

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 41

НОЯБРЬ, 1998

ВЫПУСК 4

К 90-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ АКАДЕМИКА В.А.АМБАРЦУ-
МЯНА, ОСНОВАТЕЛЯ ЖУРНАЛА "АСТРОФИЗИКА"
НА СИМПОЗИУМЕ МАС № 194. 495

ПРЕЗЕНТАЦИЯ КНИГИ: "A LIFE IN ASTROPHYSICS"

Р.В.Амбарцумян 499

О ВНУТРЕННЕМ СТРОЕНИИ ЗВЕЗД

Г.С.Саакян, Л.Ш.Григорян 505

КРАСНЫЙ ГИГАНТ СО СТРАННОЙ ЗВЕЗДОЙ В КАЧЕСТВЕ
ЯДРА. ОСНОВНЫЕ СХОДСТВА И ОТЛИЧИЯ ОТ ОБЪЕКТОВ
ТОРНА-ЖИТКОВА

Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян 533

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА.
ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. X. ПОЛОСА
 $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$

К.С.Гигоян, В.В.Амбарян, М.Азопарди 545

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ UX DRACONIS

Т.А.Полякова 561

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

С.Е.Нерсисян, М.Ш.Карапетян 569.

ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ОТКРЫТОГО ЗВЕЗДНОГО
СКОПЛЕНИЯ NGC 6913

Р.А.Варданян 577

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բխսնովատի-Կոզան, Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Կարդաշև, Ա.Գ.Մասնիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Բալլոլյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարշուկ, Ե.Կ.Խարաձե, Ի.Ս.Կոպիլով, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սոբոլև (նախագահ):

Редакционная коллегия: Г.С.Бисноватый-Коган, В.Г.Горбачкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, В.Ю.Теребиж.

Редакционный совет: А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

"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, соприкасающимся с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-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:

К 90-летию со дня рождения
академика В.А.Амбарцумяна,
основателя журнала "Астрофизика"

НА СИМПОЗИУМЕ МЕЖДУНАРОДНОГО АСТРОНОМИЧЕСКОГО СОЮЗА № 194

С 17 по 21 августа 1998г. в Бюраканской астрофизической обсерватории Национальной академии наук Республики Армения состоялся Симпозиум МАС № 194 по теме "Активность галактик и родственные явления". Симпозиум был посвящен научным проблемам, непосредственно связанным с именем выдающегося ученого XX века, основоположника Бюраканской обсерватории, великого гражданина и патриота своей страны академика Виктора Амазасповича Амбарцумяна. Симпозиум был приурочен к 90-летию со дня рождения В.А.Амбарцумяна.

В Симпозиуме приняли участие 100 астрономов из 22 стран мира, были представлены около 60 докладов и свыше 50 постеров.

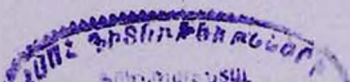
Открытие Симпозиума состоялось в зале заседаний Президиума НАН Армении. Со вступительным словом о роли академика В.А.Амбарцумяна в развитии астрономии и в развитии науки в Армении выступил президент НАН Армении академик Ф.Т.Саркисян. Он особенно подчеркнул роль В.А.Амбарцумяна в утверждении авторитета Армянской академии наук.

"Академик В.А.Амбарцумян, - сказал президент, - является одним из тех ученых, кто по своим заслугам и известностью выходит за пределы своих научных отраслей и еще при жизни становится всенародной величиной. Его воистину можно назвать великим армянином.

Организованный Международным астрономическим союзом симпозиум, посвященный активным галактикам, является выражением глубокого уважения международной научной общественности к крупному ученому. Разрешите приветствовать участников симпозиума и пожелать, чтобы этот представительный научный форум оставил бы существенный научный след в астрономии".

Далее оратор остановился на некоторых этапах биографии и научной деятельности юбиляра. Он особо отметил его плодотворную работу - как научную, так и организаторскую - в Ленинградском университете. После переезда в Армению, В.А.Амбарцумян возглавил Академию наук и основал Бюраканскую обсерваторию.

"Необходимо было, - продолжал президент, - проводить научно-исследовательские работы в новейших отраслях науки и обеспечить современный высокий уровень их развития. В.А.Амбарцумян заботился о развитии фундаментальных наук, но одновременно делал все, чтобы



развитие науки было направлено на решение социальных, экономических и культурных задач страны.

Благодаря академику Амбарцумяну, Академия наук Армении внесла значительный вклад в развитие мировой науки. Его организаторский талант позволил Академии наук Армении стать очагом научной мысли мирового значения".

Обстоятельной речью о вкладе академика В.А.Амбарцумяна как в астрономическую науку, так и в смежные науки выступил академик Российской академии наук Боярчук Александр Алексеевич. Мы кратко приводим основные пункты этого, проникнутого глубоким уважением к выдающемуся ученому, доклада.

