазу замедления ее вращения, включающую в себя стадию эжектирующего пульсара и стадию пропеллера. Аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды в течение этой фазы не происходит. На стадии эжектора давление релятивистского ветра отбрасывает окружающее вещество на расстояние, превышающее радиус гравитационного захвата нейтронной звезды (радиус Бонди), $R_G = 2GM_{ns}/V_{rel}^2$ (здесь M_{ns} - масса нейтронной звезды и V_{rel} - скорость ее движения относительно ветра). На стадии пропеллера окружающее вещество проникает под радиус Бонди и приближается к нейтронной звезде в форме аккреционного потока до расстояния, равного радиусу ее магнитосферы,

$$R_m = \kappa \left(\frac{\mu^2}{\dot{\mathfrak{M}}_c \sqrt{2GM_{ns}}} \right)^{2/7}. \qquad (1)$$

Однако дальнейшему сближению вещества со звездой на этой стадии препятствует центробежный барьер на границе магнитосферы нейтронной звезды, связанный с ее быстрым осевым вращением [11-13]. Здесь μ - дипольный магнитный момент нейтронной звезды, κ - безразмерный параметр, учитывающий геометрию аккреционного потока, величина которого лежит в интервале от 0.5 до 1, соответственно, в случае дисковой и сферической аккреции [14]. $\dot{\mathfrak{M}}_c = \pi R_G^2 \rho_\infty V_{rel}$ - масса вещества, с которым нейтронная звезда взаимодействует в единицу времени по мере ее движения сквозь ветер нормального компаньона, плотность которого в окрестности ее радиуса Бонди равна ρ_∞. Следуя Дэвису и Принглу [15], мы будем именовать этот параметр "силой ветра". Он имеет размерность темпа аккреции и определяет максимально возможный темп захвата вещества нейтронной звездой из ветра ее массивного компаньона.

Центробежный барьер продолжает оставаться эффективным до тех пор, пока радиус коротации нейтронной звезды, $R_{cor} = \left(GM_{ns}/\omega_s^2\right)^{1/3}$, увеличивающийся по мере замедления ее вращения, не достигнет радиуса магнитосферы (здесь $\omega_s = 2\pi/P_s$ - угловая скорость осевого вращения звезды с периодом P_s). При условии $R_{cor} \geq R_m$ движение вещества, которое попадает в магнитное поле звезды вследствие процесса диффузии, определяется силой гравитационного притяжения, под действием которой вещество, двигаясь вдоль силовых линий поля, достигает поверхности звезды в области ее магнитных полюсов.

В ранних сценариях эволюции нейтронных звезд [11-13] предполагалось, что темп проникновения аккреционного потока в магнитное поле звезды на границе ее магнитосферы в точности равен темпу, с которым нейтронная звезда захватывает вещество из ветра своего массивного компаньона (т.е. силе ветра $\dot{\mathfrak{M}}_c$) и, соответственно, с которым это вещество в итоге падает на ее поверхность. Вследствие этого началом стадии аккретора считалось достижение равенства $R_{cor} = R_m$, наступающее при периоде вращения нейтронной звезды

$$P_{cd} \simeq 18 \kappa^{3/2} m^{-5/7} \mu_{30}^{6/7} \left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_c}{10^{15}\,\text{г}\,\text{с}^{-1}} \right)^{-3/7} \text{с}, \tag{2}$$

где $\mu_{30} = \mu/10^{30}$ Гс см^3 и $m = M_{ns}/1.5\,M_\odot$.

Дальнейшие исследования [16-17] показали, что магнитное поле звезды, вращающейся с периодом $P_s > P_{cd}$, не препятствует процессу аккреции на ее поверхность лишь при условии, что температура плазмы на границе магнитосферы в несколько раз ниже адиабатической температуры (равной температуре свободного падения $T_{ff} = GM_{ns}m_p/kR_m$, где m_p и k - масса протона и постоянная Больцмана, соответственно). Это условие легко выполняется в случае дисковой аккреции. Однако в случае сферической геометрии аккреционного потока темп его охлаждения на границе магнитосферы для типичных параметров массивных двойных систем оказывается ниже темпа его нагрева за счет взаимодействия с быстро вращающейся магнитосферой. Эволюция нейтронной звезды в этом случае была исследована Дэвисом и Принглом [15]. Они показали, что темп нагрева вещества на границе магнитосферы снижается по мере торможения ее вращения и становится равным темпу охлаждения вещества (вследствие излучения и турбулентных движений), когда период ее вращения достигает критического периода, величина которого с учетом коррекции, приведенной в работе Ихсанова [18]:

$$P_{br} \simeq 450 \mu_{30}^{16/21} m^{-4/21} \left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_c}{10^{15}\,\text{г}\,\text{с}^{-1}} \right)^{-5/7} \text{с}. \tag{3}$$

В сценарии эволюции, предложенном Дэвисом и Принглом [15], нейтронная звезда переходит в состояние аккретора лишь по достижении этого периода. Беря отношение

$$\frac{P_{cd}}{P_{br}} \sim 0.04 \kappa^{3/2} \mu_{30}^{2/21} m^{-11/21} \left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_c}{10^{15}\,\text{г}\,\text{с}^{-1}} \right)^{2/7}, \tag{4}$$

легко видеть, что соотношение $P_{cd} << P_{br}$ остается справедливым в широком спектре возможных параметров нейтронной звезды, если сила ветра удовлетворяет условию $\dot{\mathfrak{M}}_c \le 7 \times 10^{-7}\, M_\odot/\text{год}$. В интересующем нас случае ветровой аккреции в массивной двойной системе это условие выполняется с большим запасом, так как сила ветра, $\dot{\mathfrak{M}}_c$, составляет порядка 0.1% от темпа истечения нормального компаньона, который, как правило, не превосходит $10^{-5}\, M_\odot/\text{год}$ (см., например, [19] и указанную там литературу). Таким образом, в случае сферической аккреции фаза торможения нейтронной звезды оказывается дополненной еще одной стадией, которая именуется стадией дозвукового пропеллера. В течение этой стадии темп аккреции на поверхность нейтронной звезды остается на несколько порядков ниже величины силы ветра [20], а период вращения звезды увеличивается от P_{cd} до P_{br}.

После перехода звезды в состояние аккретора эволюция ее периода вращения описывается уравнением [12,14]

$$I \dot{\omega}_s = K_{su} + K_{sd}, \tag{5}$$

в котором параметр I означает момент инерции нейтронной звезды, а K_{su} и K_{sd} - соответственно, ускоряющий и тормозящий моменты сил, приложенных к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока. В соответствии с этим уравнением звезда эволюционирует к так называемому равновесному периоду, определяемому условием: $|K_{su}| = |K_{sd}|$. Величины этих моментов зависят от геометрии аккреционного потока, которую мы рассмотрим отдельно в дисковом и сферически-симметричном приближении.

2.1. *Дисковая аккреция*. Выражения для ускоряющего, $K_{su} = \dot{\mathfrak{M}}_a (G M_{ns} R_m)^{1/2}$, и тормозящего, $K_{sd} = k_1 (\mu^2 / R_{cor}^3)$, моментов сил, приложенных к нейтронной звезде в случае дисковой аккреции, многократно обсуждались в литературе как с теоретической, так и с наблюдательной точек зрения и в настоящее время возражений не вызывают (см., например, [19] и указанную там литературу). Полагая эти моменты равными, $K_{sd} = K_{su}$, мы приходим к следующей величине равновесного периода:

$$P_{eq}^{d} \simeq 5200 \kappa_{0.5}^{-1/4} k_t^{1/2} \mu_{33}^{6/7} m^{-5/7} \left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_a}{10^{15}\,\text{г}\,\text{с}^{-1}} \right)^{-3/7} \text{с}. \tag{6}$$

Здесь $\dot{\mathfrak{M}}_a = L_X R_{ns}/GM_{ns}$ - темп аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды, оцениваемый по наблюдаемой рентгеновской светимости системы, L_X, а R_{ns} - радиус нейтронной звезды, $k_t \le 1$ - безразмерный параметр, учитывающий эффективность тормозящего момента, приложенного к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока, а $\kappa_{0.5} = \kappa/0.5$.

Наблюдаемая тенденция к замедлению вращения нейтронной звезды в 4U 2206+54 указывает на то, что ее период вращения в настоящий момент меньше равновесного. Таким образом, если бы магнитосфера звезды была окружена диском, то выполнялось бы неравенство $P_s \le P_{eq}^{d}$, которое, с учетом выражения (6), приводит нас к условию $\mu \ge \mu_{(d)}$, где

$$\mu_{(d)} \ge 1.5 \times 10^{33} \kappa_{0.5}^{7/24} k_t^{-7/12} m^{5/6} \dot{\mathfrak{M}}_{15.3}^{1/2} \left(\frac{P_s}{5500\,\text{с}} \right)^{7/6} \text{Гс}\,\text{см}^3, \tag{7}$$

здесь $\dot{\mathfrak{M}}_{15.3} = \dot{\mathfrak{M}}_a / 10^{15.3}$ г/с. Это условие означает, что наблюдаемая в настоящее время эволюция периода вращения нейтронной звезды в 4U 2206+54 может быть интерпретирована в терминах дисковой аккреции лишь в том случае, если напряженность магнитного поля на ее поверхности превосходит 3×10^{15} Гс.

Реалистичность данной оценки поля представляется нам, однако, сомнительной по следующим причинам. Прежде всего, авторы расчетов процесса усиления и генерации магнитного поля нейтронных звезд, выполненных в последнее время (см., например, [21,22,9], в конечном итоге сходятся в том, что величина исходного магнитного поля на поверхности магнитара находится в интервале от нескольких единиц $\times 10^{14}$ Гс до $\times 10^{15}$ Гс. Возможность генерации более сильного дипольного поля в этих моделях представляется скорее сомнительной. Более того, если бы магнитный момент нейтронной звезды в 4U 2206+54 в конце стадии пропеллера был порядка 10^{33} Гс см^3, то длительность фазы торможения ее вращения составляла бы (см. уравнения (14) и (20) в [27]):

$$\tau_{sd} \ge 8 \times 10^3 \kappa_{0.5} \mu_{33}^{-3/7} \dot{\mathfrak{M}}_{15.3}^{-11/14} m^{-8/7} V_{7.6}^{1/2} \text{ лет}, \tag{8}$$

где $V_{7.6} = V_{rel}/10^{7.6}$ см/с. Эта величина, однако, почти на порядок превосходит характерное время распада магнитного поля напряженностью $\sim 5 \times 10^{15}$ Гс в коре нейтронной звезды, полученное в ходе теоретических расчетов и на основе анализа наблюдаемых полей аномальных рентгеновских пульсаров [23]. Таким образом даже если бы звезда могла быть рождена с аномально сильным полем, остается непонятным, почему это поле не распалось в течение фазы ее торможения, длительность которой сопоставима с возрастом аномальных рентгеновских пульсаров.

Обратим также внимание на исключительно малую величину отношения $\Delta K/K_{sd}$, получаемую в рамках условия (7):

$$\frac{\Delta K}{K_{sd}} \simeq 0.004\, k_t^{-1} I_{45} m \dot{\nu}_{-14}^{1/2} \left(\frac{P_s}{5500\,\text{c}}\right)\left(\frac{\mu}{\mu_{(d)}}\right)^{-2}, \tag{9}$$

где $\Delta K = |K_{su}| - |K_{sd}| = 2\pi I \dot{\nu}$ - эффективный тормозящий момент сил, приложенных к нейтронной звезде, вычисленный по наблюдаемому замедлению ее вращения. Здесь I - момент вращения нейтронной звезды ($I_{45} = I/10^{45}$ гсм^2), а $\dot{\nu}_{-14}$ - темп изменения частоты вращения нейтронной звезды ($\nu = \omega_s/2\pi$) в единицах 10^{-14} Гц/с. Описание эволюции периода этого пульсара в рамках модели дисковой аккреции требует, таким образом, высокой степени сбалансированности (с точностью до 0.5%) тормозящего и ускоряющего моментов сил, приложенных к нейтронной звезде. Возможность реализации такой картины аккреции в условиях ветрового обмена масс вызывает, однако, большие сомнения. К тому же наблюдаемые вариации блеска системы в рентгеновском диапазоне указывают на то, что величина темпа аккреции и, соответственно, ускоряющего момента, испытывает изменения в десятки процентов.

К приведенным выше аргументам можно добавить, что образование аккреционного диска в системе является маловероятным, поскольку наблюдаемая скорость звездного ветра нормального компонента $V_w \geq 350$ км/с (см. [1]) значительно превышает верхний предел скорости нейтронной звезды относительно ветра, при котором образование аккреционного диска вокруг ее магнитосферы оказывается возможным,

$$V_{rel} \leq 120 \xi_{0.2}^{1/4} \mu_{33}^{-1/14} m^{11/28} \left(\frac{\mathfrak{M}_c}{10^{15}\,\text{г/с}}\right)^{1/28} \left(\frac{P_{orb}}{20\text{д}}\right)^{-1/4} \text{км/с}. \tag{10}$$

Здесь P_{orb} - орбитальный период системы, а $\xi_{0.2} = \xi/0.2$ - параметр, учитывающий диссипацию углового момента вследствие неоднородностей скорости и плотности в аккреционном потоке, средняя величина которого нормирована в соответствии с результатами численных расчетов Рufферта [24]. Вывод об отсутствии аккреционного диска в системе также косвенно подтверждается наблюдениями, в которых ожидаемых проявлений аккреционного диска в мягкой части рентгеновского диапазона обнаружить не удалось [25].

Все это дает веские основания предположить, что аккреция в 4U 2206+54 происходит без образования аккреционного диска и обратиться к сценарию, в котором геометрия аккреционного потока вблизи границы магнитосферы аппроксимируется сферически-симметричным течением.

2.2. *Сферическая аккреция из звездного ветра.* Сценарий магнито-ротационной эволюции нейтронных звезд, аккреция на которые происходит без образования аккреционного диска, до сих пор находится в стадии развития. Исследования в этой области долгое время оставались менее интенсивными под влиянием гипотезы о том, что магнитосферы всех наблюдаемых аккрецирующих пульсаров окружены аккреционными дисками, впервые высказанной в работе Элснера и др. [26]. Имевшиеся на то время рентгеновские наблюдения показывали хорошее соответствие между наблюдаемой эволюцией периодов пульсаров и предсказаниями дисковой модели. Кроме того, оставался нерешенным вопрос о механизме стационарного проникновения аккреционного потока в магнитосферу звезды, находящуюся в режиме сферической аккреции и имеющей относительно небольшую рентгеновскую светимость. Следует заметить, что общепринятого ответа на этот вопрос не существует до сих пор. Однако, появившиеся в последнее десятилетие свидетельства нетривиальной эволюции периодов в долгопериодических пульсарах (см., например, табл.1 в [27] и приведенную там литературу) ставят под сомнение справедливость упомянутой выше гипотезы и поднимают вопрос о механизмах эволюции двойных рентгеновских систем, в которых ветровой обмен массой не приводит к образованию аккреционного диска.

Эволюция периода вращения нейтронной звезды в таких системах описывается уравнением (5), в соответствии с которым звезда эволюционирует к равновесному периоду, определяемому равенством $|K_{su}| = |K_{sd}|$. Однако величины этих моментов отличаются от тех, которые были использованы в случае дисковой аккреции. Величина ускоряющего момента сил может быть записана в форме

$$K_{su}^{sph} \simeq \frac{1}{4} \xi \dot{\mathfrak{M}}_c \Omega_{orb} R_G^2, \tag{11}$$

где $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$ - угловая скорость орбитального движения. Величина параметра ξ была предметом многочисленных аналитических и численных исследований (см. [24] и указанную там литературу), которые показали, что его среднее значение близко к 0.2.

Величина тормозящего момента сил неоднократно оценивалась в рамках модельной задачи о вращении сферы радиуса R_m в вязкой среде. Принимая в первом приближении, что вещество, окружающее магнитосферу нейтронной звезды, не вращается, а его плотность на границе магнитосферы ρ_0, тормозящий момент можно представить выражением:

$$K_{sd(1)}^{sph} = 4\pi R_m^2 \rho_0 \nu_t \omega_s R_m . \tag{12}$$

Параметр ν_t обозначает коэффициент вязкости, величина которого в предположении о турбулентной природе вязкости:

$$v_t = \frac{1}{3} V_t \ell_t = k_t \omega R_m^2, \tag{13}$$

где V_t и ℓ_t - скорость и масштаб турбулентных движений, а $k_t = (1/3)(V_t/\omega R_m)(\ell_t/R_m)$. Выражая плотность аккреционного потока на границе магнитосферы из условия равенства давлений магнитного поля и набегающего на него газа, находим:

$$\rho_0 = \frac{\mu^2}{4\pi G M_{ns} R_m^5}, \tag{14}$$

и, подставляя (13) и (14) в (12), получаем

$$K_{sd(1)}^{sph} = k_t \mu^2 \left(\frac{\omega^2}{G M_{ns}} \right) = k_t \frac{\mu^2}{R_c^3}. \tag{15}$$

Представленное здесь выражение для тормозящего момента, приложенного к нейтронной звезде со стороны горячего аккреционного потока, находящегося на границе магнитосферы, было независимо получено разными методами Дэвисом и Принглом [15], Липуновым [28] и Бисноватым-Коганом [29]. Полагая $K_{su}^{sph} = K_{sd(1)}^{sph}$ мы приходим к хорошо известному выражению для равновесного периода нейтронной звезды при сферической аккреции:

$$P_{eq(1)}^{sph} \simeq 1560\, k_t^{1/2}\, \xi_{0.2}^{-1/2}\, m^{-3/2}\, \mu_{31}\, V_{7.6}^2 \left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_c}{10^{15}\ \text{г/с}} \right)^{-1/2} \left(\frac{P_{orb}}{20\text{д}} \right)^{1/2} \text{с}. \tag{16}$$

Решая неравенство $P_s \le P_{eq(1)}^{sph}$, отражающее замедление вращения нейтронной звезды, относительно ее дипольного магнитного момента, находим $\mu \ge \mu_{sph(1)}$, где

$$\mu_{sph(1)} \simeq 5 \times 10^{31}\ \text{Гс см}^3 \times k_t^{-1/2}\, \xi_{0.2}^{1/2}\, m^{3/2} V_{7.6}^{-2} \times \\ \times \left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_c}{2 \times 10^{15}\ \text{г/с}} \right)^{1/2} \left(\frac{P_{orb}}{20\text{д}} \right)^{-1/2} \left(\frac{P_s}{5500\,\text{с}} \right). \tag{17}$$

Это означает, что торможение вращения нейтронной звезды находит свое объяснение в данном подходе лишь при условии, что напряженность магнитного поля на ее поверхности превосходит 10^{14} Гс.

Независимую оценку величины магнитного поля звезды можно получить, исходя из наблюдаемого среднего темпа замедления ее вращения, измеренного Фингером и др. [4]. Нижняя оценка поля в этом случае получается путем решения неравенства $K_{sd} \ge 2\pi I |\dot{\nu}|$, что приводит нас к условию $\mu \ge \mu_{sph(2)}$, где

$$\mu_{sph(2)} \simeq 10^{32}\ \text{Гс см}^3 \times k_t^{-1/2} m^{1/2} I_{45}^{1/2}\, \dot{\nu}_{-14}^{1/2} \left(\frac{P_s}{5500\,\text{с}} \right). \tag{18}$$

Оценка дипольного магнитного момента, полученная этим методом, не зависит от темпа обмена массой в системе и от расстояния до источника.

Более того, она остается справедливой даже в том случае, если в перерыве между наблюдениями BeppoSAX и SUZAKU нейтронная звезда временно переходила в состояние дозвукового пропеллера, так как она получена в предположении, что ускоряющий момент пренебрежимо мал по сравнению с тормозящим. Вместе с тем, величина тормозящего момента играет ключевую роль при выводе формулы (18), которая, как и формула (17), справедлива лишь в рамках канонического подхода к вычислению равновесного периода нейтронных звезд в случае ветровой бездисковой аккреции. Поэтому утверждение о том, что величина магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в 4U 2206+54 превосходит 10^{14} Гс и, тем самым, более чем в два раза превышает квантовый критический предел, $B_Q = m_e^2 c^3/(e\hbar) \simeq 4.4\times10^{13}$ Гс, в общем случае не может считаться окончательным.

Прежде чем обратиться к анализу предельного случая торможения аккреторов, мы хотели бы обратить внимание на то, что все вышеприведенные оценки получены в предположении о нулевой величине угловой скорости вещества, окружающего магнитосферу звезды. Допустимость этого предположения справедлива, однако, лишь при условии $P_s < P_{cor}$ [29], где

$$P_{cor} \simeq 27240\xi^{-1}\, m^{-16/7}\, \mu_{32}^{8/7}\, V_{7.6}^{4}\left(\frac{P_{orb}}{20\text{д}}\right)\left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_c}{10^{15}\,\text{г/с}}\right)^{-4/7} \text{с} \qquad (19)$$

период вращения нейтронной звезды, при котором угловая скорость ее вращения равна угловой скорости вещества аккреционного потока у границы ее магнитосферы[1], $\omega_{en} = (1/4)\xi\Omega_{orb}(R_G/R_m)^2$. По мере приближения периода вращения звезды к периоду P_{cor} величина относительной скорости между магнитосферой и окружающей плазмой, $V_{rel} = R_m(\omega_s - \omega_{en})$, уменьшается и обращается в ноль при $P_s = P_{cor}$. Учитывая, что скорость турбулентных движений, возбуждаемых на границе магнитосферы, ограничена неравенством $V_t \le V_{rel}$, мы заключаем, что величина P_{cor} определяет максимально возможный период, который может достичь нейтронная звезда в двойной системе с ветровой бездисковой аккрецией. Минимальную величину поля нейтронной звезды, при которой рассмотренный выше канонический подход остается справедливым, можно оценить, выражая μ из соотношения $P_s << P_{cor}$, что соответствует $\mu >> \mu_{min}$, где

$$\mu_{min} \sim 5\times10^{30}\,\text{Гс}\,\text{см}^3 \times \xi_{0.2}^{7/8}\, m^2\, \dot{\mathfrak{M}}_{15.3}^{1/2}\, V_{7.6}^{-7/2}\left(\frac{P_s}{5500\,\text{с}}\right)^{7/8}\left(\frac{P_{orb}}{20\text{д}}\right)^{-7/8}. \qquad (20)$$

Таким образом, оценки величины равновесного периода и магнитного поля звезды, выполненые в рамках канонического подхода, справедливы при условии $B_0 >> 10^{13}$ Гс. Как видно из сравнения наблюдаемого периода с

---

[1] *Использованное нами выражение для ω_{en} отличается от приведенного в работе [29] численным коэффициентом $(1/4)\xi$, учитывающим диссипацию углового момента в процессе аккреции вещества, захваченного нейтронной звездой, на ее магнитосферу (см. [24]).*

величиной P_{cr}, полученной из выражения (19), это условие в рассматриваемом нами случае выполнено с большим запасом. Достоинством полученной оценки безусловно является то, что она не зависит от конкретного механизма торможения нейтронной звезды. Вместе с тем, вследствие сильной зависимости μ_{min} от скорости ветра и параметра ξ, погрешность в определении магнитного поля звезды этим методом остается достаточно высокой. По-видимому, здесь можно лишь говорить об оценке по порядку величины.

В заключении этого раздела мы хотели бы остановиться на оценке максимальной величины тормозящего момента сил, приложенных к нейтронной звезде, которая находится в состоянии аккреции вещества на свою поверхность с темпом $\dot{\mathfrak{M}}_a$ и входит в состав двойной системы с ветровым обменом массой и бездисковой геометрией аккреционного потока. Процесс проникновения вещества на границе магнитосферы в магнитное поле нейтронной звезды сопровождается передачей части энергии вращения звезды (и ее углового момента) веществу, поступающему в магнитопаузу. Кинетическая энергия, приобретаемая аккреционным потоком в единицу времени в тангенциальном направлении оценивается выражением $\dot{E}^{\phi}_{en} = (1/2)\dot{\mathfrak{M}}_a[\eta\omega_s R_m]^2$, где $\eta = (\omega_s - \omega_{en})/\omega_s$. В процессе дальнейшей аккреции вещества из магнитопаузы на поверхность звезды часть приобретенной веществом энергии и момента вращения возвращаются звезде. Величина этой части определяется диссипативными процессами в магнитопаузе, которые связаны с возмущением силовых линий поля в тангенциальном направлении, что приводит к генерации токов и может сопровождаться излучением волн и процессами ускорения частиц. В первом приближении, абстрагируясь от рассмотрения конкретных механизмов диссипации, мы обозначим часть энергии, которая расходуется на диссипативные процессы, как $\alpha_{dis}\dot{E}^{\phi}_{en}$ и, учитывая, что $\dot{E}^{\phi}_{en} = \eta\omega_s K_{sd}$, приходим к следующей оценке максимально возможного момента сил, приложенного к аккрецирующей звезде:

$$K^{(1)}_{sd} = \frac{1}{2}\alpha_{dis}\dot{\mathfrak{M}}_a\eta\omega_s R_m^2. \tag{21}$$

Равенство $K^{sph}_{su} = K^{(1)}_{sd}$ приводит нас к следующему выражению для равновесного периода:

$$P^{(1)}_{eq} \simeq 3300\alpha_{dis}\eta\xi_{0.2}^{-1}\, m^{-16/7}\,\mu_{31}^{8/7}\dot{\mathfrak{M}}_{15.3}^{-4/7}\,V_{7.6}^{4}\left(\frac{P_{orb}}{20\text{д}}\right)\text{с}, \tag{22}$$

из которого мы получаем (полагая $P_s < P^{(1)}_{eq}$) ограничение на величину магнитного поля $\mu \geq \mu_{sph(3)}$, где

$$\mu_{sph(3)} \simeq 3\times10^{31}\,\text{Гс}\,\text{см}^3 \times \xi_{0.2}^{7/8}\alpha_{0.5}^{-7/8}\eta^{-7/8}\, m^2\,\dot{\mathfrak{M}}_{15.3}^{1/2}\,V_{7.6}^{-7/2}\left(\frac{P_{orb}}{20\text{д}}\right)^{-7/8}\left(\frac{P_s}{5500\,\text{с}}\right)^{7/8}. \tag{23}$$

Нормировка параметра $\alpha_{dis} = 0.5\alpha_{0.5}$, принятая в этом выражении, предполагает, что в процессе диссипации расходуется 50% энергии, приобретаемой аккреционным потоком, поступающим в магнитопаузу. На наш взгляд эта оценка дает максимально возможный темп замедления нейтронной звезды. Более точное определение величины этого параметра требует рассмотрения конкретных механизмов диссипации, что находится за пределом вопросов, рассматриваемых в этой статье. Величина поля на поверхности нейтронной звезды, соответствующая $\mu_{sph(3)}$, находится вблизи квантового критического предела, B_Q, что подтверждает классификацию 4U 2206+54 как аккрецирующего магнитара.

Наконец, полагая, что наблюдаемый темп замедления вращения звезды обусловлен в первую очередь работой диссипативных процессов в магнитопаузе, т.е. $2\pi I\dot{\nu} = K_{sd}^{(1)}$, мы приходим к ограничению величины поля $B \geq 6\times10^{13}\alpha_{0.5}^{-7/8}$ Гс, что близко к величине поля, соответствующей $\mu_{sph(3)}$, и позволяет сделать вывод, что период пульсара находится вблизи равновесного периода вращения нейтронной звезды. Величина отношения $\Delta K/K_{sd}^{(1)}$ в этом случае близка к единице.

3. *Дискуссия*. Полученная нами оценка величины магнитного поля говорит о том, что нейтронная звезда в 4U 2206+54 является достаточно молодым объектом. Следуя сценарию ротационной эволюции магнитара, описанному в [27], можно заключить, что ее возраст, по-видимому, не превосходит 30000 лет. По порядку величины это совпадает с характерным временем распада исходного магнитного поля в коре нейтронной звезды [23] до найденного нами значения. При этом величина исходного поля оказывается порядка 10^{15} Гс, что согласуется с результатами расчетов Дункан и Томпсон [30], Моисеенко и др. [9], Прайса и Россвога [21] и Бонанно и др. [22]. Кроме того, средний темп энерговыделения вследствие диссипации сверхкритического магнитного поля ($\sim 0.1\,B^2\,R_{ns}^3/\tau \sim 4\times10^{33}$ эрг с$^{-1}$) оказывается существенно ниже наблюдаемой рентгеновской светимости объекта. Это говорит в пользу преимущественно аккреционной природы детектируемого рентгеновского излучения и согласуется с характером его спектра.

Характерное время торможения вращения нейтронной звезды в соответствии с [4] составляет $\tau_{sd} \sim P/\dot{P} \simeq 360$ лет. Вследствие этого, возможность принятия гипотезы о противоположной направленности осей вращения звезды и вещества, окружающего ее магнитосферу, выглядит сомнительной. Величина τ_{sd} существенно превосходит характерные времена неустойчивости аккреционного потока, способные влиять на величину и направление его момента вращения (см. [24] и указанную там литературу). Кроме того, в рамках этой гипотезы мы оказываемся вынужденными предположить, что возраст этого пульсара не превосходит 360 лет, что делает вероятность его обнаружения крайне незначительной. Более правдоподобной нам представляется гипотеза о случайной флуктуации темпа обмена массой в системе, связанной с изменением темпа истечения нормального компонента и/или изменением основных параметров его звездного ветра (прежде всего, скорости ветра и его плотности в окрестности нейтронной звезды). Переменность абсолютной величины результирующего момента сил, приложенных к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока и, в некоторых случаях, даже смена его знака являются достаточно распространенными явлениями среди рентгеновских пульсаров, период вращения которых близок к равновесному. При этом характерные времена переменности момента сил зачастую оказываются более чем на порядок меньше характерного времени наблюдаемого замедления/ускорения нейтронных звезд (см., например, [31] и указанную там литературу).

Мы особо хотели бы обратить внимание на то обстоятельство, что 4U 2206+54 представляет собой пример системы, в которой стационарная сферическая аккреция происходит вопреки выводам, сделанным в работах [16-17]. В частности, рентгеновская светимость системы не превосходит 10^{36} эрг/с, что существенно ниже величины критической светимости,

$$L_{cr} \simeq 10^{37} \mu_{32}^{1/4}\, m^{1/2} \left(\frac{R_{ns}}{10^6\ \text{см}}\right)^{-1/8} \text{эрг/с}\,, \qquad (24)$$

при которой остывание плазмы на границе магнитосферы вследствие обратного эффекта Комптона доминирует над ее нагревом. Температура аккреционного потока в ударной волне на границе магнитосферы при этих условиях продолжает оставаться адиабатической, по крайней мере, на масштабе времени ее охлаждения тормозным излучением, которое в интересующих нас условиях оценивается выражением:

$$t_{cool}^{br} \simeq 3 \times 10^4 \mu_{32}^{4/7}\, m^{6/7} \left(\frac{\dot{\mathfrak{M}}_c}{10^{15}\ \text{г/с}}\right)^{-9/7} \text{с}\,, \qquad (25)$$

и, таким образом, в 300 раз превышает время свободного падения на границе магнитосферы, $t_{ff} \simeq 100\,\text{с} \times \mu_{32}^{6/7}\, m^{-5/7} \left[\dot{\mathfrak{M}}_c / \left(10^{15}\ \text{г/с}\right)\right]^{-3/7}$. В соответствии со сценарием, предложенным в работе [32], такая нейтронная звезда должна проявлять себя как рентгеновский барстер с периодом порядка 8-9 часов. Однако 4U 2206+54 является стационарным рентгеновским источником с относительно небольшой амплитудой вариаций в рентгеновском диапазоне. Это противоречие указывает на то, что считающийся до сих пор каноническим сценарий сферической аккреции, в котором неустойчивости границы магнитосферы при условии $L_X < L_{cr}$ считаются подавленными, является неполным или ошибочным. Альтернативные сценарии проникновения сферического аккреционного потока в магнитное поле нейтронной звезды, такие как классическая и Бомовская диффузия, перезамыкания силовых линий магнитного поля [16, 17] и продавливание магнитосферы в касповых точках [34] в случае 4U 2206+54 оказываются также неэффективными. В сценарии, предложенном Майклом [34], ожидается существенная переменность рентгеновского излучения на относительно коротких временах, что не наблюдается в нашем объекте, а темп проникновения плазмы в поле вследствие диффузии или перезамыкания силовых линий поля для параметров исследуемого нами объекта оказывается существенно ниже наблюдаемого темпа аккреции.

Вызывает также сомнение возможность интерпретации аккреционного процесса в терминах сценария, предложенного [35], в котором предполагается, что основным механизмом проникновения плазмы в поле является неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Характерное время развития этой неустойчивости $\sim \omega_s^{-1}$ (см. [19] и указанную там литературу) в интересующем нас случае существенно превышает время свободного падения и, таким образом, высокий темп поступления плазмы в поле может быть достигнут лишь при условии значительного скачка плотности на границе магнитосферы. Однако, если температура плазмы на границе магнитосферы равна адиабатической, то зависимость газового давления от радиуса в ней идентична соответствующей зависимости в аккреционном потоке (характерная высота ее однородной атмосферы оказывается порядка радиуса). Вследствие этого горячая оболочка, окружающая магнитосферу звезды, препятствует процессу аккреции и, соответственно, делает невозможным увеличение массы и плотности вещества на границе магнитосферы (см., например, [32]).

Таким образом, вопрос о пересмотре условий устойчивости границы магнитосферы нейтронных звезд в случае сферической аккреции оказывается достаточно актуальным. Это прежде всего относится к неустойчивости Рэлея-Тейлора, исследования которой с учетом реальных условий задачи, в частности, конечной толщины магнитопаузы и присутствия в ней проникших ранее плазменных желобков, до сих пор не проводились. Детальный анализ этих проблем выходит за рамки вопросов, рассматриваемых в нашей статье. Здесь мы хотели бы лишь обратить внимание на то, что развитие неустойчивостей границы магнитосферы может повышать эффективность диссипативных процессов и, тем самым, способствовать увеличению темпа потери звездой ее вращательной энергии.

4. *Заключение*. Проведенный нами анализ наблюдаемой эволюции периода вращения нейтронной звезды в 4U 2206+54, основанный на данных, недавно опубликованных Ригом и др. [3] и Фингером и др. [4], позволяет заключить, что величина ее магнитного поля в настоящую эпоху превосходит квантовый критический предел, $B_0 > B_Q$ и, таким образом, классифицировать ее как аккрецирующий магнитар. Описание системы в рамках модели дисковой аккреции возможно лишь при условии, что напряженность магнитного поля на поверхности звезды превосходит 10^{15} Гс. Реалистичность такого предположения, однако, вызывает сомнения как с теоретической, так и с наблюдательной точки зрения.

В рамках сферической модели геометрии аккреционного потока величина магнитного поля звезды оказывается заключенной в пределах $B_Q < B_0 < 10^{14}$ Гс. Верхнему пределу соответствует оценка, полученная в рамках канонического подхода к вычислению равновесного периода нейтронной звезды. Предполагая, что период вращения звезды близок к максимально возможному, мы приходим к нижней оценке поля. Промежуточные значения соответствуют подходу, в котором торможение вращения звезды обусловлено диссипативными нетепловыми процессами в магнитопаузе. Вклад этого механизма в наблюдаемое замедление вращения звезды остается существенным, если эффективность нетепловых процессов оказывается не ниже 5%-10%.

Стационарный характер аккреции в 4U 2206+54 ставит под сомнение вывод об устойчивости границы магнитосферы нейтронных звезд, которые являются рентгеновскими пульсарами низкой или умеренной светимости, находящимися в состоянии сферической аккреции. Это является дополнительным указанием на то, что роль диссипативных процессов в магнитопаузе может быть более существенной как в вопросе проникновения плазмы в магнитосферу звезды, так и в плане замедления торможения ее вращения.

Авторы выражают благодарность Л.А.Пустильнику, Г.С.Бисноватому-Когану, В.Ф.Сулейманову и Р.Ф.Элснеру за интересные и информативные дискуссии, В.А.Урпину за полезные замечания и М.Х.Фингеру за полезную информацию и плодотворные дискуссии об исследуемом источнике. Настоящая работа была выполнена при частичной поддержке НАСА в рамках NPP-программы при Центре полетов им. Маршалла, администрирование которой проводилось Oak Ridge Associated Universities, а также Программы Президиума РАН №4.

[1] НАСА/Центр космических полетов им. Маршалла, США, e-mail: nazar_ikhsanov@yahoo.com
[2] Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: beskrovnaya@yahoo.com

ACCRETION-POWERED MAGNETAR IN THE CLOSE BINARY SYSTEM 4U 2206+54

N.R.IKHSANOV[1,2], N.G.BESKROVNAYA[2]

We discuss magneto-rotational evolution of a neutron star in the massive close binary 4U 2206+54 in the light of a recent discovery of its spin period near 5555 s and the rate of its spin-down. We show why this behavior of the star means that its magnetic field is in excess of the quantum critical limit and allows to classify it as a magnetar. The system evolution can be explained in terms of a wind-fed diskless accretion model. A persistent behavior of the X-ray emitter indicates a steady-state type of accretion process and reopens the question about stability of the magnetospheric boundary of neutron stars undergoing spherical accretion. This turns out to be a key question to determine a mechanism which drives the neutron star's spin-down.

Key words: *X-ray binary stars:pulsars:magnetic fields:accretion - individual: 4U2206+54*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Ribó, I.Negueruela, P.Blay et al.*, Astron. Astrophys., **449**, 687, 2006.
2. *R.Giacconi, S.Murray, H.Gursky et al.*, Astrophys. J., **178**, 281,1972.
3. *P.Rieg, J.M.Torrejón, I.Negueruela et al.*, Astron. Astrophys., **494**, 1073, 2009.
4. *M.H.Finger, N.R.Ikhsanov, C.A.Wilson-Hodge, S.K.Patel*, Astrophys. J., **709**, 1249, 2010.
5. *Н.И.Шакура*, Письма в Астрон. ж., 1, 23, 1975.
6. *В.М.Липунов, Н.И.Шакура*, Письма в Астрон. ж., 2, 343, 1976.
7. *I.Jr.Iben, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **100**, 217, 1995.
8. *Г.С.Бисноватый-Коган, А.В.Тутуков*, Астрон. ж., **81**, 797, 2004.
9. *S.G.Moiseenko, G.S.Bisnovatyi-Kogan, N.V.Ardeljan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc, **370**, 501, 2006.
10. *D.R.Lorimer, A.J.Faulker, A.J.Lyne et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **372**, 777, 2006.
11. *В.Ф.Шварцман*, Радиофизика, **13**, 1852, 1970.
12. *K.Davidson, J.P.Ostriker*, Astrophys. J., **179**, 585, 1973.
13. *A.F.Illarionov, R.A.Sunyaev*, Astron. Astrophys., **39**, 185, 1975.
14. *P.Ghosh, F.K.Lamb*, Astrophys. J., **223**, L83, 1978.
15. *R.E.Davies, J.E.Pringle*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **196**, 209, 1981.
16. *R.F.Elsner, F.K.Lamb*, Nature, **262**, 356, 1976.
17. *J.Arons, S.M.Lea*, Astrophys. J., **207**, 914, 1976.
18. *N.R.Ikhsanov*, Astron. Astrophys., **368**, L5, 2001.
19. *В.М.Липунов*, Астрофизика нейтронных звезд, М., Наука, 1987.
20. *Н.Р.Ихсанов*, Астрофизика, **48**, 477, 2005.
21. *D.J.Price, S.Rosswog*, Science, **312**, 719, 2006.
22. *A.Bonanno, V.Urpin, G.Belvedere*, Astron. Astrophys., **451**, 1049, 2006.
23. *M.Colpi, U.Geppert, D.Page*, Astrophys. J., **529**, L29, 2000.
24. *M.Ruffert*, Astron. Astrophys., **346**, 861, 1999.
25. *J.M.Torrejón, I.Kreykenbohm, A.Orr et al.*, Astron. Astrophys., **423**, 301, 2004.

26. *R.F.Elsner*, *P.Ghosh*, *F.K.Lamb*, Astrophys. J., **241**, L155, 1980.
27. *N.R.Ikhsanov*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **375**, 698, 2007.
28. *В.М.Липунов*, Астрон. ж., **59**, 888, 1982.
29. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Astron. Astrophys., **245**, 528, 1991.
30. *R.C.Duncan*, *C.Thompson*, Astrophys. J., **392**, L9, 1992.
31. *A.Camero-Arranz*, *M.H.Finger*, *N.R.Ikhsanov et al.*, Astrophys. J., **708**, 1500, 2010.
32. *F.K.Lamb*, *A.C.Fabian*, *J.E.Pringle*, *D.Q.Lamb*, Astrophys. J., **217**, 197, 1977.
33. *N.R.Ikhsanov*, Astron. Astrophys., **375**, 944, 2001.
34. *F.C.Michel*, Astrophys. J., **216**, 838, 1977.
35. *D.J.Burnard*, *S.M.Lea*, *J.Arons*, Astrophys. J., **266**, 175, 1983.
36. *P.Blay*, *I.Negueruela*, *P.Rieg et al.*, Astron. Astrophys., **446**, 1095, 2006.
37. *R.H.D.Corbet*, *C.B.Markwardt*, *J.Tueller*, Astrophys. J., **655**, 458, 2007.
38. *I.Negueruela*, *P.Rieg*, Astron. Astrophys., **371**, 1056, 2001.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

К НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ ДИФФУЗНОГО ОТРАЖЕНИЯ-ПРОПУСКАНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ СЛОЕМ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

О.В.ПИКИЧЯН

Поступила 14 сентября 2009
Принята к печати 3 марта 2010

Путем последовательного применения подхода Амбарцумяна для случая одномерной анизотропной среды удается основные достижения решения линейной задачи диффузного отражения-пропускания излучения слоем конечной толщины перенести на нелинейный случай. Приводятся формулы нелинейного сложения слоев, которые пригодны для построения процедур рекуррентного расчета однородных, периодических и произвольных слоистых сред. С помощью этих соотношений дается полный набор дифференциальных уравнений инвариантного погружения. Использование последних позволяет получить систему уравнений *полной инвариантности*, которые, в свою очередь, предоставляют возможность свести решение нелинейной задачи диффузного отражения-пропускания при облучении слоя со стороны обеих его границ, к более простой задаче освещения этой среды со стороны лишь одной из ее границ,толщина слоя при этом остается лишь фиксированным параметром. Наконец, показывается, что при переходе от одночастотного случая (двухуровенный атом) к важному, с точки зрения интерпретации астрофизической информации, полихроматическому случаю (многоуровенный атом), все полученные результаты сохраняют свою форму в векторной записи.

Ключевые слова: *перенос излучения: нелинейная задача диффузного отражения-пропускания*

1. *Введение*. Исследованиям линейых задач переноса излучения в последние шестьдесят лет посвящено большое количество работ и монографий, в то время как нелинейные задачи из-за их сложности остаются до сих пор малоисследованными. Однако значение нелинейных задач продолжает неуклонно расти в связи с выявлением и интерпретацией новых более высокоэнергетических физических явлений, протекающих в астрофизических объектах. В отличие от линейного случая при больших плотностях поля излучения характеристики рассеивающей и поглощающей среды (такие как коэффициенты поглощения и рассеивания излучения элементарным объемом, оптическая толщина, функция перераспределения излучения по частотам и направлениям и т.д.) не являются наперед заданными величинами. Здесь уже требуется совместное взаимосогласованное описание результирующих характеристик поля излучения и среды.

Хорошо известно, что введение Амбарцумяном в 1942г. принципа инвариантности [1-7] существенно упростило исследование линейных задач теории переноса. В частности, в отличие от традиционного подхода он позволил получить решение классической задачи диффузного отражения и пропускания непосредственно без предварительного определения характеристик поля излучения внутри среды. В дальнейшем, на такой основе был разработан широкий арсенал аналитических численных методов для анализа различных задач переноса излучения, частиц, волн (см., например, [8]).

На область нелинейных задач этот подход был распространен Амбарцумяном в [9] (см. также [10]). На примере нелинейной задачи отражения-пропускания для одномерной, изотропной среды, в монохрматическом случае (двухуровенный атом), им были сформулированы соотношения "нелинейного сложения" слоев, затем разработана методика получения с их помощью квазилинейного дифференциального уравнения "инвариантного погружения". В итоге двухточечная граничная задача переноса была сведена к задаче с начальными условиями, т.е. - к задаче Коши. В случае же полубесконечной среды Амбарцумяном было найдено явное аналитическое решение полученного уравнения. Аналитическое решение этой задачи в более общем случае - полихроматическое рассеяние (трехуровенный атом), было получено Никогосяном [11,12]. В дальнейшем, аналитически была решена также и задача определения внутреннего поля излучения в полубесконечной среде в случае двухуровенного атома [13], при этом были выявлены некоторые аналогии между подходом принципа инвариантности, используемого в теории переноса излучения и методом ренорм группы из теории квантованных полей. Для приближенного расчета нелинейной задачи диффузного отражения-пропускания был построен также алгоритм, основанный на методе линейного сложения слоев, который реализован численно в случае четырехуровенного атома с континуумом [14-16]. Нелинейные задачи аналитически исследовались посредством применения также и других методик [17-21]. В недавно вышедшей работе [22] рекуррентная процедура нелинейного сложения слоев построена аксиоматическим образом, при этом, задача математически исследована на разрешимость и на условия сходимости к решению.

2. *Цель работы и постановка задачи.* Исследование линейной задачи диффузного отражения-пропускания Амбарцумяном включало, как получение дифференциальных уравнений инвариантного погружения [5], когда подвергается бесконечно малому варьированию каждая из границ исходного слоя по отдельности - условно можно назвать это процедурой раздельного варьирования границ, так и применение объединенной процедуры, когда со стороны одной границы добавляется бесконечно малый слой, а с противоположной стороны отнимается такой же слой - процедура совместного варьирования границ. Последнее, естественно, является уже примером инвариантного варьирования границ, поскольку не меняет исходную геометрию среды. Приравнивая все вычисленные изменения поля излучения

к нулю, Амбарцумяном было получено функциональное соотношение нового типа, не содержащее уже процедуру дифференцирования по толщине слоя [2]. Такой тип условно назовем соотношениями *полной инвариантности*, чтобы отличить их от широко используемого ныне класса уравнений *инвариантного погружения* [23-25]. В нелинейной же задаче диффузного отражения-пропускания Амбарцумяном была выполнена лишь одна из процедур раздельного варьирования границы, в результате получено только одно дифференциальное уравнение инвариантного погружения [9]. Нашей задачей является вывод полного набора дифференциальных уравнений инвариантного погружения и получение, с их помощью, соотношений полной инвариантности. Показывается, что последовательное применение подхода Амбарцумяна позволяет аналогично линейному случаю упростить решение нелинейной задачи отражения-пропускания. Сначала даются формулы нелинейного сложения слоев пригодные для построения различных алгоритмов рекуррентного наращивания слоев до заранее намеченной структуры и толщины. Затем с их помощью выводятся новые дифференциальные уравнения инвариантного погружения, которые вместе с уже известными уравнениями позволяют, в частности, путем исключения производных по толщине, получить новую систему функциональных уравнений, где толщина слоя является теперь лишь фиксированным параметром. Это позволяет, в частности, свести решение исходной нелинейной задачи отражения-пропускания при двустороннем облученении слоя извне к решению более простой задачи с односторонним облучением. Результаты обобщаются далее на задачу полихроматического рассеяния, которая в астрофизических приложениях имеет особую важность. Некоторые, из приводимых в данной работе результатов ранее доложены нами в [26,27].

Пусть имеется рассеивающая и поглощающая, одномерная, анизотропная среда геометрической толщины L, левая и правая границы которой освещены мощными пучками излучения интенсивности j^+ и j^-, соответственно. Требуется определить интенсивности излучения $u_L^+(j^+, j^-)$ и $u_L^-(j^+, j^-)$, выходящего через правую и левую границы этой среды. Свойства "отражения-пропускания" для слоя "малой" геометрической толщины $\Delta \to 0$, следуя Амбарцумяну [9], будем использовать в качестве исходной информации посредством представления

$$u_\Delta^\pm(x, y) = \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} + \alpha^\pm(x, y) \cdot \Delta + O(\Delta^2), \tag{1}$$

при этом коэффициенты $\alpha^\pm(x, y)$ предварительно считаем заданными.