"Виктор Амазаспович прожил долгую творческую жизнь и оставил огромное научное наследие в виде полученных им результатов, высказанных и разработанных идей, созданных им обсерватории, журналов и т.д. Невозможно все это изложить в получасовом докладе и я выбрал лишь некоторые аспекты. Конечно, это субъективный выбор. Следует помнить, что основные работы В.А.Амбарцумяна были выполнены 50-60 лет назад, когда астрофизика еще только начинала развиваться. Не было радиоастрономии, астрономии высоких энергий, не были известны источники звездной энергии и химический состав ни одной звезды.

Поэтому вызывает уважение и удивление, что многие результаты, полученные Виктором Амазасповичем из простых динамических соображений, полностью подтвердились впоследствии в результате более всестороннего анализа.

1. Метод определения температур центральных звезд планетарных туманностей, предложенный Виктором Амазасповичем, долгое время был одним из основных методов.

2. Предложенный им метод решения проблем рассеяния света в мутной среде, т.н. метод инвариантности, нашел очень широкое применение не только в астрономии, но и во многих других областях науки.

3. Анализ двойных звезд позволил Виктору Амазасповичу определить возраст Вселенной $\sim 10^{10}$ лет в противоположность прежней оценке $\sim 10^{13}$ лет. Современные данные - $(1.5-1.8) \cdot 10^{10}$ лет.

4. Открытие и исследование звездных ассоциаций и скоплений типа трапеции позволили Виктору Амазасповичу сделать вывод, что звезды продолжают рождаться и сейчас, и при этом рождаются группами. Это дало начало новому направлению - науке о звездообразовании.

5. Виктор Амазаспович впервые указал на наличие корреляции между свойствами ядра галактики и свойствами самой галактики. Он сделал вывод, что ядра в значительной степени определяют жизнь галактик. Этим он положил начало очень бурно развивающемуся разделу внегалактической астрономии - активности ядер галактик, проблемам которой и

посвящен настоящий Симпозиум.

Виктор Амазаспович занимал много ответственных постов как в Международных организациях, так и в СССР и Армении и делал все для развития астрономии".

О своих встречах с Виктором Амбарцумяном рассказал иностранный член НАН Армении Ерванд Терзян (США). "Этот Симпозиум, - сказал он, - совпадает с 90-летием со дня рождения крупного астрофизика, научного лидера этой древней страны, страны моих предков, в этом столетии. Виктор Амбарцумян был президентом Академии наук Армении, директором Бюраканской астрофизической обсерватории и президентом Международного астрономического союза. Виктор Амбарцумян был замечательным человеком и разносторонним ученым. В 1974 г. он писал в IAU Highlights of Astronomy, edited by G.Contopoulos ("Galaxies and their Nuclei"):

- Астрономы 2473 года, празднуя 1000-летний юбилей Коперника, должны будут признать, что поколение, жившее пятьсот лет назад не всегда сидело сложа руки, но иногда бывало неудержимым и неустрашимым в поисках неизвестных особенностей Вселенной".

Проф. А.Арп (Европейская Южная Обсерватория, Германия) отметил неоценимую роль Виктора Амбарцумяна в космологии небесных тел. Он в частности сказал:

"Этот Симпозиум посвящен научным достижениям Виктора Амбарцумяна. Я хотел бы отметить, что его наиболее важное открытие недостаточно известно и почти не получило признания среди живущих ныне астрономов. Амбарцумян исследовал снимки галактик и пришел к выводу, что новые галактики образуются из старых, более крупных (Солвейская конференция, 1957 г.). Это означало, что традиционная картина Вселенной была ошибочна, поскольку в модели Большого Взрыва галактики одновременно образовались из ничего 15 миллиардов лет назад.

В последние более чем 30 лет наблюдательные факты привели к необходимости принятия концепции непрерывного образования новых галактик и протогалактик. В настоящее время можно указать целиком эмпирический эволюционный путь: от квазаров с большими красными смещениями, через активные компактные галактики, до более молодых, почти нормальных галактик - компаньонов. Теперь показано, что квазары, как и протогалактики, выброшены в направлении малой оси активных галактик. Давно известно, что в пределах тех же малых объемов пространства находятся и нормальные галактики-компаньоны. Тем самым предположение о превращении квазаров в нормальные компаньоны получает серьезную базу.

Концепция Амбарцумяна о сверхплотной материи сможет объяснить данные наблюдений, если ее соединить с концепцией новой материи с

почти нулевыми массами частиц. Массы частиц возрастают со временем, красное смещение убывает и новая материя эволюционирует в нормальные галактики. Таким образом, современная концепция расширяющейся Вселенной по модели Большого Взрыва уже не состоятельна. Она должна быть заменена бесконечно большой Вселенной бесконечного возраста, в которой галактики рождаются непрерывно".