3. *Соотношения "нелинейного сложения" слоев*. Пусть к слою геометрической толщины A справа приложен второй слой толщины B. Полученный в результате слой толщины $A + B$ слева и справа освещен мощными пучками излучения интенсивности x и y соответственно, требуется найти интенсивности $u_{A+B}^\pm(x, y)$ выходящего из суммарной среды $A + B$

излучения при условии, что соответствующие величины $u_A^{\pm}(x, y)$ и $u_B^{\pm}(x, y)$ для отдельных слоев A и B заранее заданы (см. рис.1).

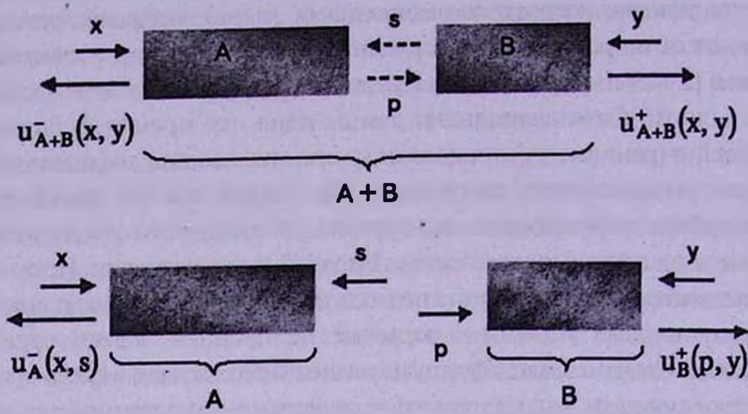


Рис.1. Сложение слоев в нелинейной задаче диффузного отражения и пропускания.

Будем исходить из очевидного физического факта, что, как излучение, выходящее из среды, так и поле излучения в ней, однозначно определяются значениями интенсивностей излучения, падающими на нее извне. Тогда, каждую из интенсивностей $u^{\pm}$, выходящих через данную (правую или левую) границу, можно представить двояким образом. Так, например, u^{+} с одной стороны можно представить как интенсивность излучения, выходящего из объединенной среды $A+B$, формированное под воздействием внешних потоков (x, y), а с другой - как интенсивность излучения, выходящего из одной только среды B и образуемого под воздействием внешних потоков (p, y). Аналогичным образом u^{-} может быть трактовано как интенсивность излучения, выходящего из среды $A+B$, формированного под воздействием внешних потоков (x, y), а с другой стороны, как интенсивность излучения, выходящего из среды A, в результате воздействия внешних потоков (x, s):

$$u_{A+B}^{+}(x, y) = u_B^{+}(p, y), \tag{2}$$

$$u_{A+B}^{-}(x, y) = u_A^{-}(x, s). \tag{3}$$

При определении u^{+} от исходной среды $A+B$ была отсечена ее часть A с сохранением при этом формированного на контактной границе ее частей результирующего поля p, подразумевая, что теперь уже имеется лишь среда B облученная слева полем p, а справа, как и прежде - y. Аналогичным образом, при определении u^{-}, исходную среду заменили ее частью A, облученную справа полем s, а слева - x. Величины же p и s, представляющие собой интенсивности результирующего излучения, идущего вправо и влево, на контактной границе сред A и B остаются пока неизвестными. Для последних нетрудно получить систему

$$p = u_A^+(x, s), \quad s = u_B^-(p, y). \tag{4}$$

Соотношения нелинейного сложения слоев (2)-(4), подобно линейному случаю (см., например [28]), позволяют вести расчет задачи отражения-пропускания рекуррентным образом. На каждом очередном шаге сложения:

1. По заданным значениям u_A и u_B, искомые величины u_{A+B} вычисляются посредством явных выражений (2)-(3), а вспомогательные функции определяются путем решения (например, итеративного) системы (4).

2. Если A и B, в частности, брать одинаковыми $A = B \equiv L$, то получим формулы нелинейного удвоения слоев: $L \to 2L \to 4L \to \ldots$.

3. Если же, расчет, при этом, начать с малой величины $L = \Delta + O(\Delta^2)$, используя, например, представление (1), то получим процедуру наращивания толщины по схеме $(L = 2^{l-1} \cdot \Delta) \to (2L = 2^l \cdot \Delta) \to \ldots$, с последовательными значениями $l = 1, 2, 3, \ldots$ и т.д.

Посредством схемы пункта 3, очевидно, можно вычислить нелинейные задачи однородных сред, процедура же пункта 2 - позволяет перейти уже к вычислению задач "периодических" сред, после того, как решение задачи для одного периода L уже найдено. Пункт 1, наконец, описывает способ расчета произвольных слоистых сред, когда соответсвующие задачи для каждых отдельных исходных слоев A и B уже рассчитаны.

4. *Уравнения инвариантного погружения*. Используя несколько видоизмененную методику Амбарцумяна [9], с помощью (2)-(4) выведем полный набор дифференциальных уравнений инвариантного погружения для определения выходящих интенсивностей $u_L^{\pm}(j^+, j^-)$ в случае слоя произвольной конечной геометрической толщины L левая и правая границы которого находятся под воздействием потоков j^+ и j^-, соответственно. Принимая в соотношениях (2)-(3) $A \equiv \Delta \to 0$ и $B \equiv L$, а также $x \equiv j^+$, $y \equiv j^-$ получим

$$u_{\Delta+L}^+(j^+, j^-) = u_L^+(p, j^-), \tag{5}$$

$$u_{\Delta+L}^-(j^+, j^-) = u_\Delta^-(j^+, s). \tag{6}$$

Для неизвестных величин s и p из (4), очевидно, будем иметь

$$p = u_\Delta^+(j^+, s), \quad s = u_L^-(p, j^-). \tag{7}$$

Использование представления (1) и разложения

$$u_{\Delta+L}^{\pm} = u_L^{\pm} + \frac{\partial u_L^{\pm}}{\partial L} \cdot \Delta + O(\Delta^2), \tag{8}$$

в выражениях (5)-(6) и в первом из (7), приводит нас к соотношениям:

$$u_L^+(j^+, j^-) + \frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial L} \cdot \Delta + O(\Delta^2) = u_L^+(p, j^-), \tag{9}$$

$$u_L^-(j^+, j^-) + \frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial L} \cdot \Delta = s + \alpha^-(j^+, s) \cdot \Delta + O(\Delta^2), \tag{10}$$

$$p = j^+ + \alpha^+(j^+, s) \cdot \Delta + O(\Delta^2), \tag{11}$$

соответственно. Подстановкой выражения (11) во второе соотношение (7), с учетом возможности разложения функции $u_L^-(p, j^-)$, по малой величине Δ, фигурирующей в ее первом аргументе, получим уравнение

$$s = u_L^-(j^+, j^-) + \alpha^+(j^+, s) \cdot \frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial j^+} \cdot \Delta + O(\Delta^2). \tag{12}$$

Соотношения (11)-(12) представляют разложенную форму системы (7), явное решение которой с точностью до $O(\Delta^2)$ имеет вид:

$$p \cong j^+ + \alpha^+(j^+, u_L^-) \cdot \Delta, \tag{13}$$

$$s \cong u_L^-(j^+, j^-) + \alpha^+(j^+, u_L^-) \cdot \frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial j^+} \cdot \Delta. \tag{14}$$

Подставляя выражения (13)-(14) в соотношения (9)-(10) и проведя соответствующие разложения и сокращения, в пределе при $\Delta \to 0$, получим окончательно

$$\frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial L} = \alpha^+(j^+, u_L^-) \cdot \frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial j^+}, \tag{15}$$

$$\frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial L} = \alpha^+(j^+, u_L^-) \cdot \frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial j^+} + \alpha^-(j^+, u_L^-). \tag{16}$$

Если в соотношениях (2)-(3) принять $A \equiv L$ и $B \equiv \Delta \to 0$, а также $x \equiv j^+$, $y \equiv j^-$, то вместо выражений (5)-(6) найдем

$$u_{L+\Delta}^+(j^+, j^-) = u_\Delta^+(\tilde{p}, j^-), \tag{17}$$

$$u_{L+\Delta}^-(j^+, j^-) = u_L^-(j^+, \tilde{s}), \tag{18}$$

а система, аналогичная (7), примет форму

$$\tilde{p} = u_L^+(j^+, \tilde{s}), \quad \tilde{s} = u_\Delta^-(\tilde{p}, j^-). \tag{19}$$

Повторяя описанную выше процедуру с использованием соотношений (1) и (17)-(19), с точностью до членов порядка $O(\Delta^2)$, в качестве решения системы (19) получим

$$\tilde{s} \cong j^- + \alpha^-(u_L^+, j^-) \cdot \Delta, \tag{20}$$

$$\tilde{p} \cong u_L^+(j^+, j^-) + \alpha^-(u_L^+, j^-) \cdot \frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial j^-} \cdot \Delta, \tag{21}$$

так что соотношения (15)-(16) могут быть дополнены второй парой дифференциальных уравнений инвариантного погружения для тех же отыскиваемых величин $u_L^\pm(j^+, j^-)$:

$$\frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial L} = \alpha^-\left(u_L^+, j^-\right)\cdot\frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial j^-} + \alpha^+\left(u_L^+, j^-\right), \tag{22}$$

$$\frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial L} = \alpha^-\left(u_L^+, j^-\right)\cdot\frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial j^-}. \tag{23}$$

Таким образом для нахождения двух функций $u_L^+(j^+, j^-)$ и $u_L^-(j^+, j^-)$ получены четыре уравнения (15), (16), (22), (23). Два из них - (22) и (16) представляют отдельные квазилинейные дифференциальные уравнения, которые с учетом начальных условий

$$u_L^+(j^+, j^-)\Big|_{L=0} = j^+, \quad u_L^+(0,0)\Big|_{L\geq 0} = 0, \tag{24}$$

$$u_L^-(j^+, j^-)\Big|_{L=0} = j^-, \quad u_L^-(0,0)\Big|_{L\geq 0} = 0 \tag{25}$$

достаточны для вычисления искомых величин $u_L^+(j^+, j^-)$ и $u_L^-(j^+, j^-)$, соответственно. Более того, если хотя бы одна из искомых величин предварительно определена из соответствующего уравнения (16) или (22), то другую можно найти из (15) или (23). Уравнения (15) и (23), взятые вместе,

$$\frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial L} = \alpha^+\left(j^+, u_L^-\right)\cdot\frac{\partial u_L^+(j^+, j^-)}{\partial j^+}, \quad \frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial L} = \alpha^-\left(u_L^+, j^-\right)\cdot\frac{\partial u_L^-(j^+, j^-)}{\partial j^-}, \tag{26}$$

предоставляет новую -третью, возможность, уже, совместного определения искомых величин. При этом в отличие от раздельных уравнений (22) и (16) здесь квазилинейные дифференциальные уравнения являются однородными. Уравнения (15),(16), (22),(23) можно решать также и при альтернативных начальных условиях:

$$u_L^+(j^+, 0) = T_L^+(j^+), \quad u_L^+(0, j^-) = R_L^+(j^-), \tag{27}$$

$$u_L^-(j^+, 0) = R_L^-(j^+), \quad u_L^-(0, j^-) = T_L^-(j^-). \tag{28}$$

Величины $R_L^\pm(j^\mp)$ и $T_L^\pm(j^\pm)$ представляют собой интенсивности отраженного и пропущенного слоем излучения, при освещении лишь одной из его границ лучами интенсивности j^+ или j^-. Для нахождения этих частных величин с помощью (15),(16),(22),(23) и (27)-(28), легко выписать, как раздельные уравнения

$$\frac{\partial R_L^+(j^-)}{\partial L} = \alpha^-\left(R_L^+(j^-), j^-\right)\cdot\frac{\partial R_L^+(j^-)}{\partial j^-} + \alpha^+\left(R_L^+(j^-), j^-\right), \tag{29}$$

$$\frac{\partial R_L^-(j^+)}{\partial L} = \alpha^+\left(j^+, R_L^-(j^+)\right)\cdot\frac{\partial R_L^-(j^+)}{\partial j^+} + \alpha^-\left(j^+, R_L^-(j^+)\right), \tag{30}$$

так и "смешанные" уравнения

$$\frac{\partial T_L^+(j^+)}{\partial L} = \alpha^+\left(j^+, R_L^-(j^+)\right)\cdot\frac{\partial T_L^+(j^+)}{\partial j^+}, \quad \frac{\partial T_L^-(j^-)}{\partial L} = \alpha^-\left(R_L^+(j^-), j^-\right)\cdot\frac{\partial T_L^-(j^-)}{\partial j^-}. \tag{31}$$

Начальные условия для (29)-(31), очевидно, легко могут быть выбраны из набора

$$R_L^{\pm}(j^{m})\big|_{L=0}=0,\quad R_L^{\pm}(0)\big|_{L\geq 0}=0,\quad T_L^{\pm}(j^{\pm})\big|_{L=0}=j^{\pm},\quad T_L^{\pm}(0)\big|_{L\geq 0}=0. \tag{32}$$

В частном случае изотропной среды, из-за наличия симметрии

$$\alpha^{+}(x,y)=\alpha^{-}(y,x)\equiv\alpha(y,x), \tag{33}$$

$$u_L^{-}(x,y)=u_L^{+}(y,x)\equiv u_L(y,x), \tag{34}$$

соотношения (22) и (16) совпадают, превращаясь в дифференциальное уравнение инвариантного погружения полученное впервые Амбарцумяном в [9]

$$\frac{\partial u_L(x,y)}{\partial L}=\alpha(u_L,y)\cdot\frac{\partial u_L(x,y)}{\partial y}+\alpha(y,u_L), \tag{35}$$

а система (26) переходит в

$$\frac{\partial u_L(x,y)}{\partial L}=\alpha(u_L(y,x),x)\cdot\frac{\partial u_L(x,y)}{\partial x}. \tag{36}$$

Используя в (36) обозначение

$$\upsilon_L(x,y)\equiv u_L(y,x), \tag{37}$$

можно сохранить форму системы (26)

$$\frac{\partial u_L(x,y)}{\partial L}=\alpha(\upsilon_L,x)\cdot\frac{\partial u_L(x,y)}{\partial x},\qquad \frac{\partial \upsilon_L(x,y)}{\partial L}=\alpha(u_L,y)\cdot\frac{\partial \upsilon_L(x,y)}{\partial y}. \tag{38}$$

Соотношение (36) (то же (38)) получено впервые и совместно с (35) представляет полный набор дифференциальных уравнений инвариантного погружения в случае изотропной среды. В случае анизотропной среды этот набор, очевидно, задается уже четырьмя уравнениями (15)-(16), (22)-(23), которые получены, фактически, посредством варьирования толщины L слоя со стороны правой - (15),(16); или левой - (22), (23); ее границ. Дифференциальные операторы:

$$\hat{E}_{+}=\alpha^{+}(j^{+},u_L^{-})\cdot\frac{\partial}{\partial j^{+}},\qquad \hat{E}_{-}=\alpha^{-}(u_L^{+},j^{-})\cdot\frac{\partial}{\partial j^{-}}, \tag{39}$$

при этом указывают на изменения искомых выходящих полей, в качестве следствия вариаций падающих потоков j^{+}, j^{-} вызванных этим "бесконечно-малым" изменением толщины слоя со стороны ее левой - $\hat{E}_{+}$, или правой - $\hat{E}_{-}$, границ соответственно. Операторная форма записи уравнений инвариантного погружения

$$\left(\frac{\partial}{\partial L}-\hat{E}_{+}\right)u_L^{+}=0, \tag{15a}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial L}-\hat{E}_{+}\right)u_L^{-}=\alpha^{-}(j^{+},u_L^{-}), \tag{16a}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial L}-\hat{E}_-\right)u_L^+=\alpha^+\left(u_L^+,j^-\right), \tag{22a}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial L}-\hat{E}_-\right)u_L^-=0\,, \tag{23a}$$

наглядно показывает, что, совместное действие - $\left(\frac{\partial}{\partial L}-\hat{E}_\pm\right)$, оператора варьирования толщины - $\partial/\partial L$ и, порожденного им, оператора "радиационного отклика" среды - $\hat{E}_\pm$, оставляет неизменной интенсивность излучения, выходящего через противоположную (по отношению к варьированной) границу среды (формулы (15а) и (23а)), а на границе варьирования выходящее из среды излучение обусловлено свечением лишь ее бесконечно малого - пограничнего слоя (формулы (16а) и (22а)).

5. *Соотношения полной инвариантности.* Хотя уравнения инвариантного погружения (15а), (16а), (22а), (23а) достаточны для решения задачи отражения-пропускания (см. выше), однако наличие операции дифференцирования - $\partial/\partial L$ подразумевает вычисление семейства функций $u_L^\pm$ по всем текущим значениям параметра погружения на интервале $[0,L]$. Из этого набора уравнений, однако, можно и вовсе исключить процедуру дифференцирования, сведя задачу к решению новой системы

$$\begin{cases}\alpha^+\left(j^+,u_L^-\right)\cdot\dfrac{\partial u_L^+\left(j^+,j^-\right)}{\partial j^+}-\alpha^-\left(u_L^+,j^-\right)\cdot\dfrac{\partial u_L^+\left(j^+,j^-\right)}{\partial j^-}=\alpha^+\left(u_L^+,j^-\right)\\ \alpha^+\left(j^+,u_L^-\right)\cdot\dfrac{\partial u_L^-\left(j^+,j^-\right)}{\partial j^+}-\alpha^-\left(u_L^+,j^-\right)\cdot\dfrac{\partial u_L^-\left(j^+,j^-\right)}{\partial j^-}=-\alpha^-\left(j^+,u_L^-\right),\end{cases} \tag{40}$$

где толщина слоя выступает уже лишь в качестве фиксированного параметра, а операция дифференцирования, включает только параметры двустороннего внешнего радиационного воздействия - j^+ и j^- на среду. Примечательно, что в обеих уравнениях полученной системы выступает один и тот же оператор

$$\hat{A}\equiv\alpha^+\left(j^+,u_L^-\right)\cdot\frac{\partial}{\partial j^+}-\alpha^-\left(u_L^+,j^-\right)\cdot\frac{\partial}{\partial j^-}, \tag{41}$$

который является разностью операторов "одностороннего радиационного отклика" среды в ответ на процедуру бесконечно малого варьирования одной из ее границ

$$\hat{A}=\hat{E}_+-\hat{E}_- \tag{42}$$

и зависит от обеих искомых величин $u_L^\pm$. С его помощью систему (40) легко записать в более компактной форме

$$\hat{A}u_L^+=+\alpha^+\left(u_L^+,j^-\right),\quad \hat{A}u_L^-=-\alpha^-\left(j^+,u_L^-\right). \tag{40a}$$

Нетрудно заметить (см. (42)), что воздействие оператора - $\hat{A}$, соответствует процедуре добавления слоя бесконечно малой толщины к одной границе исходной среды с одновременным отнятием такого же слоя со стороны ее противоположной границы,что, очевидно, оставляет физическую картину задачи *полностью инвариантной*. Именно такая процедура впервые была применена Амбарцумяном [2] для решения задач диффузного отражения и пропускания излучения слоем конечной оптической толщины в линейном случае, но та же "инвариантная" процедура в нелинейном случае привела нас к оператору (41), т.е. к новой процедуре - "дифференцирование по параметрам двустороннего радиационного воздействия на слой извне", обусловленной именно *нелинейностью* задачи. Естественно $\hat{A}$ назвать *оператором полной инвариантности Амбарцумяна*. В случае изотропной среды оператор принимает (см. (33) и (41)) более простую форму

$$\hat{A} \equiv \alpha(\upsilon_L, x)\cdot\frac{\partial}{\partial x} - \alpha(u_L, y)\cdot\frac{\partial}{\partial y}, \tag{43}$$

а при переходе к линейному случаю и вовсе "исчезает". Действительно, после совершения такого перехода в (40а) с учетом (43), очевидных соотношений

$$\alpha(x, y) = -k\cdot y + \frac{\lambda}{2}\cdot k\cdot(x+y), \tag{44}$$

$$u_L(x, y) = x\cdot T + y\cdot R, \tag{45}$$

$$\upsilon_L(x, y) = x\cdot R + y\cdot T, \tag{46}$$

и применения несложных выкладок придем к известной формуле Амбарцумяна [5]

$$T^2 = R^2 + \frac{2}{\lambda}\cdot(2-\lambda)\cdot R + 1, \tag{47}$$

которая совместно с (45)-(46) представляет свойство *полной инвариантности* в линейной одномерной изотропной задаче диффузного отражения-пропускания. Здесь: k и λ - коэффициент поглощения и вероятность выживания фотона при элементарном акте рассеяния, R и T - коэффициенты диффузного отражения и пропускания среды. Характерно, что толщина слоя в обоих (нелинейном и линейном) случаях входит лишь в качестве фиксированного параметра (формулы (40а) и (45)-(47) соответственно). При решении системы полной инвариантности (40) (то же (40а)) зависимость от толщины слоя, очевидно, должна задаваться посредством величин входящих в начальные условия (27), (28). Таким образом, в нелинейном случае (см. (40),(40а), (27),(28)), аналогично линейному - (45)-(47), удается:

1. Задачу двухстороннего облучения среды свести к отыскиванию решения более простой задачи об освещении среды лишь со стороны одной из ее границ.

2. Толщина слоя остается при этом лишь фиксированным параметром.

6. *Полихроматический случай*. Рассмотренный нами монохроматический случай в астрофизике играет лишь роль "нулевого"- модельного приближения, поскольку соответствует случаю двухуровенного атома. Для интерпретации наблюдаемых спектров астрофизических объектов приходится иметь дело с многоуровенными атомами и потому практическую важность приобретают задачи полихроматического рассеяния. Очевидно, что всякая задача полихроматического рассеяния, в действительности, существенно нелинейна. Исходя из этого, уместно выяснить, как видоизменяются полученные выше формулы в многочастотном случае? Пусть одномерная анизотропная среда геометрической толщины L, в n различных частотах одновременно, как слева, так и справа находится под воздействием потоков внешнего излучения заданных в виде вектор-строк $\boldsymbol{J}^+$ и $\boldsymbol{J}^-$ соответственно

$$\boldsymbol{J}^{\pm} \equiv \left\{j_1^{\pm}, \ldots, j_n^{\pm}\right\}. \tag{48}$$

Интенсивности излучения выходящего через правую и левую границы среды на каждой отдельной частоте k ($k=1, 2, \ldots, n$) обозначим посредством

$$u_k^{\pm}\left(j_1^+, \ldots, j_n^+; j_1^-, \ldots, j_n^-; L\right) \equiv u_k^{\pm}\left(\boldsymbol{J}^+, \boldsymbol{J}^-; L\right), \tag{49}$$

и построим вектор-строки

$$\boldsymbol{U}_L^{\pm} \equiv \left\{u_1^{\pm}\left(\boldsymbol{J}^+, \boldsymbol{J}^-; L\right), \ldots, u_n^{\pm}\left(\boldsymbol{J}^+, \boldsymbol{J}^-; L\right)\right\}, \tag{50}$$

тогда соотношения "нелинейного сложения слоев" (2)-(4) в полихроматическом случае примут вид

$$\boldsymbol{U}_{A+B}^+(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}) = \boldsymbol{U}_B^+(\boldsymbol{P}, \boldsymbol{y}), \tag{51}$$

$$\boldsymbol{U}_{A+B}^-(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}) = \boldsymbol{U}_A^-(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{S}), \tag{52}$$

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{U}_A^+(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{S}), \quad \boldsymbol{S} = \boldsymbol{U}_B^-(\boldsymbol{P}, \boldsymbol{y}) \tag{53}$$

где введены вектор-строки

$$\boldsymbol{x} \equiv \{x_1, \ldots, x_n\}, \quad \boldsymbol{y} \equiv \{y_1, \ldots, y_n\}, \tag{54}$$

$$\boldsymbol{P} \equiv \{p_1, \ldots, p_n\}, \quad \boldsymbol{S} \equiv \{s_1, \ldots, s_n\}. \tag{55}$$

Если отражающе-пропускающие свойства элементарного слоя задавать в виде

$$u_k^{\pm}\left(\boldsymbol{J}^+, \boldsymbol{J}^-; \Delta\right) = \begin{Bmatrix} j_k^+ \\ j_k^- \end{Bmatrix} + \alpha_k^{\pm}\left(\boldsymbol{J}^+, \boldsymbol{J}^-\right) \cdot \Delta + O\left(\Delta^2\right), \tag{56}$$

то с помощью (51)-(56), поступая как в монохроматическом случае, получим полный набор уравнений инвариантного погружения

$$\frac{\partial u_k^+}{\partial L} = \sum_{l=1}^n \alpha_l^-\left(\boldsymbol{U}^+, \boldsymbol{J}^-\right) \cdot \frac{\partial u_k^+}{\partial j_l^-} + \alpha_k^+\left(\boldsymbol{U}^+, \boldsymbol{J}^-\right), \tag{57}$$

$$\frac{\partial u_k^-}{\partial L} = \sum_{l=1}^n \alpha_l^+\left(\boldsymbol{J}^+, \boldsymbol{U}^-\right) \cdot \frac{\partial u_k^-}{\partial j_l^+} + \alpha_k^-\left(\boldsymbol{J}^+, \boldsymbol{U}^-\right), \tag{58}$$

$$\frac{\partial u_k^+}{\partial L} = \sum_{l=1}^n \alpha_l^+\left(J^+, U^-\right) \cdot \frac{\partial u_k^+}{\partial j_l^+}, \tag{59}$$

$$\frac{\partial u_k^-}{\partial L} = \sum_{l=1}^n \alpha_l^-\left(U^+, J^-\right) \cdot \frac{\partial u_k^-}{\partial j_l^-}. \tag{60}$$

Исключая из (57)-(58) производные по толщине слоя, окончательно получим, систему полной инвариантности для исследуемого векторного случая

$$\begin{cases} \sum_{l=1}^n \alpha_l^+\left(J^+, U^-\right) \cdot \dfrac{\partial u_k^+}{\partial j_l^+} - \sum_{l=1}^n \alpha_l^-\left(U^+, J^-\right) \cdot \dfrac{\partial u_k^+}{\partial j_l^-} = +\alpha_k^+\left(U^+, J^-\right) \\ \sum_{l=1}^n \alpha_l^+\left(J^+, U^-\right) \cdot \dfrac{\partial u_k^-}{\partial j_l^+} - \sum_{l=1}^n \alpha_l^-\left(U^+, J^-\right) \cdot \dfrac{\partial u_k^-}{\partial j_l^-} = -\alpha_k^-\left(J^+, U^-\right). \end{cases} \tag{61}$$

Вводя операторы

$$\hat{E}_+ = \sum_{l=1}^n \alpha_l^+\left(J^+, U^-\right) \cdot \frac{\partial}{\partial j_l^+}, \quad \hat{E}_- = \sum_{l=1}^n \alpha_l^-\left(U^+, J^-\right) \cdot \frac{\partial}{\partial j_l^-}, \tag{62}$$

$$\hat{A} = \hat{E}_+ - \hat{E}_- = \sum_{l=1}^n \alpha_l^+\left(J^+, U^-\right) \cdot \frac{\partial}{\partial j_l^+} - \sum_{l=1}^n \alpha_l^-\left(U^+, J^-\right) \cdot \frac{\partial}{\partial j_l^-}, \tag{63}$$

уравнения инвариантного погружения запишем в компактной форме

$$\left(\frac{\partial}{\partial L} - \hat{E}_-\right) u_k^+ = \alpha_k^+\left(U^+, J^-\right), \quad \left(\frac{\partial}{\partial L} - \hat{E}_+\right) u_k^- = \alpha_k^-\left(J^+, U^-\right), \tag{64}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial L} - \hat{E}_+\right) u_k^+ = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial L} - \hat{E}_-\right) u_k^- = 0, \tag{65}$$

а система полной инвариантности при этом примет вид

$$\hat{A} u_k^+ = +\alpha_k^+\left(U^+, J^-\right), \quad \hat{A} u_k^- = -\alpha_k^-\left(J^+, U^-\right). \tag{66}$$

Начальные условия записываются аналогично (24), (25), (27), (28):

$$u_k^\pm\left(J^+, J^-; L\right)\Big|_{L=0} = j_k^\pm, \quad u_k^\pm(0, 0; L)\Big|_{L\ge 0} = 0, \tag{67}$$

$$u_k^+\left(J^+, 0; L\right) = T_k^+\left(J^+; L\right), \quad u_k^+\left(0, J^-; L\right) = R_k^+\left(J^-; L\right), \tag{68}$$

$$u_k^-\left(J^+, 0; L\right) = R_k^-\left(J^+; L\right), \quad u_k^-\left(0, J^-; L\right) = T_k^-\left(J^-; L\right), \tag{69}$$

а для компонентов фигурирующих здесь "вспомогательных" вектор-функций $T^\pm = \left\{T_1^\pm\left(J^\pm; L\right), ..., T_n^\pm\left(J^\pm; L\right)\right\}$ и $R^\pm = \left\{R_1^\pm\left(J^\mp; L\right), ..., R_n^\pm\left(J^\mp; L\right)\right\}$ легко находим уравнения

$$\frac{\partial R_k^+\left(J^-; L\right)}{\partial L} = \sum_{l=1}^n \alpha_l^-\left(R^+, J^-\right) \cdot \frac{\partial R_k^+\left(J^-; L\right)}{\partial j_l^-} + \alpha_k^+\left(R^+, J^-\right), \tag{70}$$

$$\frac{\partial R_k^-\left(J^+; L\right)}{\partial L} = \sum_{l=1}^n \alpha_l^+\left(J^+, R^-\right) \cdot \frac{\partial R_k^-\left(J^+; L\right)}{\partial j_l^+} + \alpha_k^-\left(J^+, R^-\right), \tag{71}$$

$$\frac{\partial T_k^+(J^+;L)}{\partial L}=\sum_{l=1}^{n}\alpha_l^+(J^+,R^-)\cdot\frac{\partial T_k^+(J^+;L)}{\partial j_l^+},\tag{72}$$

$$\frac{\partial T_k^-(J^-;L)}{\partial L}=\sum_{l=1}^{n}\alpha_l^-(R^+,J^-)\cdot\frac{\partial T_k^-(J^-;L)}{\partial j_l^-},\tag{73}$$

с начальными условиями: $R_k^\pm(J^\mp;L)\Big|_{L=0}\equiv 0$, $R_k^\pm(0;L)\Big|_{L\ge 0}=0$, $T_k^\pm(J^\pm;L)\Big|_{L=0}=j_k^\pm$, $T_k^\pm(0;L)\Big|_{L\ge 0}=0$. В частном случае полубесконечной анизотропной среды, очевидно, имеют место условия $\left.\dfrac{\partial R_k^\pm(J^\mp;L)}{\partial L}\right|_{L\to\infty}\equiv 0$, тогда уравнения (70)-(71) упрощаются превращаясь в

$$\sum_{l=1}^{n}\alpha_l^-(R^+,J^-)\cdot\frac{\partial R_k^+(J^-)}{\partial j_l^-}+\alpha_k^+(R^+,J^-)=0,$$
$$\sum_{l=1}^{n}\alpha_l^+(J^+,R^-)\cdot\frac{\partial R_k^-(J^+)}{\partial j_l^+}+\alpha_k^-(J^+,R^-)=0,\tag{74}$$

где приняты обозначения $R_k^\pm(J^\mp;\infty)\equiv R_k^\pm(J^\mp)$, $R^\pm\equiv\left\{R_1^\pm(J^\mp),\ldots,R_n^\pm(J^\mp)\right\}$. Первое из уравнений (74) соответствует удалению в бесконечность левой границы среды, а второе - правой. Для полубесконечной среды последние являются уравнениями полной инвариантности и в случае изотропной среды, как было отмечено выше, получены и аналитически решены в случаях двухуровенного [9] и трехуровенного [11,12] атомов.

Таким образом, при переходе от одночастотного случая к полихроматическому, форма основных уравнений сохраняется с точностью до замены скалярных величин векторными. Это означает,что все преимущества, достигнутые при решении линейной задачи отражения-пропускания методами Амбарцумяна, адекватным образом имеют место также в общем случае полихроматического рассеяния в одномерной анизотропной среде.

7. *Заключение.* Перечислим кратко основные результаты работы. С помощью последовательного применения подхода Амбарцумяна удается основные достижения решения линейной задачи диффузного отражения-пропускания конечного слоя адекватным образом перенести на нелинейный случай. При этом, в случае одномерной анизотропной среды сначала приводятся формулы нелинейного сложения слоев - (2)-(4), которые пригодны для построения процедур "рекуррентного" расчета: однородных, периодических и произвольных слоистых сред, затем с помощью этих соотношений выводится *полный* набор дифференциальных уравнений инвариантного погружения - (15)-(16), (22)-(23), (то же (15a)-(16a), (22a)-(23a)). Из последних следуют уравнения *полной инвариантности* - (40), (то же (40a)), которые предоставляют возможность свести решение нелинейной задачи диффузного отражения-пропускания при облучении

слоя со стороны *обеих* ее границ "интенсивными" потоками излучения, к более простой задаче освещения лишь ее *одной* границы. Толщина слоя, при этом, остается фиксированной величиной, а появившийся новый дифференциальный оператор *полной инвариантности Амбарцумяна*- (41), подразумевает дифференцирование только по параметрам радиационного воздействия извне на среду и одинаков для интенсивностей выходящих через обе границы слоя. В конце работы показывается, что при переходе от одночастотного случая (двухуровенный атом), к важному, с точки зрения астрофизической интерпретации, многочастотному случаю (полихроматическое рассеяние - многоуровенный атом) все результаты сохраняют свою форму с точностью до перехода от скалярных величин к векторным, количество компонентов которых равно числу рассматриваемых дискретных частот.

Выражаю свою искреннюю признательность доктору ф.-м.н. А.Г.Никогосяну за всестороннюю поддержку и помощь на всех этапах подготовки представленной работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: hovpik@bao.sci.am

ON THE NONLINEAR PROBLEM OF DIFFUSE REFLECTION AND TRANSMISSION OF THE RADIATION ENERGY FOR A SLAB OF FINITE THICKNESS

H.V.PIKICHIAN

The successive application of Ambartsumian's approach for the one-dimensional non-isotropic medium allows extending the main achievements in solving the linear problem of diffuse reflection and transmission for a slab of finite thickness onto nonlinear case. We present formulas for the "nonlinear addition" of layers which are suitable for constructing the procedures of recurrence calculation for homogeneous, periodic and arbitrary stratified media. These relations allow deriving a complete set of differential equations of invariant imbedding which, in its turn, is utilized to obtain a system of equations of complete invariance. These equations reduce the solution of the nonlinear problem of diffuse reflection-transmission for the case when both sides of the medium are illuminated from outside to a relatively simple problem when only one of the boundaries of a medium is illuminated by the external source. Slabs thikness appears only as a fixed parametr. Finally, we show that

all relations derived for the monochromatic case (two-level atom) remain valid in the vector form for polychromatic (multi-level) problems which are important from the point of view of astrophysical applications.

Key words: *radiative transfer:nonlinear problem of diffuse reflection-transmission*

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., 19, 30, 1942.
2. *В.А.Амбарцумян*, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
3. *В.А.Амбарцумян*, ЖЭТФ, 13, 323, 1943.
4. *В.А.Амбарцумян*, ДАН СССР, 43, 106, 1944.
5. *В.А.Амбарцумян*, Изв. АН Арм. ССР, Естеств. науки, N1-2, 31, 1944.
6. *В.А.Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, 7, 199, 1947.
7. *В.А.Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, 8, 149, 1948.
8. Принцип инвариантности и его приложения, (труды симпозиума провед. 26-30 окт. 1981 г. в Бюракане), под. ред. М.А.Мнацаканяна и О.В.Пикичяна, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1989, 522с.
9. *В.А.Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, 38, 225, 1964.
10. *В.А.Амбарцумян*, в кн.: "Теория звездных спектров", (под. ред. В.В.Соболева и др.), Наука, М., 1966, с.91-104.
11. *А.Г.Никогосян*, ДАН Арм. ССР, 39, 227, 1964.
12. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 1, 285, 1965.
13. *М.А.Мнацаканян*, ДАН ССР, 262, 856, 1982.
14. *M.Gros*, *C.Magnan*, Astron. Astrophys., 93, 150, 1981.
15. *C.Magnan*, Astron. Astrophys., 271, 543, 1993.
16. *C.Magnan*, *P. De Laverny*, Astrofizika, 37, 313, 1994.
17. *В.А.Амбарцумян*, ДАН АН Арм. ССР, 39, 159, 1964.
18. *Н.Б.Енгибарян*, Астрофизика, 1, 297, 1965.
19. *В.Ю.Теребиж*, Астрофизика, 3, 281, 1967.
20. *Н.Б.Енгибарян*, Астрофизика, 3, 325, 1967.
21. *Р.С.Варданян*, *Н.Б.Енгибарян*, Уч. зап. ЕГУ, естеств. н., N3, 28, 1969.
22. *N.B.Yengibarian*, On non-linear discrete boundary-value problems and semigroups, Preprint 2009-02, Inst of Math. NAS of Armenia, July 08, 2009, 10p.
23. *R.Bellman*, *G.M.Wing*, An introduction to Invariant Imbedding, (Classics in Appl. Math., vol.8), Philadelphia: SIAM, 1992.
24. *В.И.Кляцкин*, Динамика стохастических систем: курс лекций, Физматлит, М., 2003, 240с.
25. *Дж.Касти*, *Р.Калаба*, Методы погружения в прикладной математике, М., Мир, 1976, 224 с.
26. *H.Pikichian*, in Proc. of international conf. on "Lasers'97" (New Orleans, LA, December. 15-19, 1997), Ed. by J.J.Carrol, T.A.Goldman, STS press., McLEAN, VA, 1998, pp.226-232.
27. *H.V.Pikichian*, In materials of Byurakan conf. (Ambartsumians 100-th aniversary, 18 sept 2008) (in press).
28. *О.В.Пикичян*, Сообщ. Бюрак. обс., 55, 5, 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

О ЕДИНОЙ СТРУКТУРЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Э.Х.ДАНИЕЛЯН

Поступила 28 июня 2009
Принята к печати 15 марта 2010

В предлагаемой работе излагаются основные концепции, позволившие разработать систему аналитического решения стандартных задач теории переноса излучения. Эти решения, найденные с применением метода сложения слоев Амбарцумяна в вероятностной интерпретации Соболева процессов диффузии излучения, предельно компактны по форме и легко поддаются численным расчетам. Получены новые выражения для резольвент и резольвентных функций, а также единая структурная форма интегрального представления для решения различных задач теории переноса излучения в полубесконечной среде и в конечном слое. Приводится блок-схема очередности этапов решения стандартных задач. Подчеркнуто, что при решении задач для полубесконечной среды, фундаментальную роль играет функция Амбарцумяна - $\varphi(\eta)$ (точнее, $1/\varphi(\eta)$), а для конечного слоя аналогичная роль отводится функциям $a(\eta, \tau_0)$ и $b(\eta, \tau_0)$.

Ключевые слова: *теория переноса излучения:аналитические решения*

1. *Введение.* Метод решения задач теории переноса излучения, развитый в [1-4], основан, в частности, на крайне простой идее, состоящей в проведении некоторых аналитических интегрирований по оптической глубине. Иногда эти интегрирования приводят к существенным упрощениям и даже позволяют получать качественно новые результаты, способствуя тем самым дальнейшему развитию теории. При этом немаловажную роль играет адекватный подбор вспомогательных функций, позволяющих получать предельно компактные выражения. Как это ни удивительно, но такая возможность долгое время оставалась незамеченной. Проиллюстрируем сказанное на следующем примере. Как известно, фундаменталыная функция $\varphi(\eta)$, введенная Амбарцумяном [5], удовлетворяет следующему нелинейному интегральному уравнению:

$$\varphi(\eta)=1+\frac{\lambda}{2}\eta\varphi(\eta)\int_0^1\frac{\varphi(\mu)}{\mu+\eta}d\mu . \qquad (1)$$

С другой стороны, она связана с резольвентной функцией Соболева посредством соотношения:

$$\varphi(\eta)=1+\int_0^\infty e^{-t/\eta}\,\Phi(t)dt . \qquad (2)$$

Для последней Мининым [6] было получено следующее явное интегральное представление посредством функции Амбарцумяна:

$$\Phi(t)=\frac{Ce^{-kt}}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)}+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-t/\mu}d\mu}{\mu R(\mu)\varphi(\mu)}, \tag{3}$$

подстановка которой в (2), после проведения аналитического интегрирования по оптической глубине, приводит (см. [7]) к качественно новому и крайне важному как с аналитической, так и с вычислительной точки зрения уравнению:

$$\varphi(\eta)=1+\frac{C\eta}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)(1+k\eta)}+\frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1\frac{d\mu}{(\mu+\eta)R(\mu)\varphi(\mu)}. \tag{4}$$

В последних двух выражениях, как и всюду ниже, обозначено: λ - вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния, k - корень характеристического уравнения:

$$\frac{\lambda}{2k}\ln\frac{1+k}{1-k}=1, \quad C=\frac{k\left(1-k^2\right)}{k^2-1+\lambda}, \quad R(\mu)=\left(\frac{\lambda\pi\mu}{2}\right)^2+\left(1-\frac{\lambda}{2}\mu\ln\frac{1+\mu}{1-\mu}\right)^2. \tag{5}$$

В приведенном примере предполагалось, что рассеяние фотонов имеет место в однородной среде, а элементарный акт рассеяния происходит изотропно по направлениям и без изменения его энергии (частоты). Хотя для конкретных приложений приходится учитывать также частотное перераспределение (например, для звездных атмосфер), анизотропию рассеяния по направлениям (например, в атмосферах планет, в море), мы будем и впредь придерживаться оговоренных предположений. Дело в том, что результаты типа (4), да и вообще любые результаты, полученные в рамках сделанных допущений, легко поддаются обобщениям. На случай, так называемого, полного перераспределения по частотам , такое обобщение было найдено Ивановым [8]. При учете же анизотропии при элементарном акте рассеяния, подобные обобщения имеют место для "псевдовеличин", т.е., одноиндексных азимутальных гармоник "приведенных" интенсивностей, возникающих в результате разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра [9-11]. Из сказанного следует, что результаты, полученные для задач теории переноса при изотропном монохроматическом рассеянии, могут быть легко обобщены на многие более сложные случаи (см., например, [2,3]), сохраняя при этом первоначальную структуру.

Ниже, с помощью разработанной нами методики, базирующейся на принципе инвариантности и методе *сложения слоев* Амбарцумяна [5,12] в вероятностной интерпретации Соболева [13,14], будут получены явные выражения для основных характеристик поля диффузного излучения. Приводится также единая форма решений стандартных задач теории переноса в однородной плоскопараллельной среде при вышеупомянутых предположениях об элементарном акте рассеяния.

2. *Резольвента полубесконечной среды* $\Gamma(\tau, \tau^*)$. В настоящем разделе мы остановимся подробно на применении метода сложения слоев Амбарцумяна в вероятностной интерпретации Соболева при решении задачи о нахождении резольвенты полубесконечной среды $\Gamma(\tau, \tau^*)$, зависящей от двух переменных - оптических глубин приемника (τ) и источника (τ^*). Поскольку в ее окончательные выражения входят одна из вспомогательных функций $F(\tau, \eta)$ или $\widetilde{F}(\tau, \eta)$, введенных нами в [15], считаем целесообразным вкратце упомянуть их определения и некоторые свойства. Итак,

$$F(\tau, \eta) = e^{-\tau/\mu} + \int_0^\tau e^{-(\tau-t)/\eta}\,\Phi(t)\,dt\,, \quad \widetilde{F}(\tau, \eta) = \int_\tau^\infty e^{-(t-\tau)/\eta}\,\Phi(t)\,dt\,. \tag{6}$$

Они связаны с вероятностью выхода кванта из полубесконечной среды - $P(\tau, \eta)$ следующим образом:

$$\widetilde{F}(\tau, \eta) = 2\pi\eta\varphi(\eta)\int_0^1 \frac{P(\tau, \mu)}{\mu + \eta}\,d\mu\,, \quad P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{4\pi}\varphi(\eta)F(\tau, \eta)\,. \tag{7}$$

Рассматривая эти функции и для отрицательного углового аргумента, из (6), легко получить:

$$F(\tau, -\eta) + \widetilde{F}(\tau, \eta) = e^{\tau/\eta}\,\varphi(\eta)\,. \tag{8}$$

Этот результат был найден в [16], где, кстати, приводятся их явные интегральные представления посредством функции Амбарцумяна (для чего надо подставить (3) в (6) и проинтегрировать по оптической глубине аналитически).

Нахождение резольвенты полубесконечной среды сводится к проведению следующих рассуждений. Пусть в исходной полубесконечной среде, ограниченной плоскостью $\tau = 0$, на глубине τ^* имеется квант в поглощенном состоянии (т.е., имеется возбужденный атом) и требуется найти вероятность того, что излученный квант в результате многократных рассеяний поглотится между плоскостями параллельными границе и отстоящими от нее на оптическом расстоянии τ и $\tau + d\tau$, т.е. - $\Gamma(\tau, \tau^*)d\tau$. Для этого воспользуемся разновидностью метода сложения слоев и дополним исходную среду до бесконечной, т.е., добавим к ее границе бесконечно большой слой, обладающий теми же оптическими свойствами. В полученной суммарной бесконечной среде соответствующая вероятность - $\Gamma^\infty(\tau, \tau^*)d\tau$, как хорошо известно из теории, зависит лишь от абсолютного значения разности оптических глубин источника и приемника, т.е., $\Gamma^\infty(\tau, \tau^*) = \Phi^\infty(|\tau - \tau^*|)$, причем известно, что:

$$\Phi^\infty(t) = Ce^{-kt} + \frac{\lambda}{2}\int_0^1 \frac{e^{-t/\zeta}}{\zeta R(\zeta)}\,d\zeta\,. \tag{9}$$

Очевидно также, что вероятность $\Phi^\infty(|\tau - \tau^*|)d\tau$ можно представить как сумму вероятностей для квантов не покинувших исходную полубесконечную среду, т.е., $\Gamma(\tau,\tau^*)d\tau$ и вероятностей для квантов, вышедших из нее по всем азимутам - $2\pi P(\tau^*,\mu)d\mu$, а затем, в результате многократных рассеяний уже в сумарной бесконечной среде, поглотятся в исходной среде между плоскостями, отстоящими от границы на оптическом расстоянии τ и $\tau+d\tau$, - $W^\infty(\tau,\mu)d\tau$. Поэтому ясно, что:

$$\Phi^\infty(|\tau-\tau^*|)=\Gamma(\tau,\tau^*)+2\pi\int_0^1 W^\infty(\tau,\mu)P(\tau^*,\mu)d\mu. \tag{10}$$

Нетрудно также видеть, что согласно определению:

$$W^\infty(\tau,\mu)=\int_\tau^\infty \frac{e^{-(t-\tau)/\mu}}{\mu}\Phi^\infty(t)dt. \tag{11}$$

После подстановки (9) в (11) и проведения аналитического интегрирования по t, получим:

$$W^\infty(\tau,\mu)=\frac{Ce^{-k\tau}}{1+k\mu}+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau/\zeta}}{R(\zeta)(\zeta+\mu)}d\zeta. \tag{12}$$

Теперь, вставляя (12) в (10) и меняя порядок интегрирования, а также учитывая (9) и первое из соотношений (7), после некоторых упрощений, получим решение поставленной выше задачи:

$$\Gamma(\tau,\tau^*)=\frac{C}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)}\left[\varphi\left(\frac{1}{k}\right)e^{-k|\tau-\tau^*|}-e^{-k\tau}\widetilde{F}\left(\tau^*,\frac{1}{k}\right)\right]+ \\ +\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{\varphi(\zeta)e^{-|\tau-\tau^*|/\zeta}-e^{-\tau/\zeta}\widetilde{F}(\tau^*,\zeta)}{\zeta R(\zeta)\varphi(\zeta)}d\zeta. \tag{13}$$

Как известно, принцип обратимости оптических явлений проявляет себя в теории переноса, в частности, в симметрии резольвенты $\Gamma(\tau,\tau^*)=\Gamma(\tau^*,\tau)$ (т.е., в замене источника на приемник и, наоборот). Это позволяет в (13) манипулировать аргументами τ и τ^* в зависимости от предполагаемых дальнейших интегрирований по ним.