Вице-президент НАН Армении академик Г.А.Брутян остановился на философских работах академика Амбарцумяна, подчеркивая его несомнимую роль в создании философской школы в Армении.

"Совершенно закономерно, - сказал вице-президент, - что когда в 1971 г. было организовано философское общество Советского Союза, академик В.А.Амбарцумян стал членом правления этого общества, а в 1990 г. - почетным президентом вновь созданного философского общества Армении. Благодаря его усилиям была создана Философская академия Армении, в которой он был почетным советником. Академика В.А.Амбарцумяна часто приглашали на всемирные конгрессы по философии. Он автор тома под названием "Философские вопросы науки о Вселенной". Таким образом, В.А.Амбарцумян был не только крупным астрофизиком и математиком, но и крупным философом. Он был человеком космических интересов и должен быть оценен космическими мериллами".

Сын В.А. Амбарцумяна, академик Р.В.Амбарцумян представил книгу "A Life in Astrophysics" - избранные труды Виктора Амбарцумяна. Об этой презентации см. следующую статью.

После официальной части Симпозиума участники выехали в Бюраканскую астрофизическую обсерваторию, где и состоялись научные доклады об активности галактик и их обсуждение.

В первый же день, после заседаний, в Бюракане состоялась церемония открытия дома-музея академика Амбарцумяна. В этом доме В.А.Амбарцумян жил, в этом доме он скончался 12 августа 1996г.

В доме-музее представлены уникальные рукописи, документы и фотографии, связанные с жизнью и научной деятельностью В.А.Амбарцумяна, выставлены дипломы, ордена, почетные медали от правительств, академий и университетов многих стран мира.

Организованный в Бюракане Симпозиум МАС явился данью уважения памяти выдающегося ученого, творившего в этом уютом, освященном им уголке Армении, носящем сегодня его же имя: Бюраканская астрофизическая обсерватория имени В.А.Амбарцумяна.

Составил А.Т.Каллогян

BOOK PRESENTATION

by Rouben V. Ambartsumian

I am going to present a book of exceptional scientific value, prepared with much care and elaboration:

A LIFE IN ASTROPHYSICS

Selected Papers of Viktor A. Ambartsumian

Edited by Rouben V. Ambartsumian

with an Introduction by Geoffrey Burbidge

published 1998 by ALLERTON PRESS, Inc.

U.S.A.

150 Fifth Avenue

New York, N.Y. 10011

Facsimile: (212) 463-9684

In fact, the presentation could well be limited to citations from the book itself. For the book's two Introductions (by Geoffrey Burbidge and myself), as well as the Epilogue by Viktor Ambartsumian, informally expressing his general scientific views, contain enough bright, vivid material perfectly suitable for this purpose. However, I would prefer to start with citations from a brochure by Allerton Press, specially created for the purpose same as of my today's talk.

The Byurakan Astrophysical Observatory is situated not far from Mt. Ararat. It was here that Viktor Ambartsumian began his second great career as Founder and Director of this world-famous observatory. His leadership role in the important work carried out there is well known. It was here also that he died on August 12, 1996.

Before coming to Byurakan, Ambartsumian already distinguished himself as a pioneer and innovator in such areas as physics of gaseous nebulae and star shells, star-cluster dynamics, theory of light scattering, and theory of interstellar light absorption. At Byurakan, he turned his attention to star associations, extragalactic astronomy, nonstationary processes in galaxies, and cosmogony. *Indeed, astrophysics in the second half of the 20th century is saturated with Ambartsumian's profound, original and bold ideas.* It is easy to believe that the magnificent view of Byurakan influenced his imagination during the decades of his work there.

Most of the papers in this collection were selected by the great astrophysicist himself months before his death, and some of them appear in English for the first time. A number unquestionably have had tremendous impact on astrophysical thinking in this century. At the same time, Ambartsumian seems also to have given preference to those papers, which, he felt, have potential for further development or express ideas too unusual for immediate acceptance. Did he intend these as a challenge to new generations of astrophysicists?

The papers are presented chronologically and take the reader successively from individual stars, multiple systems and star clusters, associations and superassociations into the world of galaxies. Throughout, there is evident that rare combination of physical insight and mathematical elegance that characterizes Ambartsumian's work.

The collection closes with an Epilogue, in which Ambartsumian summarizes the three main directions of his theoretical work: *(1) the invariance principles as applied to the theory of radiative transfer, (2) the inverse problems in astrophysics, and (3) the empirical approach to problems of the origin and evolution of stars and galaxies.*

In recognition of Viktor A. Ambartsumian's contributions to world astronomy, numerous foreign academies, societies and universities elected him as an honorary member. He was elected President of the International Astronomical Union, and also President of the International Council of Scientific Unions.