Выражение для резольвенты выглядит несколько компактнее, когда приемник находится глубже источника. С учетом (8), легко видеть, что:

$$\Gamma(\tau,\tau^*)=\frac{Ce^{-k\tau}}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)}F\left(\tau^*,-\frac{1}{k}\right)+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau/\zeta}F(\tau^*,-\zeta)}{\zeta R(\zeta)\varphi(\zeta)}d\zeta, \quad (\tau>\tau^*). \tag{14}$$

Очевидно, что в противоположном случае ($\tau<\tau^*$), в правой части выражения (14) следует лишь поменять местами τ и τ^*.

3. *Резольвента и резольвентная функция конечного слоя.* Задачи о нахождении характеристик поля диффузного излучения в конечном слое намного сложнее по сравнению с аналогичными задачами в полубесконечной среде. И, тем не менее, применение метода сложения слоев

Амбарцумяна в вероятностной интерпретации позволяет сравнительно легко получить решения этих задач в аналитическом виде. Рассмотрим задачу о нахождении резольвенты конечного слоя $\Gamma\left(\tau, \tau^*; \tau_0\right)$. Поскольку конечный слой имеет две границы, то дополняя ее с обеих сторон до бесконечной, т.е., добавляя к каждой границе слой бесконечной толщины и проводя рассуждения подобные проведенным в предыдущем разделе, получим:

$$\Phi^\infty\left(\left|\tau - \tau^*\right|\right) = \Gamma\left(\tau, \tau^*; \tau_0\right) + 2\pi \int_0^1 W^\infty(\tau, \mu)\, p\left(\tau^*, \mu; \tau_0\right) d\mu + \\ + 2\pi \int_0^1 W^\infty(\tau_0 - \tau, \mu)\, p\left(\tau_0 - \tau^*, \mu; \tau_0\right) d\mu . \tag{15}$$

Здесь $p\left(\tau^*, \mu; \tau_0\right)$ - плотность вероятности выхода кванта, находящегося в поглощенном состоянии на глубине τ^*, через верхнюю границу ($\tau = 0$) слоя толщины τ_0 под углом $\cos^{-1}\mu$ к внешней нормали, а $W^\infty(\tau, \mu)$ - некая характеристика бесконечной среды, найденная выше. Если теперь подставить (12) в (15), то получим явное выражение резольвенты конечного слоя (в виде двукратного интеграла) посредством функции $p(\tau, \mu; \tau_0)$. Здесь необходимо заметить, что именно такое выражение для резольвенты, полученное совершенно другим путем, приводится в работе Малликина [17], т.е., в виде двукратного интеграла посредством функции источника конечного слоя, освещенного параллельными лучами (что то же самое, что и вероятность выхода кванта). Там же приводится явное интегральное представление для функции источника посредством некоторой вспомогательной функции $F(x, \mu; \tau_0)$, нахождение которой сводится к решению двух быстросходящихся интегральных уравнений по угловой переменной (см. [18]) и дальнейшим побочным интегрированиям для нахождения параметрических "констант", зависящих от оптической глубины и толщины слоя. Аналогичные выражения и быстросходящиеся интегральные уравнения для функции источника были найдены также в работе [19]. В обоих случаях авторами использовался аппарат теории функций комплексной переменной.

Качественно иное выражение для резольвенты можно получить, если исходный конечный слой дополнить до полубесконечной, т.е., добавить слой бесконечной толщины к одной из границ, скажем, к нижней. Тогда из аналогичных вероятностных соображений получим:

$$\Gamma\left(\tau, \tau^*\right) = \Gamma\left(\tau, \tau^*; \tau_0\right) + 2\pi \int_0^1 W(\tau; \tau_0, \mu)\, p\left(\tau_0 - \tau^*, \mu; \tau_0\right) d\mu . \tag{16}$$

Здесь функция $W(\tau; \tau_0, \mu)$ - некая характеристика полубесконечной среды, имеющая смысл вероятности того, что квант, первоначально движущийся в полубесконечной среде на глубине τ_0 под углом $\cos^{-1}\mu$ к внутренней нормали (т.е., в глубь среды), в результате диффузии поглотится между плоскостями, отстоящими от границы среды ($\tau = 0$) на оптических глубинах τ и $\tau + d\tau$. В силу определения ее можно найти с помощью резольвенты полубесконечной среды:

$$W(\tau;\tau_0,\mu)=\int_{\tau_0}^{\infty}\frac{e^{-(\tau-\tau_0)/\mu}}{\mu}\Gamma(\tau,t)dt\,. \tag{17}$$

С использованием явного выражения (14), получим:

$$W(\tau;\tau_0,\mu)=\frac{Ce^{-k\tau_0}}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)(1+k\mu)}F\left(\tau,-\frac{1}{k}\right)+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau_0/\zeta}F(\tau,-\zeta)}{R(\zeta)\varphi(\zeta)(\zeta+\mu)}d\zeta\,. \tag{18}$$

Теперь вводя величину (см. [20])

$$B(\tau,\zeta;\tau_0)=2\pi\zeta\int_0^1\frac{p(\tau,\mu;\tau_0)}{\mu+\zeta}d\mu\,, \tag{19}$$

и подставляя (12) в (15) и (18) в (16), для резольвенты получим два существенно разных выражения уже в форме с однократным интегрированием:

$$\Gamma(\tau,\tau^*;\tau_0)=C\left[e^{-k|\tau-\tau^*|}-e^{-k\tau}B\left(\tau^*,\frac{1}{k};\tau_0\right)-e^{-k(\tau_0-\tau)}B\left(\tau_0-\tau^*,\frac{1}{k};\tau_0\right)\right]+$$
$$+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-|\tau-\tau^*|/\zeta}-e^{-\tau/\zeta}B(\tau^*,\zeta;\tau_0)-e^{-(\tau_0-\tau)/\zeta}B(\tau_0-\tau^*,\zeta;\tau_0)}{\zeta R(\zeta)}d\zeta\,, \tag{20}$$

$$\Gamma(\tau,\tau^*;\tau_0)=\Gamma(\tau,\tau^*)-C\frac{e^{-k\tau_0}F\left(\tau,-\frac{1}{k}\right)}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)}B\left(\tau_0-\tau^*,\frac{1}{k};\tau_0\right)-$$
$$-\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau_0/\zeta}F(\tau,-\zeta)B(\tau_0-\tau^*,\zeta;\tau_0)}{\zeta R(\zeta)\varphi(\zeta)}d\zeta\,. \tag{20a}$$

Здесь важно отметить, что нахождение величины B требует не бóльших усилий, чем нахождение величины p, поскольку они обе просто (алгебраически) выражаются через введенные нами в [20] вспомогательные функции f и $\tilde{f}$:

$$\frac{4\pi}{\lambda}p(\tau,\eta;\tau_0)=\varphi(\eta,\tau_0)f(\tau,\eta;\tau_0)-\psi(\eta,\tau_0)\tilde{f}(\tau_0-\tau,\eta;\tau_0), \tag{21}$$

$$B(\tau,\eta;\tau_0)=a(\eta,\tau_0)\tilde{f}(\tau,\eta;\tau_0)+b(\eta,\tau_0)f(\tau_0-\tau,\eta;\tau_0). \tag{22}$$

Определение, некоторые свойства и явные выражения функций f и $\tilde{f}$ будут даны ниже - в разделе 4. Заметим, что аналогичные соотношения ранее были получены в [18]. В них $\varphi(\eta,\tau_0)$ и $\psi(\eta,\tau_0)$ - функции Амбарцумяна, а $a(\eta,\tau_0)$ и $b(\eta,\tau_0)$ - альтернативные по отношению к ним функции, определенные в [1] как:

$$a(\eta,\tau_0)=1-\frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1\frac{\varphi(\mu,\tau)}{\mu+\eta}d\mu \qquad b(\eta,\tau_0)=\frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1\frac{\psi(\mu,\tau)}{\mu+\eta}d\mu\,. \tag{23}$$

Полагая в (20) поочередно $\tau^*=0$ и $\tau=0$, с учетом симметрии резольвенты, а также, что $\frac{4\pi}{\lambda}p(0,\eta;\tau_0)=\varphi(\eta,\tau_0)$, и $\frac{4\pi}{\lambda}p(\tau_0,\eta;\tau_0)=\psi(\eta,\tau_0)$, получим две различные формы для ее граничных значений - резольвентной функции:

$$\Phi(\tau,\tau_0)=C\left[e^{-k\tau}a\left(\frac{1}{k},\tau_0\right)-e^{-k(\tau_0-\tau)}b\left(\frac{1}{k},\tau_0\right)\right]+$$
$$+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau/\zeta}a(\zeta,\tau_0)-e^{-(\tau_0-\tau)/\zeta}b(\zeta,\tau_0)}{\zeta R(\zeta)}d\zeta, \tag{24}$$

$$\Phi(\tau,\tau_0)=C\left[e^{-k\tau}-B\left(\tau,\frac{1}{k};\tau_0\right)-e^{-k\tau_0}B\left(\tau_0-\tau,\frac{1}{k};\tau_0\right)\right]+$$
$$+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau/\zeta}-B(\tau,\zeta;\tau_0)-e^{-\tau_0/\zeta}B(\tau_0-\tau,\zeta;\tau_0)}{\zeta R(\zeta)}d\zeta. \tag{25}$$

Заметим, что соотношение (24) обладает большим преимуществом по сравнению с (25), поскольку неизвестные пока функции $a(\eta,\tau_0)$ и $b(\eta,\tau_0)$, в отличие от $B(\tau,\eta;\tau_0)$, не зависят от оптической глубины, что позволяет довольно просто проводить возможные интегрирования по ней аналитически.

Другие выражения для резольвентной функции посредством лишь одной из альтернативных функций следуют из (20а). Полагая в нем $\tau^*=\tau_0$ или $\tau^*=0$, а также учитывая, что $\Gamma(\tau,\tau_0;\tau_0)=\Phi(\tau_0-\tau,\tau_0)$, получим соответственно:

$$\Phi(\tau_0-\tau,\tau_0)=\frac{Ce^{-k\tau_0}}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)}F\left(\tau,-\frac{1}{k}\right)a\left(\frac{1}{k},\tau_0\right)+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau_0/\zeta}F(\tau,-\zeta)a(\zeta,\tau_0)}{\zeta R(\zeta)\varphi(\zeta)}d\zeta, \tag{26}$$

$$\Phi(\tau,\tau_0)=\Phi(\tau)-\frac{Ce^{-k\tau_0}}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)}F\left(\tau,-\frac{1}{k}\right)b\left(\frac{1}{k},\tau_0\right)-\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{e^{-\tau_0/\zeta}F(\tau,-\zeta)b(\zeta,\tau_0)}{\zeta R(\zeta)\varphi(\zeta)}d\zeta. \tag{27}$$

И в заключение настоящего раздела приведем еще одно выражение для резольвентной функции, интересное тем, что входящие в него величины являются характеристиками поля излучения для сред *различной* оптической толщины

$$\Phi(\tau,\tau_0)=\frac{\lambda}{2}\int_0^1 f(\tau,\eta;\tau_0)\varphi(\eta,\tau_0-\tau)\frac{d\eta}{\eta}.$$

Оно следует из формулы (13) работы [20] (полагая в нем $\zeta=0$ и $\tau_2=0$). Сравнивая его с известным выражением:

$$\Phi(\tau,\tau_0)=2\pi\int_0^1 p(\tau,\eta;\tau_0)\frac{d\eta}{\eta},$$

можно было бы предположить, что имеет место гипотетическое равенство для их подынтегральных функций, т.е.:

$$2\pi p(\tau,\eta;\tau_0)=\frac{\lambda}{2}\varphi(\eta,\tau_0-\tau)f(\tau,\eta;\tau_0), \tag{A}$$

поскольку это равенство, помимо равенства определённых интегралов, имеет место также для целого ряда входящих в них параметров. Так:

1) при $\tau = 0$, так как $\frac{4\pi}{\lambda} p(0, \eta; \tau_0) = \varphi(\eta, \tau_0)$, а $f(0, \eta; \tau_0) = 1$,

2) при $\tau = \tau_0$, так как $\frac{4\pi}{\lambda} p(\tau_0, \eta; \tau_0) = \psi(\eta, \tau_0)$, $f(\tau_0, \eta; \tau_0) = \psi(\eta, \tau_0)$, а $\varphi(\eta, 0) = 1$,

3) при $\tau_0 = \infty$, так как $2\pi P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) F(\tau, \eta)$,

4) при $\eta = 0$, так как $p(\tau, 0; \tau_0) = 0$, $f(\tau, 0; \tau_0) = 0$, а $\varphi(0, \tau_0 - \tau) = 1$.

Гипотезу (А) нам не удалось пока аналитически ни доказать, ни опровергнуть. Ясно одно, что помимо начальной точки $\eta = 0$, равенство (А) справедливо, по крайней мере, в еще одной - η_1 ($\eta_1 \in [0; 1]$). Это следует из неотрицательности величин, входящих в (А) и теорем Вейерштрасса об определенных интегралах.

4. *Вспомогательные функции f и $\tilde{f}$*. Нахождение резольвенты конечного слоя из (20) или (20а) предполагает знание функции $B(\tau, \eta; \tau_0)$, а значит, согласно (22), прежде всего функций f и $\tilde{f}$. Они были определены в [20], как:

$$f(\tau, \eta; \tau_0) = e^{-\tau/\eta} + \int_0^{\tau} e^{-(\tau - t)/\eta} \Phi(t, \tau_0) dt, \quad \tilde{f}(\tau, \eta; \tau_0) = \int_{\tau}^{\tau_0} e^{-(t-\tau)/\eta} \Phi(t, \tau_0) dt, \tag{28}$$

причем:

$$f(0, \eta; \tau_0) = 1, \quad f(\tau_0, \eta; \tau_0) = \psi(\eta, \tau_0), \tag{29}$$

$$\tilde{f}(0, \eta; \tau_0) = \varphi(\eta, \tau_0) - 1, \quad \tilde{f}(\tau_0, \eta; \tau_0) = 0. \tag{30}$$

Ниже будут приведены их явные выражения посредством функций $a(\eta, \tau_0)$ и $b(\eta, \tau_0)$, а пока остановимся на некоторых их аналитических свойствах. Так, полагая в соотношениях (28) $\eta \to \infty$ и складывая их, получим равенство:

$$f(\tau, \infty; \tau_0) + \tilde{f}(\tau, \infty; \tau_0) = \varphi(\infty, \tau_0), \tag{31}$$

замечательное тем, что правая часть не зависит от оптической глубины. Расширяя область изменения угловой переменной на отрицательные значения, легко видеть, что для них имеют место соотношения:

$$f(\tau, -\eta; \tau_0) + \tilde{f}(\tau, \eta; \tau_0) = e^{\tau/\eta} \varphi(\eta, \tau_0), \tag{32}$$

$$f(\tau, \eta; \tau_0) + \tilde{f}(\tau, -\eta; \tau_0) = e^{(\tau_0 - \tau)/\eta} \psi(\eta, \tau_0). \tag{33}$$

Кстати, для вероятности выхода кванта из конечного слоя, подобное соотношение (см., например, [21], с.132) в отличие от (32), не имеющее аналога для полубесконечной среды, имеет вид:

$$p(\tau, \eta; \tau_0) = e^{-\tau_0/\eta} p(\tau_0 - \tau, -\eta; \tau_0).$$

Вероятностный смысл вспомогательных функций $F(\tau, \eta)$ и $\tilde{F}(\tau, \eta)$ для полубесконечной среды приводится в [16], величины же f и $\tilde{f}$ имеют аналогичный вероятностный смысл, но уже для слоя конечной оптической толщины. Они описывают также, соответственно, нисходящую и восходящую интенсивности диффузного излучения на глубине τ слоя толщины τ_0, содержащем на верхней ($\tau = 0$) границе плоский изотропно излучающий первичный источник энергии. Примечательно, что восходящие и нисходящие интенсивности излучения на глубине τ в конечном слое τ_0, освещенном параллельными лучами, зависящие от двух угловых переменных выражаются посредством простых алгебраических соотношений в явном виде через функции f и $\tilde{f}$, зависящие лишь от одного углового аргумента (см. [20]).

Явные выражения для функции f и $\tilde{f}$ можно получить подстановкой (24) в (28) с последующим аналитическим интегрированием по оптической глубине:

$$f(\tau, \eta; \tau_0) = e^{-\tau/\eta} + C\left[a\left(\frac{1}{k}, \tau\right)A\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) - e^{-k(\tau_0-\tau)}b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right)A\left(\tau, -\eta, \frac{1}{k}\right)e^{-\tau/\eta}\right] +$$
$$+\frac{\lambda}{2}\int_0^1 \frac{a(\zeta, \tau_0)A(\tau, \eta, \zeta) - e^{-(\tau_0-\tau)/\zeta}b(\zeta, \tau_0)A(\tau, -\eta, \zeta)e^{-\tau/\eta}}{\zeta R(\zeta)}d\zeta, \tag{34}$$

$$\tilde{f}(\tau_0 - \tau, \eta; \tau_0) = C\left[e^{-k(\tau_0-\tau)}a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right)A\left(\tau, -\eta, \frac{1}{k}\right)e^{-\tau/\eta} - b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right)A\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right)\right] +$$
$$+\frac{\lambda}{2}\int_0^1 \frac{e^{-(\tau_0-\tau)/\zeta}a(\zeta, \tau_0)A(\tau, -\eta, \zeta)e^{-\tau/\eta} - b(\zeta, \tau_0)A(\tau, \eta, \zeta)}{\zeta R(\zeta)}d\zeta, \tag{35}$$

где A - элементарная функция, не зависящая от оптической толщины слоя и равна:

$$A(\tau, \eta, \mu) = \eta\mu\frac{e^{-\tau/\mu} - e^{-\tau/\eta}}{\mu - \eta}. \tag{36}$$

5. *Единая форма решений стандартных задач.* Выше мы видели, что решения многих стандартных задач теории переноса удается представить в конечном виде посредством некоторых функций, нахождение которых на практике не представляет особых затруднений. Более того, эти явные интегральные выражения часто позволяют обнаружить скрытые аналитические свойства исследуемых величин. Действительно, для многих из них имеет место единое интегральное представление вида:

$$X(x) = g_X + CM_X\left(x; \frac{1}{k}\right) + \frac{\lambda}{2}\int_0^1 \frac{M_X(x; \mu)}{\mu R(\mu)}d\mu, \tag{37}$$

в котором X - решение рассматриваемой задачи, $x = \{\tau, \tau^*, \eta, \zeta \ldots\}$ - набор аргументов, а g_X и M_X - некоторые известные функции, характерные для данной задачи. Приведем вначале g_X и M_X для основных величин, описывающих поле излучения в полубесконечной среде:

$$\text{для } \varphi(\eta): \qquad g_\varphi = 1, \qquad M_\varphi(\eta;\mu) = \frac{\eta\mu}{\mu+\eta} a(\mu), \tag{38}$$

$$\text{для } \Phi(\tau): \qquad g_\Phi = 0, \qquad M_\Phi(\tau;\mu) = e^{-\tau/\mu} a(\mu), \tag{39}$$

$$\text{для } F(\tau,\eta): \qquad g_F = e^{-\tau/\mu}, \qquad M_F(\tau,\eta;\mu) = A(\tau,\eta,\mu) a(\mu), \tag{40}$$

$$\text{для } \widetilde{F}(\tau,\eta): \qquad g_{\widetilde{F}} = 0, \qquad M_{\widetilde{F}}(\tau,\eta;\mu) = \frac{\eta\mu}{\mu+\eta} e^{-\tau/\mu} a(\mu). \tag{41}$$

Они следуют, соответственно, из формул (4), (3), (34) и (35), причем в последних двух надо предварительно положить $\tau_0 \to \infty$.

Исходная величина $a(\mu)$ конструируется также как в случае конечного слоя, поэтому полагая в (23) $\tau_0 \to \infty$, получнм:

$$a(\eta) = 1 - \frac{\lambda}{2}\eta \int_0^1 \frac{\varphi(\mu)}{\mu+\eta} d\mu .$$

Сравнивая с (1) видим, что она равна обратной величине функции Амбарцумяна:

$$a(\eta) = 1/\varphi(\eta),$$

вследствие чего формула (38) носит скорее символический характер и приводится лишь для полноты. Функции $\Phi(\tau)$, $F(\tau,\eta)$ и $\widetilde{F}(\tau,\eta)$ удобно называть функциями первого уровня, имея в виду, что их нахождение сводится к одной квадратуре с участием исходной функции $a(\mu)$. С их помощью легко находить также решения относительно более сложных задач (см. [15]), таких как, определение восходящей (Z) и нисходящей (Y) интенсивностей в полубесконечной среде, освещенной параллельными лучами или величину вероятности выхода кванта из среды - $P(\tau,\eta)$. Важно подчеркнуть, что при этом требуется совершить лишь простые алгебраические операции.

Функциями же второго уровня, в полубесконечной среде, будут: резольвента - $\Gamma(\tau,\tau^*)$, функция Грина $G(\tau,\tau^*,\eta,\zeta)$ - и соответствующая ей функция источника - $P(\tau,\tau^*,\eta)$, т.е., интеграл от функции Грина по ζ на интервале [-1;1] (см. [16]). Очевидно, что поля излучения при произвольных первичных источниках энергии находятся через эти величины непосредственно. Для функции источника и резольвенты можно получить явные интегральные представления типа (37). Например:

$$\text{для } \Gamma(\tau,\tau^*): \qquad g_\Gamma = 0, \qquad M_\Gamma(\tau,\tau^*;\mu) = e^{-|\tau-\tau^*|/\mu} - e^{-\tau/\mu} a(\mu) \widetilde{F}(\tau^*,\mu), \tag{42}$$

$$\text{для } P(\tau,\tau^*,-\eta): \qquad g_P = 0, \qquad \begin{aligned} M_P(\tau,\tau^*,-\eta;\mu) &= e^{-\tau^*/\mu} A(\tau,\eta,-\mu) - \\ &- a(\mu) A(\tau,\eta,\mu) \widetilde{F}(\tau^*,\mu), \quad (\tau^* > \tau,\ \eta > 0). \end{aligned} \tag{43}$$

Последнее соотношение, вообще говоря, следует из формулы (18) работы [1] при $\tau_0 \to \infty$, а вероятностный смысл функции $P(\tau,\tau^*,\eta)$ и родственных ей, дискутируется в [16]. Как видно из приведенных выше формул, во всех величинах первого уровня присутствует лишь исходная функция $a(\mu)$ (не считая известных элементарных функций). В выражениях же для величин второго уровня кроме нее фигурирует уже одна из функций первого уровня. Это означает, что нахождение величин второго уровня требует взятия второй (и последней) квадратуры.

Задачи переноса излучения в конечном слое намного сложнее аналогичных задач полупространства. Тем не менее, их явные решения также удается представить в форме (37). Сложность здесь заключается в наличии уже двух исходных функций - $a(\eta,\tau)$ и $b(\eta,\tau)$, из которых, как это следует из их определения (23), - вторая в пределе при $\tau\to\infty$ стремится к нулю, а первая, естественно, совпадает с аналогичной функцией $a(\eta)=1/\varphi(\eta)$ для полубесконечной среды. Следует отметить, что знание исходных функций $a(\eta,\tau)$ и $b(\eta,\tau)$ при нахождении функций Амбарцумяна $\varphi(\eta,\tau_0)$ и $\psi(\eta,\tau_0)$ конечного слоя (в отличие от функции $\varphi(\eta)$ для полубесконечной среды), подразумевает дополнительное интегрирование, т.е., последние принадлежат к функциям первого уровня.

Приведем теперь некоторые выражения для M, соответствующие функциям первого уровня для конечного слоя. Они следуют из формул (35), (34) при $\tau_0=\tau$, с учетом (29), (30), а также (24), (34) и (35) настоящей работы:

$$\text{для } \varphi(\eta,\tau):\quad g_\varphi=1,\ M_\varphi(\tau,\eta;\mu)=a(\mu,\tau)A(\tau,-\eta,\mu)e^{-\tau/\eta}-b(\mu,\tau)A(\tau,\eta,\mu), \tag{44}$$

$$\text{для } \psi(\eta,\tau):\quad g_\psi=e^{-\tau/\eta},\ M_\psi(\tau,\eta;\mu)=a(\mu,\tau)A(\tau,\eta,\mu)-b(\mu,\tau)A(\tau,-\eta,\mu)e^{-\tau/\eta}, \tag{45}$$

$$\text{для } \Phi(\tau,\tau_0):\ g_\Phi=0,\ M_\Phi(\tau,\tau_0;\mu)=a(\mu,\tau_0)e^{-\tau/\mu}-b(\mu,\tau_0)e^{-(\tau_0-\tau)/\mu}, \tag{46}$$

$$\text{для } f(\tau,\eta,\tau_0):\quad g_f=e^{-\tau/\eta},\quad M_f(\tau,\eta,\tau_0;\mu)=a(\mu,\tau_0)A(\tau,\eta,\mu)- \\ -e^{-(\tau_0-\tau)/\mu}b(\mu,\tau_0)A(\tau,-\eta,\mu)e^{-\tau/\eta}, \tag{47}$$

$$\text{для } \tilde{f}(\tau_0-\tau,\eta,\tau_0):\ g_{\tilde f}=0,\ M_{\tilde f}(\tau,\eta,\tau_0;\mu)=e^{-(\tau_0-\tau)/\mu}a(\mu,\tau_0)A(\tau,-\eta,\mu)e^{-\tau/\eta}- \\ -b(\mu,\tau_0)A(\tau,\eta,\mu). \tag{48}$$

Выражения для функций второго уровня легко получить: из (20) и (20a) - для резольвенты $\Gamma(\tau,\tau^*;\tau_0)$, а для величин $p(\tau,\tau^*,\eta;\tau_0)$ - из формул (18) и (19) работы [1]. Алгебраическое выражение для функции Грина конечного слоя можно найти в работе Пикичяна [22].

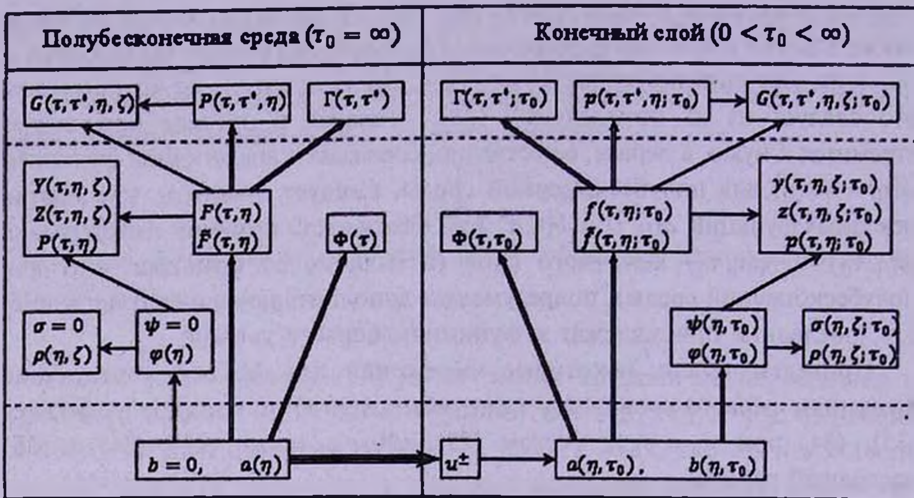
И в заключение приведём блок-схему решения стандартных задач (от функций Амбарцумяна до функции Грина) теории переноса в полубесконечной среде и в конечном слое. В ней наглядно видно, какую величину с помощью какой величины и с затратой каких усилий можно находить. Так, простые стрелки подразумевают лишь алгебраические операции, двойные -

простое интегрирование по угловой переменной, а тройные - решение интегрального уравнения базисных функций (см. [3,4]):

$$u^{\pm}(\eta,\tau)=1\pm\frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1\frac{g(\mu,\tau)}{\mu+\eta}u^{\pm}(\mu,\tau)d\mu\,, \tag{49}$$

где

$$g(\mu,\tau)=e^{-\tau/\mu}/R(\mu)\varphi^2(\mu). \tag{50}$$



В нижней части приведенной схемы расположены исходные функции, выше - между горизонтальными пунктирными линиями - величины первого уровня и над ними - функции второго уровня.

Из приведенной схемы бросается в глаза центральная роль вспомогательных функций F, $\tilde F$ и f, $\tilde f$ и очередной раз убеждаемся в фундаментальном характере функции Амбарцумяна - $\varphi(\eta)$ полубесконечной среды, которая неявным образом входит также во все решения задач слоя конечной оптической толщины. Ее можно отнести, как к функциям первого уровня, так и к исходным величинам. Поэтому, по нашей схеме, именно с нее (или ее модификаций) надо начинать процесс решения практически любой задачи теории переноса. Отсюда же можно заключить, что для задач в конечном слое функциям $a(\eta,\tau)$ и $b(\eta,\tau)$ отводится та же роль, что и величине $1/\varphi(\eta)$ в задачах для полупространства.

6. *Заключение*. Выше мы видели, что отыскание характеристик поля диффузного излучения сводится, прежде всего, к нахождению исходных функций. Далее следуют одно или два интегрирования (по угловой переменной) и алгебраические операции.

В случае полубесконечной среды, исходной является функция $a(\eta)$, т.е., по существу, функция Амбарцумяна - $\varphi(\eta)$, для которой, как уже упоминалось, были найдены явные интегральные представления Фоком [23] и позже Малликиным (см., например, [17]). Это означает, что точные решения задач переноса излучения в полубесконечной среде удается полностью получить аналитически в конечном виде.

Для задач переноса излучения в конечном слое, к сожалению, этого достичь не удается. Здесь, хотя и решения всех стандартных задач аналитически представляются в явной форме (37) или в виде некоторой алгебраической комбинации подобно представимых величин, однако, для исходных величин $u^{\pm}$, уже отсутствуют явные аналитические выражения в конечном виде. Исходные величины здесь уже можно найти лишь численно - решая интегральное уравнение (49). В ядро этого уравнения входит функция Амбарцумяна - $\varphi(\eta)$, вычисление которой хоть и не проблематично, однако выбор эффективного способа не так очевиден. В наших исследованиях мы неоднократно затрагивали этот аспект и пришли к следующему выводу. Явные выражения для нее чрезвычайно важны с аналитической точки зрения, но с вычислительной точки зрения мало практичны, ввиду наличия сложных интегралов, требующих подчас специальных методов численного интегрирования. Нелинейное интегральное уравнение, полученное Амбарцумяном, с вычислительной точки зрения эффективно лишь для λ не близких к единице, а сингулярное уравнение наименее пригодно для вычислений. Уравнение (4), несмотря на быструю сходимость, обладает недостатком предварительного определения величины $\varphi(1/k)$. В "приложении" работы [4] приводится еще одно уравнение:

$$h(\eta)\varphi(\eta) = 1 - \frac{C\eta}{\varphi\left(\frac{1}{k}\right)(1+k\eta)} h\left(\frac{1}{k}\right) - \frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1 \frac{h(\mu)d\mu}{(\mu+\eta)R(\mu)\varphi(\mu)}, \qquad (51)$$

обладающее тем же недостатком, от которого, однако, удается освободиться, исключив с помощью (4) величину $\varphi(1/k)$. В результате, получается:

$$\left[h\left(\frac{1}{k}\right) + h(\eta)\right]\varphi(\eta) = 1 + h\left(\frac{1}{k}\right) - \frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1 \frac{\left[h(\mu) - h\left(\frac{1}{k}\right)\right]d\mu}{(\mu+\eta)R(\mu)\varphi(\mu)}. \qquad (52)$$

В последних формулах - $h(\eta) = 1 - \lambda\eta\ln\left(1+\frac{1}{\eta}\right)$.

Уравнения (4), (51) и (52) очень интересны как с аналитической, так и с вычислительной точек зрения. Разумеется, есть и другие оригинальные способы, более или менее пригодные, для численного нахождения функции $\varphi(\eta)$ (см., например, [4]). Здесь мы остановимся лишь на одном из них. В книге Кейза и Цвайфеля [24] приводится интегральное уравнение из которого, после небольших преобразований, можно получить:

$$\varphi(\eta)=\frac{\varphi^0(\eta)}{1-\frac{\lambda}{2}\frac{\eta}{(1+k\eta)}\int_0^1\frac{\left(1-\frac{k\mu}{\sqrt{1-\lambda}}\right)}{(\mu+\eta)}\varphi(\mu)d\mu}, \tag{53}$$

где $\varphi^0(\eta)=\left(1+k\eta/\sqrt{1-\lambda}\right)/(1+k\eta)$ является уже довольно хорошим приближением к φ - функции.

Расчеты, проведенные нами, показали, что наилучшие результаты получаются (для всех значений λ) при использовании уравнения (53), особенно если требуется высокая точность. Надеемся, что применение изложенной выше общей методики исследования задач переноса приведет в дальнейшем к еще большим упрощениям при рассмотрении конкретных ситуаций, а также получению новых относительно компактных асимптотических формул высокой точности.

Blasewitzer Ring 50-13593, Berlin,
e-mail: edanieljan@yahoo.de

ON THE UNIFIED STRUCTURE OF THE ANALYTICAL SOLUTIONS OF THE RADIATIVE TRANSFER PROBLEMS IN THE PLANE-PARALLEL HOMOGENEOUS MEDIUM

E.Kh.DANIELIAN

In the proposed work the basic concepts are presented, which make it possible to develop the system of the analytical solution of the standard problems of the radiative transfer theory. These solutions are found with the application of Ambartsumyan's method of "addition of layers" in Sobolyev's probabilistic approach of the transfer processes. These solutions are compact in form and easy to calculate. New formulas for the resolvents and resolvent functions are obtained, and also the unified expression of integral form for the solution of different problems of the transfer theory for the semi-infinite medium and for layer of the finite thickness. A block-diagram of sequence of the stages of solution of standard problems is introduced. It is emphasized, that by the solution of problems for the semi-infinite medium, a fundamental role plays Ambartsumyan's function - $\varphi(\eta)$ (more precisely, $1/\varphi(\eta)$), and for the finite thickness an analogous role is assigned to functions $a(\eta,\tau_0)$ and $b(\eta,\tau_0)$.

Key words: *radiative transfer theory:analytical solutions*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э.Х.Даниелян*, Астрофизика, 19, 335, 1983.
2. *Э.Х.Даниелян*, Астрофизика, 19, 711, 1983.
3. *Э.Х.Даниелян*, Астрофизика, 36, 225, 1993.
4. *Э.Х.Даниелян*, Астрофизика, 37, 129, 1994.
5. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.1, Ереван, 1960.
6. *И.Н.Минин*, Докл. АН СССР, 120, 63, 1958.
7. *Р.Р.Андреасян*, *Э.Х.Даниелян*, Сообщ. БАО, 50, 114, 1978.
8. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., 41, 44, 1964.
9. *С.Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, М., ИЛ, 1953.
10. *В.В.Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, М., Наука, 1972.
11. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., 55, 1072, 1978.
12. *В.А.Амбарцумян*, Изв. АН Арм ССР, № 1-2, 1944.
13. *В.В.Соболев*, Астрон. ж., 28, 5, 355, 1951.
14. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
15. *Э.Х.Даниелян*, *М.А.Мнацаканян*, Сообщ. БАО, 46, 101, 1975.
16. *Э.Х.Даниелян*, *О.В.Пикичян*, Астрофизика, 13, 275, 1977.
17. *T.W.Mullikin*, Proc. Interdisciplinary Conference on Electromagnetic Scattering, Univ. Massachusetts, 1965, p.697.
18. *J.L.Carlstedt*, *T.W.Mullikin*, Astroph. J., Suppl. Ser., 12, 113, 1966.
19. *Н.Н.Роговцов*, *А.М.Самсон*, Ж. прикладн. спектроскоп., 25, 512, 1976.
20. *Э.Х.Даниелян*, Астрофизика, 12, 579, 1976.
21. *Д.И.Нагирнер*, Лекции по теории переноса излучения, С-Пб. Унив., 2001.
22. *О.В.Пикичян*, Астрофизика, 14, 169, 1978.
23. *В.А.Фок*, Матем. сб. 14 (56), №1-2, 3, 1944.
24. *К.М.Кейз*, *П.Ф.Цвайфель*, Линейная теория переноса, М., Мир, 1972.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

О КОНФОРМНЫХ АНАЛОГАХ ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ. I

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН, А.В.ОВСЕПЯН

Поступила 2 декабря 2009
Принята к печати 3 марта 2010

Современные космологические наблюдения крупномасштабных структур (красное смещение сверхновых типа Ia) подтверждают, что Вселенная в настоящее время расширяется с ускорением и ее доминирующим компонентом является темная энергия. Это стимулирует развитие теории тяготения и приводит к возникновению многочисленных альтернативных вариантов, в том числе тензорно-скалярных. В работе обсуждается роль конформных преобразований в теории Йордана-Бранса-Дикке. Рассматриваются варианты собственного, конформно-связанного и эйнштейновского представлений. В эйнштейновском представлении получено точное аналитическое решение стандарной космологической модели, выраженное через относительные энергетические вклады обычной материи Ω_m, скалярного поля Ω_{CK}, а также Ω_Λ, обусловленного учетом космологической постоянной Λ. На рисунках представлена информация об эволюции Вселенной в случае учета минимально связанного скалярного поля.

Ключевые слова: *конформные преобразования:космология:скалярное поле*

1. *Введение*. Идеи Маха приводят к концептуальному конфликту, связанному с масштабными измерениями. Согласно рассуждениям Маха масса как-то определяется удаленной материей, зависит от фона, от широкомасштабной структуры Вселенной. Таким образом, налицо возможность ее изменения при переходе от одной пространственно-временной точки к другой. Из фундаментальной роли массы в определении единиц измерения следует, что помимо математического содержания конформным преобразованиям можно придать и определенный физический смысл, связывая их с масштабными преобразованиями единиц измерения. В данной фиксированной точке $dS^2 = g_{ik}dx^i dx^k$ в таком случае не имеет абсолютного смысла , так что, сравнивая линейные элементы по различным направлениям в рассматриваемой точке, можно определить отношение величин g_{ik}, т.е. вместо первоначального линейного элемента целесообразно рассматривать $S^2 = \Omega^2\, g_{ik}dx^i dx^k$. Поэтому более рациональным представляется такая формулировка физической теории, которая зависит от указанных отношений, а не от абсолютных значений метрического тензора. Подобная теория называется конформно-инвариантной. Другими словами, конформно-инвариантная теория не меняет своей структуры при конформных преобразованиях ($g_{ik} = \Omega^2\, g_{ik}$) метрики пространства.

Известно, что максвелловская теория конформно-инвариантна, а общая теория относительности не является таковой, находясь в противоречии с принципом Маха. Что касается тензорно-скалярных теорий, то как показано, конформные скалярно-метрические теории физически эквивалентны своему чисто метрическому аналогу. Роль конформных преобразований в гравитационных теориях обсуждалась Вейлем [1], Паули [2], Петровым [3], Дикке [4] и др. В теории Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД) специфичность скалярного поля особенно проявляется в конформных аналогах, где скалярное поле как бы отделяется от собственно гравитационного поля и, как оказывается, может играть определенную роль в явлении ускорения расширяющейся Вселенной.

Известно, что теория ЙБД в вакуумном варианте конформно-инвариантна [5]. При определенных конформных преобразованиях она приводится к стандартному эйнштейновскому виду, при этом к тензору энергии-импульса обычной материи добавляется либо тензор энергии-импульса минимально связанного, либо конформно связанного скалярного поля. Вышеупомянутое утверждение о физической эквивалентности при наличии конформной инвариантности позволяет перебрасывать точные решения из одного представления в другое.

2. ***Конформное соответствие теорий ЙБД и ОТО***. Если конформно соответствующее пространство построить исходя из связи

$$\bar{g}_{\mu\nu} = \left(\frac{y}{y_0}\right)^k g_{\mu\nu}, \tag{1}$$

то стандартное действие ЙБД принимает вид [6]

$$\overline{W} = \int \left(\frac{y}{y_0}\right)^{1-k} \left\{ -\frac{y}{16\pi}\left(\overline{R} - \frac{A}{2}\bar{g}^{\alpha\beta}\frac{y_\alpha y_\beta}{y^2}\right) + \left(\frac{y}{y_0}\right)^{-(1+k)} L_m \right\}\sqrt{-\bar{g}}\, d^4x, \tag{2}$$

где $-A = 3k^2 - 6k + 2\varsigma$, $k = 1 \pm \sqrt{1 - \dfrac{A+2\varsigma}{3}}$.

При $k=1$ ($A = 3 \pm 2\varsigma$) конформно-преобразованное действие

$$\overline{W}_{k=1} = \int \left[-\frac{\overline{R}}{2\varkappa_0} + \frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2 \right]\sqrt{-\bar{g}}\, d^4x \tag{3}$$

относится к теории Эйнштейна при наличии минимально-связанного скалярного поля. Для иллюстрации приведем конформный аналог решения Райснера-Нордстрема в ЙБД.

Решение Райснера-Нордстрема в вытянутых сфероидальных координатах [7] имеет вид

$$dS^2 = \left(\frac{u-1}{u+1}\right)^{1/\eta} dt^2 - 4\rho_0^2\left(\frac{u-1}{u+1}\right)^{(a-1)/\eta} F^2\left[du^2 + (u-1)\,d\Omega^2\right], \tag{4}$$

где $4\rho_0^2 = \eta^2\left(m^2 - e^2\right)$, ($e$-заряд), $F = \dfrac{1}{2}\left(q + (2-q)\left(\dfrac{u-1}{u+1}\right)^{(2-a)/2\eta}\right)$, а

$q = 1 + \sqrt{1 + e^2/4\rho_0^2}\,, \quad y = y_0(u-1/u+1)^{-a/2\eta}\,.$

После вышеупомянутого конформного преобразования

$$d\bar{S}^2 = \frac{f^n}{F^2}dt^2 - 4\rho_0^2\, f^{-n}F^2\left[du^2 + \left(u^2-1\right)d\Omega^2\right],$$

$$\left(\frac{a-2}{2\eta}\right) = n, \quad f = \frac{u-1}{u+1}, \quad F^2 = \frac{1}{2}\left(q + (2-q)\left(\frac{u-1}{u+1}\right)^n\right). \tag{5}$$

Учитывая, что вторая сфероидальная координата $v = \cos\theta$, а также связь этих координат с цилиндрическими координатами Вейля (ρ, z) [8]

$$d\rho^2 + dz^2 = k^2\left(u^2 - v^2\right)\left[\frac{du^2}{u^2-1} + \frac{dv^2}{1-v^2}\right].$$
$$\rho^2 = k^2\left(u^2-1\right)\left(1-v^2\right), \quad z^2 = k^2uv \tag{6}$$

окончательно получим

$$d\bar{S}^2 = \frac{f^n}{F^2}dt^2 - \frac{4\rho^2}{k^2}\frac{F^2}{f^n}\left\{\frac{u^2-1}{u^2-v^2}\left(d\rho^2 + dz^2\right) + \rho^2\, d\varphi^2\right\} \tag{7}$$

эйнштейновское решение с зарядом при наличии минимально связанного скалярного поля

$$\Phi = \Phi_0 - \sqrt{\frac{y_0}{4\pi}}\sqrt{1-n^2}\,\ln\left(\frac{u-1}{u+1}\right)^{1/2} \tag{8}$$

переходящее в обычное решение Райснера-Нордстрема ОТО при значении $n = 1$.

Известная процедура [9] это статическое сферически-симметричное решение ЙБД перебрасывает в решение теории Эйнштейна. С помощью комбинации полевых уравнений $R_0^0 + R_3^3 = 0$ вводятся вейлевские канонические координаты ρ и z и в результате метрика приводится к виду

$$dS^2 = \frac{1}{y}\left[\psi\, dt^2 - \frac{f^2}{\psi}\left(d\rho^2 + dz^2\right) - \frac{\rho^2\, d\varphi^2}{\psi}\right]. \tag{9}$$

Изложим способ, с помощью которого можно ликвидировать скалярное поле и придти к чисто эйнштейновскому решению.

Представим f^2 в виде [10]

$$f = f_0^2\, f_y^{2(3+2\zeta)}\,. \tag{10}$$

Тогда можно утверждать, что функции ψ и f_0 удовлетворяют эйнштейновским полевым уравнениям, а f_y^2 (представитель скалярного поля) определяется из

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial\ln f_y^2}{\partial z} = \frac{y_z y_\rho}{y^2}, \quad \frac{2}{\rho}\frac{\partial\ln f_y^2}{\partial\rho} = \frac{y_\rho^2 - y_z^2}{y^2}\,. \tag{11}$$

Если учесть, что в рассматриваемой задаче $y = (u+1/u-1)^{a/2\zeta}$, нетрудно получить

$$f_y^2 = \left(\frac{u^2-1}{u^2-v^2}\right)^{a^2/4\eta^2} . \qquad (12)$$

Сравнивая решение теории ЙБД (7) с (9), получаем

$$\psi = \frac{1}{F^2}\left(\frac{u-1}{u+1}\right)^{(2-a)/2\eta}, \quad f^2 = \frac{u^2-1}{u^2-v^2} . \qquad (13)$$

И, имея в виду (10) и (12), приходим к соотношению

$$\frac{u^2-1}{u^2-v^2} = f_0^2\left(\frac{u^2-1}{u^2-v^2}\right)^{\frac{a^2}{4\eta^2}(3+2\zeta)} ,$$

в котором нужно учесть очевидную связь

$$\left(\frac{a}{2\eta}\right)^2(3+2\zeta) = 1 - \left(\frac{a-2}{2\eta}\right)^2 .$$

В результате

$$f_0^2 = \left(\frac{u^2-1}{u^2-v^2}\right)^{((2-a)/2\eta)^2} .$$

Таким образом, становится очевидным, что соответствующее "чисто" эйнштейновское решение имеет метрику

$$dS^2 = \frac{f^n}{F^2}dt^2 - \frac{F^2}{f^n}\left\{\left(\frac{u^2-1}{u^2-v^2}\right)^{n^2}\left(d\rho^2 + dz^2\right) + \rho^2\, d\varphi^2\right\},$$

$$n = \frac{2-a}{2\eta} \qquad f = \frac{u-1}{u+1}, \qquad (14)$$

тогда как прямое конформное преобразование привело к виду (7) со скалярным полем (8). Как видно, эти два решения похожи по структуре, но отличаются множителем перед ($d\rho^2 + dz^2$). В обоих случаях при $n \to 1$ получается метрика Райснера-Нордстрема (при $e=0$ - метрика Шварцшильда), причем связь координат кривизны (обычно их называют шварцшильдовскими) со сфероидальными координатами, как известно, имеет вид

$$u = \frac{r}{2\rho_0} - 1, \quad v = \cos\theta . \qquad (15)$$

Оба полученных решения относятся к классу Вейля, но, по-видимому, описывают геометрические объекты с различной симметрией. Вид пространственной части метрики (7) свидетельствует о том, что симметрия геометрического объекта аналогична симметрии шварцшильдовского решения, тогда как (14) имеет пространственную часть, деформированную фактором n. Это обстоятельство дает основание для следующего предположения: сфероидальные координаты u и v по-разному связаны с каноническими координатами ρ и z в рассматриваемых двух решениях, причем при $n \to 1$ они имеют одно и то же предельное выражение. Поэтому, вслед за [8] предположим

$$\rho^2 = (2\rho_0)^2 (u_1^2 - 1)(1 - v_1^2) = n^2 k^2 (u_2^2 - 1)(1 - v_2^2),$$
$$z^2 = (2\rho_0)^2 u_1^2 v_1^2 = n^2 k^2 u_2^2 v_2^2, \tag{16}$$

тогда связь (u_1, v_1) с (u_2, v_2) имеет вид

$$u_2 = \frac{n}{\sqrt{2}} \left\{ u_1^2 + v_1^2 + \frac{1-n^2}{n^2} + \left[\left(u_1^2 + v_1^2 + \frac{1-n^2}{n^2} \right)^2 - \frac{4u_1^2 v_1^2}{n^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \tag{17}$$

$$v_2 = \frac{n}{\sqrt{2}} \left\{ u_1^2 + v_1^2 + \frac{1-n^2}{n^2} - \left[\left(u_1^2 + v_1^2 + \frac{1-n^2}{n^2} \right)^2 - \frac{4u_1^2 v_1^2}{n^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}. \tag{18}$$

Имея в виду, что в решении (14) фигурируют координаты $(u_2\, v_2)$, а $(u_1\, v_1)$ определяются из (15), можно разложить g_{00} решения (14) в ряд по $1/r$ и в результате получить

$$g_{00} = 1 - \frac{2m}{r} + \frac{e^2}{r^2} + \frac{D}{r^3} P_2(\cos\theta), \tag{19}$$

где $D = \frac{2}{3} m (m^2 - e^2) \left(\frac{n^2 - 1}{n^2} \right)$ - квадрупольный момент. Напомним, что если в ньютоновском пределе коэффициент при r^{-3} положителен, то это поле диска, а если отрицателен, то - поле нити. Соответственно мы будем иметь поле вытянутого объекта при $n > 1$ и сплюснутый при $0 < n < 1$, а при $n = 1$ - сферу.

Замечание. Внутреннюю геометрию координатных поверхностей можно исследовать с помощью очевидного условия

$$g_{00} = \text{const},$$

которое фактически дает форму эквипотенциальных поверхностей (ньютоновский потенциал $=$const). Это сводится к $u_2 =$const и соответственно дает

$$r = m \left[1 + \frac{\text{const}}{n} \left(1 + \frac{\sin^2\theta}{a^2 - \cos^2\theta} (n^2 - 1) \right)^{1/2} \right]. \tag{20}$$

Таким образом, задавая $u_2 =$const и n мы тем самым фиксируем конфигурацию источника поля. Очевидно, что при $n = 1$ получается сфера радиуса $r = m(1 + \text{const})$, а при $n \to \infty$

$$r = m \left[1 + \frac{\text{const} \cdot \sin\theta}{\sqrt{\text{const}^2 - \cos^2\theta}} \right],$$

получаем метрику Курзона [11], которая описывает диск массы m.

3. *Полевые уравнения при наличии конформно-связанного скалярного поля.* В [12] показано, что существует конформное преобразование, при котором уравнения теории ЙБД приводятся к уравнениям ОТО с источником в виде негравитационных полей и конформно-связанного безмассового скалярного поля ψ, удовлетворяющего уравнению Пенроуза [13]. С учетом этого обстоятельства действие представлено в виде [14]

$$W=\frac{1}{c}\int\left\{-R\left(\frac{1}{2k}-\frac{\psi^2}{12}\right)+\frac{1}{2}(\nabla\psi)^2-\frac{\lambda}{12}\psi^n+L_{mat}\right\}\sqrt{-g}\,d^4x. \qquad (21)$$

В подинтегральное выражение дополнительно введена потенциальная энергия $\lambda\psi^n/12$ осцилляторного характера.

Вариация действия (21) в результате приводит к следующим полевым уравнениям

$$\left(1-\frac{k\psi^2}{6}\right)\left(R_{\alpha\beta}-\frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R\right)=kT_{\alpha\beta}^{mat}+$$
$$+k\left[\frac{2}{3}\nabla_\alpha\psi\nabla_\beta\psi-\frac{1}{6}g_{\alpha\beta}(\nabla\psi)^2-\frac{\psi}{3}\nabla_\alpha\nabla_\beta\psi+\frac{\psi}{3}g_{\alpha\beta}\nabla^2\psi+\frac{\lambda}{12}\psi^n g_{\alpha\beta}\right], \qquad (22)$$

$$\nabla^2\psi-\frac{R}{6}\psi+\frac{\lambda}{12}n\psi^{n-1}=0, \qquad (23)$$

$$T_{\alpha\beta}^{mat}=(\varepsilon+P)U_\alpha U_\beta-Pg_{\alpha\beta}, \qquad (24)$$

где $\left|\lambda n\psi^n/12\right|=m_{эф}^2$ играет роль эффективной массы скалярного поля.

Свертка (22) дает

$$-R\left(1-\frac{k\psi^2}{6}\right)=kT^{mat}+k\psi\nabla^2\psi+\frac{k\lambda}{3}\psi^n. \qquad (25)$$

Если учесть (23), то

$$-R=kT^{mat}+\frac{k\lambda}{3}\psi^n\frac{(4-n)}{4}. \qquad (26)$$

Из (26) следует, что только в случае $n=4$, т.е. для потенциала Хиггса, скалярная кривизна определяется только T^{mat}, как и в ОТО. Кроме того, как отмечалось в [15], если при этом в (21) отбросить слагаемое $R/2k$, то оставшееся выражение интерпретируется как действие конформно-связанного скалярного поля на фоне искривленного пространства-времени с добавлением хиггсовского потенциала. Преобразовав его конформно так, чтобы потенциал скалярного поля обратился в константу, а "кинетический" член поглотился добавками, обусловленными конформным фактором

$$\tilde{\psi}=\psi/\chi=\text{const}=r,\quad \psi=\varepsilon\chi,\quad \tilde{g}_{\alpha\beta}=\chi^2 g_{\alpha\beta},$$
$$\tilde{k}=-\frac{6}{\varepsilon^2},\quad \Lambda=\frac{1}{2}\lambda\varepsilon^2, \qquad (27)$$

приходим к

$$\widetilde{W} = \int \sqrt{-\widetilde{g}} \left[-\frac{1}{2\widetilde{k}} \left(\widetilde{R} + 2\Lambda \right) + \widetilde{L}_m \right] d^4 x, \tag{28}$$

т.е. в результате получается теория ОТО с космологической постоянной. Этот факт легко объясним. Отбросив $R/2k$, мы получаем стандартное действие теории ЙБД, если ввести обозначения

$$\varphi = \frac{1}{2} \zeta \psi^2 \quad \frac{\epsilon}{\zeta} = 4\omega \quad \epsilon = \mathrm{Sign}(\omega) \quad \zeta > 0 . \tag{29}$$

Действительно, в результате получается лагранжиан теории ЙБД

$$L_{JBD} = \sqrt{-g} \left(\varphi R - \omega \frac{1}{\varphi} g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \varphi + \frac{\lambda}{12} \varphi^2 \right) \tag{30}$$

с добавлением космологического скаляра [15], который выбран таким образом, что при конформном преобразовании переходит в лагранжиан ОТО с космологической постоянной. Таким образом, еще раз подтверждается утверждение - конформно-инвариантная тензорно-скалярная теория физически эквивалентна своему чисто метрическому аналогу.В связи со сказанным естественно сделать заключение о том, что рассматриваемое действие при отсутствии $R/2k$ - это конформный аналог теории ЙБД с космологическим скаляром [16] при выборе последнего в виде $\varphi = y^{n/2}$.

4. *Стандартные космологические модели.* Современные космологические наблюдения крупномасштабных структур (красное смещение сверхновых типа Ia) подтверждают, что Вселенная в настоящее время расширяется с ускорением и ее доминирующим компонентом является темная энергия. Это стимулирует развитие теории тяготения и привело к возникновению многочисленных альтернативных вариантов, в том числе тензорно-скалярных. Современные представления о Вселенной связаны с предположением о наличии негравитационного источника (темной энергии), для которого $\varepsilon + 3P < 0$ (ε - плотность энергии, P - давление). Для поздней стадии эволюции Вселенной характерно состояние с пылевидной материей, которая, как известно, является замедляющейся фазой ее развития. Обнаруженное в последнее время космическое ускорение требует, по-видимому, рассмотрения модели пылевидной материи в присутствии скалярного поля и космологической константы, которые, как показали расчеты, могут генерировать "темную сущность" и быть ответственными за ускорение расширяющейся Вселенной. С целью изучения влияния скалярного поля на позднюю стадию эволюции Вселенной, в настоящей статье предложены космологические модели в рамках теории ЙБД.

Космологическая модель Вселенной рассматривается в рамках эйнштейновского представления теории ЙБД в условиях доминирования скалярного поля, а также при наличии космологической постоянной Λ с веществом, описываемым барометрическим уравнением состояния $P = \alpha\varepsilon$

(P - давление, а ε - плотность энергии материи). Выполнен анализ полученных аналитических результатов в свете современных наблюдательных данных. Показано, что вклады скалярного поля и Λ-члена ($\Lambda > 0$) при $q=-1/2$ (q - параметр замедления) компенсируют друг друга, и ситуация оказывается подобной эйнштейновской. В следующей статье будут представлены результаты, полученные в случае неминимально связанного скалярного поля ЙБД при наличии космологического скаляра.

В масштабах ~10^8 световых лет и более Вселенную можно рассматривать как однородную и изотропную структуру, для описания вещества которой целесообразно пользоваться моделью идеальной жидкости со стандартным тензором энергии-импульса. В данной работе сделана попытка на сравнительно простой, аналитически построенной модели объяснить факт возникновения ускоренного расширения Вселенной. Задача решена в рамках эйнштейновского представления теории ЙБД при наличии космологической постоянной Λ. Как следствие варьирования конформно-преобразованного действия теории ЙБД [17]

$$W = \frac{1}{c}\int\sqrt{-\bar{g}}\left[-\frac{y_0}{2x}\left(\bar{R}+2\Lambda\right)+\frac{1}{2}\bar{g}^{\alpha\beta}\,\Phi_{,\alpha}\Phi_{,\beta}+L_m\right]d^4x \tag{31}$$

полевые уравнения представлены в виде

$$\bar{g}^{\alpha\beta}\,\bar{\nabla}_\alpha\Phi_{,\beta}=0\,, \tag{32}$$

$$\bar{G}_{\alpha\beta}-\Lambda\,\bar{g}_{\alpha\beta}=\frac{x}{y_0}\left(\bar{T}_{\alpha\beta}+\bar{\tau}_{\alpha\beta}\right), \tag{33}$$

$$\bar{\tau}_{\alpha\beta}=\Phi_{,\alpha}\Phi_{\beta}-\frac{1}{2}\bar{g}_{\alpha\beta}\bar{g}^{\mu\nu}\,\Phi_{,\mu}\Phi_{,\nu}\,, \tag{34}$$

$$\Phi_{,\alpha}=\frac{y_{,\alpha}}{y}\sqrt{\frac{(3+2\zeta)}{2x}y_0}\,, \tag{35}$$

где y - скалярный потенциал теории ЙБД.

Известно, что описываемой модели Вселенной адекватна геометрия с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ) [18]

$$dS^2=dt^2-a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2}+r^2\left(d\theta+\sin^2\theta\,d\varphi^2\right)\right] \tag{36}$$

с $k=-1$, 0, 1. Поэтому (32)-(35) (в системе единиц $c=1$) принимают вид

$$\frac{d}{dt}\left(\dot{\Phi}a^3\right)=0,\quad \dot{\Phi}=c_1\left(\frac{a_0}{a}\right)^3, \tag{37}$$

$$3\left(\frac{\dot{a}^2}{a^2}+\frac{k}{a^2}\right)=8\pi G\left(\varepsilon+\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2\right)+\Lambda, \tag{38}$$

$$2\cdot\frac{\ddot{a}}{a}+\frac{\dot{a}^2}{a^2}+\frac{k}{a^2}=-8\pi G\left(a\varepsilon+\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2\right)+\Lambda, \tag{39}$$

$$\varepsilon(t)=\varepsilon_0\left(\frac{a_0}{a}\right)^n, \quad n=3(1+\alpha), \tag{40}$$

$$P(t)=\alpha\varepsilon(t) \quad \text{с} \quad \alpha=-1,0,\frac{1}{3},1, \tag{41}$$

где точкой обозначена производная по времени, a_0 - значение масштабного фактора $a(t)$ в фиксированный момент времени t_0, а $c_1^2=\frac{2H_0^2}{8\pi G}(1-q_0)-\varepsilon_0=$ $=\frac{3H_0^2}{8\pi G}\left[\frac{2}{3}(1-q_0)-\overset{\circ}{\Omega}_m\right]$, которая в ОТО ($q_0=-1/2$ и $\overset{\circ}{\Omega}_m=1$) обращается в нуль.

(37)-(41) записываются более компактно, если использовать известные обозначения - "постоянную" Хаббла $H\equiv\dot a/a$ и отношение $\Omega(t)\equiv\varepsilon/\varepsilon_c$, где $\varepsilon_c\equiv 3H^2/8\pi G$, введенное по аналогии с эйнштейновской критической плотностью энергии $\overset{\circ}{\varepsilon}_c=3H_0^2/8\pi G$.

В результате уравнение (38) можно представить в виде

$$1+\frac{k}{a^2H^2}=\frac{8\pi G}{3H^2}\varepsilon+\frac{8\pi G}{3H^2}\cdot\frac{\dot\Phi^2}{2}+\frac{\Lambda}{3H^2}, \tag{42}$$

$$1=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c}+\frac{\varepsilon_{ck}}{\varepsilon_c}+\frac{\varepsilon_\Lambda}{\varepsilon_c}-\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_c}, \tag{43}$$

где $\varepsilon_{ck}=\frac{1}{2}c_1^2\left(\frac{a_0}{a}\right)^6$, $\varepsilon_\Lambda=\Lambda/8\pi G$, $\varepsilon_k=3k/8\pi Ga^2$ соответственно плотности энергии скалярного поля, поля, порождающего Λ-член и поля, порождающего кривизну пространства.

Далее, подобным же образом, вводя так называемый параметр "замедления" $q=\ddot a a/\dot a^2$, перепишем (39)

$$2q+1=-3\alpha\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c}-\frac{3\varepsilon_{ck}}{\varepsilon_c}+\frac{3\varepsilon_\Lambda}{\varepsilon_c}-\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_c}$$

и в итоге получим компактно записанную систему уравнений

$$\Omega_m+\Omega_{ck}+\Omega_\Lambda=1+\Omega_k, \tag{44}$$

$$2q+1=-3\alpha\Omega_m-3\Omega_{ck}+3\Omega_\Lambda-\Omega_k. \tag{45}$$

Здесь $\Omega_m\equiv\varepsilon/\varepsilon_c$, $\Omega_{ck}\equiv\varepsilon_{ck}/\varepsilon_c$, $\Omega_\Lambda\equiv\varepsilon_\Lambda/\varepsilon_c$, $\Omega_k\equiv\varepsilon_k/\varepsilon_c$. (45) имеет смысл записать также в другом виде

$$\frac{2}{3}\frac{\dot H}{H^2}+1=-\alpha\Omega_m-\Omega_{ck}+\Omega_\Lambda-\frac{1}{3}\Omega_k, \tag{46}$$

откуда становится очевидным, что, когда вклады скалярных полей Ω_{ck} и Ω_Λ компенсируют друг друга, динамика изменения H со временем становится подобной эйнштейновской. Из (44) и (45)

$$q=\Omega_\Lambda-2\Omega_{ck}-(1+3\alpha)\frac{\Omega_m}{2} \tag{47}$$

следует, что при $q=-1/2$, которое до недавнего времени считалось предполагаемым значением коэффициента "замедления" (эксперимент WMAP [19]), $\Omega_m = 1-2\Omega_{ck}$. Таким образом, в рамках рассматриваемой модели в определенный период жизни Вселенной, когда $\Omega_{ck} = \Omega_\Lambda$, $q=-1/2$, происходит ее замедленное расширение подобно тому, как это предсказывает эйнштейновская теория тяготения. Затем ситуация меняется настолько, что q становится положительным [20]. Естественно предположить, что в какой-то промежуточный момент времени q обращается в нуль. Согласно нашим оценкам при этом $\Omega_\Lambda \approx 0.52$, $\Omega_{ck} \approx 0.18$, если принять на веру $\Omega_m \approx 0.3$, полученное в ряде работ [21].

Модель преобладания вещества ($\alpha = 0$, $k=0$).

Выпишем точные аналитические выражения $a(t)$ для некоторых уравнений состояния с учетом вышеприведенных обозначений.

Для $q(t)$ удобно пользоваться формулой

$$q = \frac{3}{2}(\Omega_\Lambda - \Omega_{ck}) - \frac{1}{2}.$$

Масштабный фактор $a(t)$ для пылевидной Вселенной принимает следующий вид

a) $\Lambda > 0$. Если выполнено условие $4\mathring{\Omega}_{ck}\mathring{\Omega}_\Lambda > \left(\mathring{\Omega}_m\right)^2$, то

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = b^+ \operatorname{sh}\left[3H_0\sqrt{\mathring{\Omega}_\Lambda}(t-t_0)+\delta^+\right] - \frac{1}{2}\frac{\mathring{\Omega}_m}{\mathring{\Omega}_\Lambda}. \tag{48}$$

В случае $4\mathring{\Omega}_{ck}\mathring{\Omega}_\Lambda < \left(\mathring{\Omega}_m\right)^2$

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = b^- \operatorname{ch}\left[3H_0\sqrt{\mathring{\Omega}_\Lambda}(t-t_0)+\delta^-\right] - \frac{1}{2}\frac{\mathring{\Omega}_m}{\mathring{\Omega}_\Lambda}. \tag{49}$$

В обоих случаях значком "o" обозначены величины, соответствующие фиксированному моменту t_0. Константы имеют вид

$$\left(b^+\right)^2 = -\left(b^-\right)^2 = \frac{\mathring{\Omega}_m}{\mathring{\Omega}_\Lambda} - \frac{1}{4}\left(\frac{\mathring{\Omega}_m}{\mathring{\Omega}_\Lambda}\right)^2 \tag{50}$$

$$e^{\delta^\pm} = \frac{1+\frac{1}{2}\frac{\mathring{\Omega}_m}{\mathring{\Omega}_\Lambda} + \sqrt{\left(1+\frac{1}{2}\frac{\mathring{\Omega}_m}{\mathring{\Omega}_\Lambda}\right)^2 + b^{\pm 2}}}{b^\pm}. \tag{51}$$

b) $\Lambda < 0$. Общее решение для $a(t)$ следует в этом случае из уравнения

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = 3H_0\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}\sqrt{\frac{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}}{\left|\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right|}+\frac{1}{4}\left(\frac{\overset{\circ}{\Omega}_m}{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}\right)^2-\left[\left(\frac{a}{a_0}\right)^3-\frac{1}{2}\frac{\overset{\circ}{\Omega}_m}{\left|\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right|}\right]^2}\,, \tag{52}$$

где подкоренное выражение должно быть положительным, т.е. реализуется лишь одна из возможностей

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 > \frac{1}{2}\frac{\overset{\circ}{\Omega}_m}{\left|\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right|}+\sqrt{\frac{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}}{\left|\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right|}+\frac{1}{4}\left(\frac{\overset{\circ}{\Omega}_m}{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}\right)^2}$$

для расширяющейся Вселенной. Решение (52) имеет вид

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}}{\left|\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right|}+\frac{1}{4}\left(\frac{\overset{\circ}{\Omega}_m}{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}\right)^2}\,\sin\left(3H_0\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}\,t\right)+\frac{1}{2}\frac{\overset{\circ}{\Omega}_m}{\left|\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right|} \tag{53}$$

и, по-видимому, малоинтересно.

Модель вакуума ($\alpha = -1$, $k=0$). Из (47) в случае $\Lambda > 0$ выражение для q принимает вид

$$q = 1 - 3\Omega_{ck}\,, \tag{54}$$

откуда в случае ускоренного расширения Вселенной следует ограничение на величину вклада скалярного поля

$$q > 0 \Rightarrow \Omega_{ck} < \frac{1}{3}\,, \tag{55}$$

при этом из (46)

$$\dot{H} = -3H^2\,\Omega_{ck}\,. \tag{56}$$

Для изменения во времени масштабного фактора $a(t)$ имеем

$$\left(\frac{a(t)}{a(t_0)}\right)^3 = D_0\,\mathrm{sh}\left[\chi_0(t-t_0)+\delta\right], \qquad e^\delta = A_0/D_0\,,$$

$$1+\sqrt{1+D_0^2} = A_0\,,\quad D_0^2 = \overset{\circ}{\Omega}_{ck}\Big/\left(\overset{\circ}{\Omega}_m+\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right),\ \chi_0 = 3H_0\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_m+\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}\,. \tag{57}$$

В случае $\Lambda < 0$ уравнение для определения $(a/a_0)^3 \equiv x$ принимает вид

$$\frac{1}{3}\frac{dx}{dt} = H_0\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}+\left(\overset{\circ}{\Omega}_m-\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda\right)x^2}\,, \tag{58}$$

где $\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda = |\Lambda|/(8\pi G\cdot\varepsilon_c)$.

В зависимости от знака ($\overset{\circ}{\Omega}_m-\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda$) получаются следующие решения

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}}{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda - \overset{\circ}{\Omega}_m}} \sin\left(3H_0\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}}(t-t_0)\right)+1, \quad \overset{\circ}{\Omega}_\Lambda > \overset{\circ}{\Omega}_m, \tag{59}$$

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}}{\overset{\circ}{\Omega}_m - \overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}} \operatorname{sh}\left(3H_0\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}}(t-t_0)\right)+1, \quad \overset{\circ}{\Omega}_m > \overset{\circ}{\Omega}_\Lambda. \tag{60}$$

Модель с предельно жестким уравнением состояния ($\alpha = 1$, $k = 0$). Из (47) имеем

$$q = 3\Omega_\Lambda - 2. \tag{61}$$

Для ускоренного расширения

$$q > 0 \Rightarrow \Omega_\Lambda > \frac{2}{3}. \tag{62}$$

Из (46)

$$\dot{H} = 3H^2(\Omega_\Lambda - 1). \tag{63}$$

Для зависимости от времени $a(t)$ получаем

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = D_6 \operatorname{sh}\left[\chi_6(t-t_0)+\delta\right] \tag{64}$$

где $A_6 = 1+\sqrt{1+D_6^2}$, $\left(\overset{\circ}{\Omega}_{ck}+\overset{\circ}{\Omega}_m\right)\Big/\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda = D_6$, $\chi_6 = 3H_0\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}$, $e^\delta = A_6/D_6$.

Оценка возраста Вселенной. Для света, идущего от звездного объекта, характерно красное смещение, обусловленное расширением Вселенной. Длина волны λ растет пропорционально масштабному фактору $a(t)$. Этот эффект можно учесть, вводя понятие красного смещения z [20,22]

$$1+z = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{a_0}{a}. \tag{65}$$

Здесь индекс "о" соответствует моменту наблюдения. Из (35) следует

$$\dot{z} = -H(1+z), \tag{66}$$

которое дает возможность оценить возраст Вселенной

$$\Delta t_B = \int_0^{t_0} dt = \int_0^\infty \frac{dz}{H(1+z)}. \tag{67}$$

Из (42) и (55) получаем

$$\Delta t_B = \frac{1}{H_0}\int_0^\infty \frac{dz}{(1+z)\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_{ck}(1+z)^6 + \overset{\circ}{\Omega}_m(1+z)^3 - \overset{\circ}{\Omega}_k(1+z)^2 + \overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}}. \tag{68}$$

Замена переменной $y = 1/(1+z)^3$, в случае общепринятого представления о плоской Вселенной, приводит интеграл к виду

$$\Delta t_B = \frac{1}{3H_0}\int\limits_0^1 \frac{dy}{\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda y^2 + \overset{\circ}{\Omega}_m y + \overset{\circ}{\Omega}_{ck}}}. \tag{69}$$

В случае $\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda = 0$, $\overset{\circ}{\Omega}_{ck} = 0$, $\overset{\circ}{\Omega}_m = 1$ (69) дает эйнштейновскую оценку возраста Вселенной

$$\Delta t_B^э = \frac{2}{3} H_0^{-1} \approx 8 \div 10 \text{ Gyr}, \tag{70}$$

где использовано значение H, полученное в проекте "Habbl Space Telescope Key"

$$H_0^{-1} = 9.77 \cdot h^{-1} \text{ Gyr}, \quad 0.64 < h < 0.8 .$$

Это не согласуется с предельным значением времени жизни звезд, которое $> 11 \div 12$ Gyr. Таким образом, в ОТО существует возрастная проблема.

В нашем случае интеграл (37) оказывается равным

$$\Delta t_B = \frac{2}{3H_0 2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}} \ln\left(\frac{2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda} + 2\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda + \overset{\circ}{\Omega}_m}{2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda \overset{\circ}{\Omega}_{ck}} + \overset{\circ}{\Omega}_m}\right) = \frac{\Delta t_B^э}{2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}} \ln\left(\frac{2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda} + 2\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda + \overset{\circ}{\Omega}_m}{2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda \overset{\circ}{\Omega}_{ck}} + \overset{\circ}{\Omega}_m}\right). \tag{71}$$

В случае $\Omega_\Lambda = \Omega_{ck}$ возраст Вселенной близок к оценке, полученной в ОТО:

$$\Delta t_B = \Delta t_B^э \frac{\ln\left(1 + 2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}\right)}{2\sqrt{\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}}. \tag{72}$$

5. *Заключение.* Стандартная космологическая модель рассмотрена в рамках "эйнштейновского" представления теории ЙБД с точки зрения вкладов разных компонент плотности энергии. Показано, что при значении

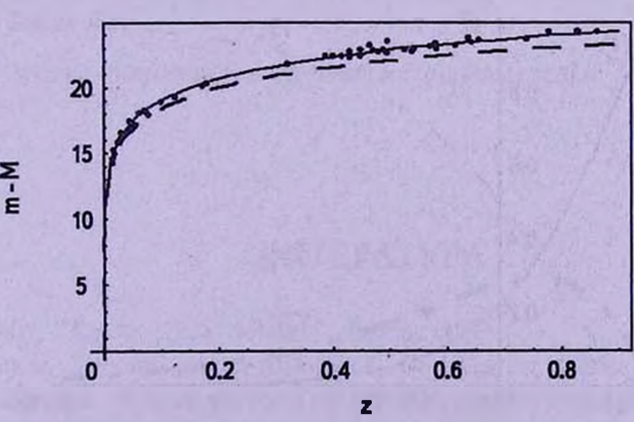


Рис.1. Сплошная и пунктирая линии изображают эффективную звездную яркость m, теоретически рассчитанную для $\Omega_\Lambda = 0.65$ (верхняя) и $\Omega_\Lambda = 0.5$ (нижняя). Точками обозначены наблюдательные данные.

$q = -1/2$, вклады энергий, обусловленные наличием скалярного поля и λ-членом, компенсируют друг друга и расширение происходит по схеме, подобной эйнштейновской. В дальнейшем, при нарушении этого условия, q видимо обращается в нуль при $\Omega_m \approx 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.52$, $\Omega_{ck} = 0.18$, а затем становится положительным.

В результате приведем для пылевидной Вселенной кривые,полученные в рамках рассматриваемой теории. Рис.1 изображает зависимость эффективной звездной яркости m от красного смещения z. Точки соответствуют наблюдательным данным красных смещений Сверхновых [21], а сплошная линия получена для рассматриваемой модели в случае $\Omega_\Lambda = 0.65$ (верхняя) и $\Omega_\Lambda = 0.5$ (нижняя). На рис.2 изображена теоретическая кривая зависимости коэффициента "замедления" q от времени t (нулевая точка соответствует моменту наблюдения). Рис.3 дает представление об относительных энергетических вкладах соответственно Λ-члена (кривая 1), скалярного

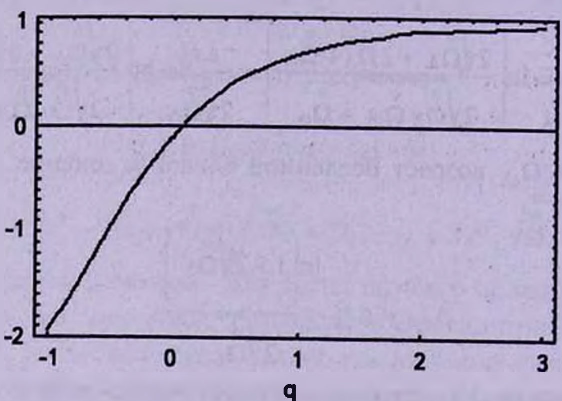


Рис.2. Теоретическая кривая параметра "замедления" q в зависимости от времени t.

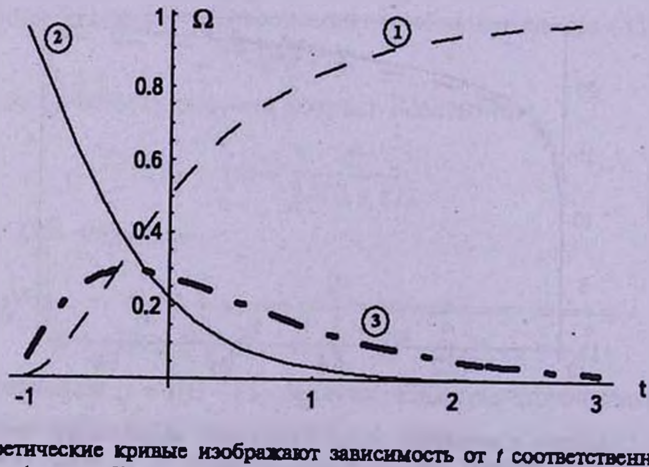


Рис.3. Теоретические кривые изображают зависимость от t соответственно для Ω_Λ (кривая 1), Ω_{ck} (кривая 2) и Ω_m (кривая 3).

поля (кривая 2), обычной материи (кривая 3).

Работа выполнена в рамках бюджетной темы 119 "Некоторые вопросы теории гравитации и квантовой теории поля и их космологические приложения", финансируемой Министерством Образования и Науки РА.

Кафедра теоретической физики им. академика Г.С.Саакяна, ЕГУ,
Армения, e-mail: rolavag@mail.ru gohariha@mail.ru ahovs@mail.ru

ON CONFORMAL ANALOGIES OF JORDAN-BRANS-DICKE THEORY. I

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTUNYAN , A.V.HOVSEPYAN

Recent cosmological observations of large scale structures (redshift of Ia type supernovae) confirm that recently the expansion of the Universe is accelerated and the dominant component is the dark energy. This fact has stimulated the development of gravity theory and has led to a numder of alternative variants, including tensor-scalar ones. In the present work the role of conformal transformations in JORDAN-BRANS-DICKE theory is discussed. The variants of proper, conformally coupled and Einstein representations are considered. In the Einstein representation an exact analytic solution is obtained in the standard cosmological model. The solution is expressed through the relative energy contributions for the usual matter Ω_m, for the scalar field Ω_{CK} and for Ω_Λ related to the cosmological constant Λ. In figures the information is presented on the evolution of the Universe in the presence of a minimally coupled scalar field.

Key words: *conformal transformations:cosmology:scalar field*

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.Weyl*, "Raum, Zeit, Materie" Berlin, 1923.
2. *В.Паули*, Теория относительности, М., Наука, 1983.
3. *А.З.Петров*, Новые методы в общей теории относительности, М., Наука, 1966.
4. *R.Dicke*, Phys. Rev., **125**, 2163, 1962.

5. *P.Jordan*, Schwerkraft und Weltall, Braunschweig, 1955.
6. *В.В.Папоян*, Очерк теории тяготения ЙБД, ЭЧАЯ, **34**, 190, 2003.
7. *G.Harutunyan*, *V.Papoyan*, Ap. Space Sci., **117**, 189, 1985.
8. *C.Reina*, *A.Treves*, Gen. Rel. Grav., **7**, 817, 1976.
9. *Г.Г.Арутюнян*, *В.В.Папоян*, Астрофизика, **25**, 217, 1986.
10. *Г.Г.Арутюнян*, *В.В.Папоян*, Астрофизика, **30**, 409, 1989.
11. *D.Kramer*, *H.Stefani*, *M.Maccalum et. al.*, Exact Solutions of the Einsteins equations, Berlin, 1980.
12. *J.D.Bekenstein*, Ann. Phys., **82**, 535, 1974.
13. *К.П.Станюкович*, *В.Н.Мельников*, Гидродинамика поля и константы в теории гравитации, М., Энергоатомиздат, 1983.
14. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **51**, 151, 2008.
15. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **48**, 633, 2005.
16. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **48**, 455, 2005.
17. *G.Harutunyan*, *V.Papoyan*, Physics of particles and nuclei, 33, 559, 2002.
18. *S.Weinberg*, Gravitation and Cosmology, New York, 1972.
19. *G.Bennet et. al.*, arxiv: astro-ph/0302207, v.2, 2003.
20. *E.T.Copeland*, *M.Sami*, *S.Tsujikawa*, Dinamics of dark energy, Int. J. Mod. Phys. DIS, 1753-1936, 2006.
21. *V.John Moncy*, Cosmographic evoluation of the deceleration parameter using type Ia Supernovae data, Astrophys. J., **614**, 1-5, 2004.
22. *N.Brown*, High redshift Supernovae: Cosmslogical implications. Nuovo Gim., **B120**, 667-676, 2005.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ROSAT ИСТОЧНИК 1RXS J181333.7+453118, СЕЙФЕРТОВСКАЯ ГАЛАКТИКА

1. *Введение*. Во время получения щелевого спектра новой углеродной звезды N-класса FBS 1812+455 [1], наше внимание привлек эмиссионный объект, который случайно попал в щель спектрографа. Так как щель спектральной камеры ориентирована в направлении восток-запад и нет поворотного столика, то объекты с одинаковыми склонениями могут попасть в нее и зарегистрироваться одновременно. После определения координат по прямым снимкам, объект был отождествлен с рентгеновским источником ROSAT 1RXS J181333.7+453118 [2] в астрономических базах данных SIMBAD и NED. Нужно отметить, что природа объекта не была известна ранее.

На рис.1 приведена DSS2 *R*-карта идентификации для источников 1RXS J181333.7+ 453118 и для новой углеродной звезды FBS 1812+455.

2. *Наблюдения*. Были получены четыре спектра в диапазоне длин волн $\lambda4500-7250$Å 25/26.06.2008 на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью камеры ByuFOSC2, оснащенной гризмой 600 шт/мм (дисперсия 1.9 Å/пиксель и спектральное разрешение ~8 Å). В качестве приемника использован CCD с форматом 2063x2048 пикселов. Обработка наблюдений проводилась с помощью пакета MIDAS-ESO.

На рис.2 приведен спектр объекта 1RXS J181333.7+453118, показывающий широкие эмиссионные линии, который можно классифицировать как галактику Sy1 с красным смещением $z \approx 0.093$.

3. *Оптические и рентгеновские характеристики*. В табл.1 и 2 приводятся, соответственно, Guide Star Catalogue (GSC) [3] и ROSAT All-Sky Bright Source Catalogue (1RXS) [2] данные для объекта J181333.7+453118.

В табл.2 HR1 и HR2 являются ROSAT-PSPC показатели цветов, а L является правдоподобием детектирования источника [4]. Для источника 1RXS J181333.7+453118 нами оценена $\log F_x/F_V \approx 0.53$, где F_x/F_V является отношением потоков в рентгеновских и в визуальных лучах. Нами применена формула, приведенная в [5]. Положение объекта на

$\log F_x/F_V$ - HR1 диаграмме является типичным для AGN (т.е. для QSO и Sy, см. рис.3 в работе [6]). Отметим также, что в архиве рентгеновского

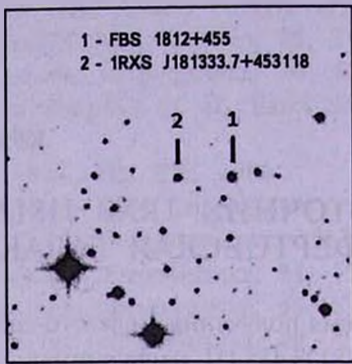


Рис.1. DSS2 *R* (красный) карта идентификации для источника 1RXS J181333.7+453118 и для новой углеродной звезды N-класса FBS 1812+455.

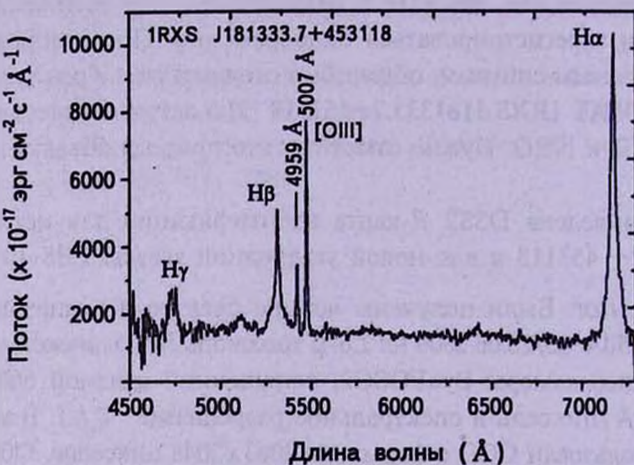


Рис.2. 2.6-м телескоп, ByuFOSC2 спектр в диапазоне λ4500 – 7250Å для ROSAT источника 1RXS J181333.7+453118.

Таблица 1

GSC ДАННЫЕ ДЛЯ 1RXS J181333.7+453118

GSC Номер	*F* (велич.)	*J* (велич.)	*V* (велич.)	*N* (велич.)
N2DEO32523	15.82	16.09	16.13	15.34

Таблица 2

ДАННЫЕ ДЛЯ J181333.7+453118 ИЗ КЗТЗЛОГА 1RXS

Счет фотонов/с	Время эксп. (с)	HR1	HR2	L
$2.83 \times e^{-01}$	1132	-0.07(±0.06)	-0.05((±0.08)	631

телескопа XMM-Newton не имеются данные для поля, где находится источник 1RXS J181333.7+453118.

На рис.3 представлен ROSAT спектр 1RXS J181333.7+453118. Рентгеновский спектр был извлечен в кругу 300 с дуги с центром на положение

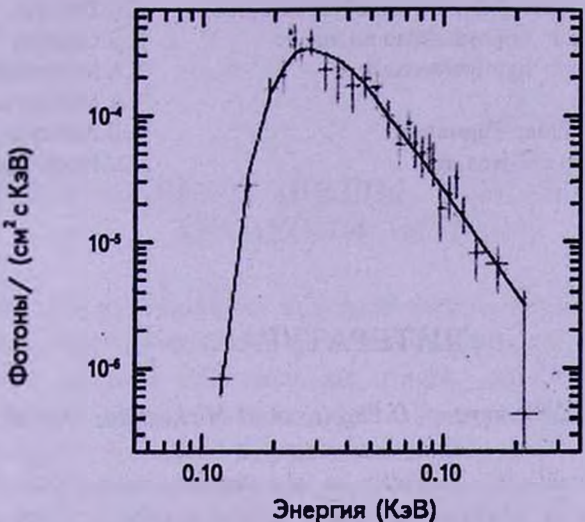


Рис.3. ROSAT спектр объекта 1RXS J181333.7+453118.

источника, а для фона использовалась свободная от источника кольцевая область вокруг исходного положения. Из-за ограниченного отношения сигнал/шум спектров RASS, мы использовали только одну подгонку (фит) степенного закона в диапазоне энергий 0.1-2.4 кэВ с поглощением концентрации колонки холодного материала с солнечным химическим составом. На рис.3 приведена подгонка (обработанный $\chi^2 \sim 0.6$), выполненная с поглощенной моделью степенного закона, показывающей крутой мягкий рентгеновский спектр ($\alpha_x \sim 2.71$) и недостаток жестких рентгеновских лучей, указывая на то, что 1RXS J181333.7+453118 является AGN с избытком мягкого рентгеновского излучения (см. [7]).

4 . *Заключение*. ROSAT источник 1RXS J181333.7+453118 является Sy 1 галактикой с красным смещением $z \approx 0.093$. Приводится ROSAT спектр, а также спектр в диапазоне длин волн $\lambda 4500-7250$Å, полученный на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории.

*ROSAT 1RXS J181333.7+453118: A Seyfert galaxy.*The ROSAT 1RXS J181333.7+453118 is a Seyfert type 1 galaxy at redshift $z \approx 0.093$. The BAO 2.6m telescope spectra in the range $\lambda 4500-7250$Å and ROSAT spectra are presented. The X-ray spectrum shows characteristics similar to the AGN

with soft X-ray excess.

Key words: *galaxies:seyfert*

5 февраля 2010

[1] Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am
e-mail: tigmov@web.am

[2] Университет Йена, Германия
e-mail: vvh@astro.uni-jena.de

К.С.Гигоян
K.S.Gigoyan
Т.А.Мовсесян
T.A.Movsessian
В.В.Амбарян
V.V.Hambaryan

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.S.Gigoyan*, *P.K.Sinamyan*, *D.Engels*, *A.M.Mickaelian*, Astrofizika, 53, 145, 2010.
2. *W.Voges*, *B.Aschenbach*, *Th.Boller et al.*, Astron. Astrophys., 349, 389, 1999 (catalogue is available at http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=IX/10A).
3. *B.Lasker*, *M.G.Lattanzi*, *B.J.McLean et al.*, Astron. J., 136, 735, 2008 (catalogue is available at http://vizier.u-strasbg.fr/viz.bin/VizieR?-source=I/305).
4. *F.-J.Zickgraf*, *I.Thiering*, *J.Krautter et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 123, 103, 1997.
5. *J.T.Stocke*, *S.L.Morris*, *I.M.Gioia et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 76, 813, 1991.
6. *C.Motch*, *P.Guillout*, *F.Haberl et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 132, 341, 1998.
7. *D.Grupe*, *K.Beuermann*, *H.-C.Thomas et al.*, Astron. Astrophys., 330, 25, 1998.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОБНАРУЖЕНИЕ ЗВЕЗДЫ, УБЕГАЮЩЕЙ ИЗ ТРАПЕЦИИ ОРИОНА

В процессе исследования спектров звезды Θ^1 Ori C, полученных с большим фотометрическим и спектральным разрешением, нам удалось обнаружить систему спектральных линий, показывающую большую отрицательную лучевую скорость *RV*. Обозначим эту звезду Θ^1 Ori C3.

В первом столбце табл.1 приведен условный номер спектра. Обозначение 3-7 означает усреднение пяти спектров, полученных в одну ночь. Спектры 1-13 получены на 2-м телескопе Таутенбурга (наблюдатель - Х.Леман), спектр 14 получен на 6-м телескопе БТА (наблюдатель - В.Клочкова), спектры 15-21 получены на 1-м телескопе САО (наблюдатели - В. и Л.Бычковы), спектры 22 и 23 взяты из архива Elodie, последние два спектра получены на 1.5-м телескопе РТТ (наблюдатели - И.Бикмаев и Д.Стеценко). Во втором столбце приведена юлианская дата для середины экспозиции, в третьем - измеренная лучевая скорость в км/с. В круглых скобках указана ошибка в единицах последнего знака. Двоеточием отмечено неуверенное измерение.

В табл.2 приведен список линий, по которым измерялась лучевая скорость. В последнем столбце дана центральная глубина линий.

На рис.1 показана кривая лучевой скорости, построенная с элементами:

$$P = 28.010(8)\text{сут}, \quad Ep = \text{JD}2451538.0(2), \quad \gamma = -49.6(7)\text{км/с}, \\ K = 24(1)\text{км/с}, \quad \omega = 2.29(4)\text{рад}, \quad e = 0.16(4) \tag{1}$$

Локальная лучевая скорость для Трапеции Ориона составляет +18 км/с [1]. Скорость звезды C3 относительно центроида скоростей Трапеции Ориона составляет $\Delta V_r = -49.6 - 18 = -68$ км/с. Пекулярная скорость звезд в Трапеции Ориона имеет порядок $\sigma = 2$ км/с [2]. В таком случае скорость убегания превышает пекулярную скорость в 34 раза, что не оставляет сомнения в том, что звезда C3 является убегающей. Линии спутника C3 не обнаружены.

Известно еще пять звезд, убегающих из области Трапеции Ориона. Это AE Aur, μ Col [3], JW 349, JW 366, JW 451 [4], аномальные скорости которых определены по собственным движениям.

Таблица 1

ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ

№	JD 245...	RV(C3)	№	JD 245...	RV(C3)	№	JD 245...	RV(C3)
1	4409.5	-37(2)	12	4866.4	-38(2)	19	4781.44	-33(6)
2	4535.3	-68(2)	13	4866.4	-42(3)	20	4782.46	-31(6)
3-7	4540.3	-74(2)	14	4745.5	-41(2)	21	4783.46	-21(3):
8	4549.3	-52(2):	15	4779.43	-35(4)	22	3329.56	-59(9)
9	4750.6	-30(2)	16	4779.48	-35(3)	23	0030.60	-70(2)
10	4751.6	-25(2)	17	4780.44	-37(4)	24	3762.34	-41(2)
11	4751.6	-28(1)	18	4780.47	-35(3)	25	3764.42	-40(2)

Таблица 2

СПИСОК ЛИНИЙ ДЛЯ ЗВЕЗДЫ С3

Ион	λ, Å	r_0	Ион	λ, Å	r_0	Ион	λ, Å	r_0
Ti II	4779.98	<0.01	O II	5035.95	0.02	Fe II	5284.11	0.01
Fe II	4899.61	<0.01	Fe I	5083.34	0.01	Y II	5480.73	<0.01
Y II	4900.93	<0.01	Fe I	5110.41	0.01	O II	5924.64	0.12:
Fe I	4903.31	0.01	C II	5137.26	<0.01	Ne II	5944.83	0.05:
Fe I	4938.81	0.01	C II	5145.17	0.01	C II	6151.53	<0.01
O II	4941.04	0.01	N II	5168.05	0.01	Ne II	6297.84	0.04:
Fe I	4969.92	0.01	O II	5175.99	<0.01	C II	6578.05	<0.01
Ti I	4991.06	0.01	Fe I	5192.34	0.01	C II	6750.54	<0.01
N II	5001.47	<0.01	O II	5206.65	0.01	C II	6780.60	0.01
N II	5010.62	0.01	Fe I	5227.19	<0.01			
N II	5012.03	<0.01	Ca I	5265.56	<0.01			

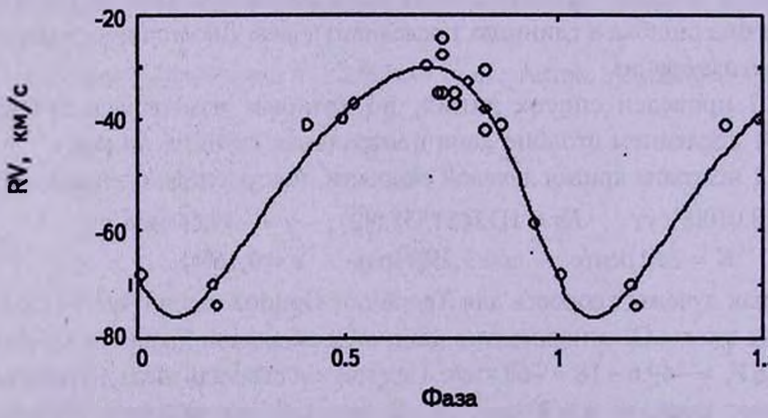


Рис.1. Кривая лучевой скорости для звезды С3. Кружки - наблюдения, сплошная линия - теоретическая кривая.

Detection of the star escaping from Orion Trapezium. During research of spectra of a star Θ^1 Ori C, received with the high photometric and spectral resolution, we managed to find out the system of spectral lines showing the high negative radial velocity. We shall designate this star Θ^1 Ori C3.

Key words: *stars:run away stars - stars:double stars - stars:individual* Θ^1 *Ori C3*

13 января 2010

Институт космических исследований РАН, Россия, e-mail: vitrik@gmail.com
Thüringer Landessternwarte Tautenburg, Germany, e-mail: lehm@tls-tautenburg.de
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: Vadek@yandex.ru

Э.А.Витриченко
E.A.Vitrichenko
Х.Леман
H.Lehmann
В.Клочкова
V.Klochkova
Л.Бычкова
L.Bychkova
В.Бычков
V.Bychkov

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.Goudis*, The Orion complex: a case study of interstellar matter, Dordrecht: Reidel publishing Co, 1982.
2. *K.A.Strand*, Astrophys. J., 128, 14, 1958.
3. *A.Blaauw*, *W.W.Morgan*, Astrophys. J., 119, 625, 1954.
4. *A.Poveda*, *C.Allen*, *A.Hernandez-Alcantara*, Astrophys. J., 627, L61, 2005.

CONTENTS

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)