The volume befittingly reconfirms the preeminent position of Viktor Ambartsumian in 20th century astronomy, and astronomers and astrophysicists throughout the world will welcome it.

From the preface by Geoffrey Burbidge:

I am very happy to write this introduction to the publication of a small collection of the most important papers by a great astronomer. In science, to open a new path that expands over decades and develops into a broad avenue of inquiry is a rare accomplishment. Viktor Ambartsumian has been a pioneer in not one but three perpetually expanding fields, where his outstanding creative contributions are widely acknowledged...

Key papers in each of these areas are included in this volume... The initial germ for the theory of the "inverse Sturm-Liouville problem" was the paper of Ambartsumian which opens the present collection. Reading this book produces the impression that with this, his first publication, young Ambartsumian set the standard for the scientific level of his own work in subsequent years.

Ambartsumian saw much more clearly than others in the 1950s and 1960s that many groups and clusters of galaxies also appear to have positive total energy. He therefore concluded that they too are coming apart, though the common point of view has been that in general such systems are bound by unseen matter. Ambartsumian also applied the same arguments to what appear to be violent outbursts in the nuclei of galaxies. His conclusion was that these explosions were the manifestations of creation events. In all these ideas he was initially alone. For many it is still not easy to admit the possibility of changing the traditional paradigm. But the pressure of the observations does its work, slowly but steadily. Truly, by their impact on cosmogonical thinking the ideas of Ambartsumian started a revolution of Copernican scale.

A citation from Editor's Introduction, commenting on the principles supposedly applied by Viktor Ambartsumian in his choice of the papers for the collection:

For this collection V.A.Ambartsumian selected several papers which have already proven to have a tremendous impact on their respective fields. Ambartsumian also gave preference to those which, in his opinion, retain potential for future development. In earlier years he would often advise me to spend more time reading the scientific classics of the past. He firmly shared the old belief that, along with seeds which have since grown and produced scientific fruit, those classical works still contain many other seeds that remain hidden and await their chance for development. I assume that this belief, as applied to his own work, influenced my father's selections.

I present two items from Viktor Ambartsumian "scientific folklore" (partly incorporated in the Editor's Introduction). In his paper "Computed Tomography: Some History and Recent Developments" published in *Proceedings of Symposia in Applied Mathematics*, Volume 27, 1982 wrote the father of computer tomography Nobel laureate A.M.Cornack:

In 1936... the well known Armenian astronomer, V.A.Ambartsumian, posed the following question which he attributes to Eddington. If one looks in a particular direction in space, one sees many stars and these are moving relative to one another and to the sun. Astronomers would like to know their distribution of velocities but ... one can only measure their radial velocities, which are deduced from the Doppler shifts of their spectra. The problem then is to deduce the actual distribution of velocities in three dimensions in space from the distribution of radial velocities in various directions. This is just Radon's problem in the three dimension velocity space rather than ordinary space....

Ambartsumian gave ... the first numerical inversion of the Radon transform and it gives the lie to the often made statement that computed tomography would be impossible without computers. Details of this calculation are given in Ambartsumian's paper, and they suggest that even in 1936 computed tomography might have been able to make significant contributions to, say, the diagnosis of tumors in the head.

From the book by R.E.Bellman, R.E.Calaba and M.C.Prestrud "Invariant Imbedding & Radiative Transfer in Slabs of Finite Thickness" published by Elsevier in 1963:

In a fundamental paper published in 1943, the astrophysicist Ambartsumian presented a radically new approach to the mathematical formulation of these problems which yielded a new and vastly improved computational treatment for certain geometrical configurations of the medium. This novel and ingenious approach, based on the use of functional equations and physically intuitive principles of invariance, exploited the multistage aspect of the physical process involved in the radiative transfer. As a result of this pioneering work, new analytic treatments were made available, and simplified

computational solutions were obtained. These ideas were further developed and extensively generalized by Chandrasekhar in a series of fundamental papers and in 1950 in his book... Many otherwise intractable problems were tamed, and great advances were made.

From the Epilogue:

It is natural to try to uncover the secrets of nature by observing the key points where they are hidden. We can hardly achieve this aim only by theorizing. Observations produce almost innumerable evidence in favor of ejections and explosions and are rather scanty regarding the processes of condensation and collapse. The facts are pronouncing an indictment against the ideas connected with the condensation process: in the observable Universe the opposite phenomena, i.e. expansion and diffusion, are responsible for the majority of changes now taking place.

A passage from Editor's Introduction commenting on the main principles of editorial work:

The papers are presented with minor editorial changes and abridgements. The general purpose in editing was to make the text more precise. Among the texts now in this book, those which existed only in Russian have been translated from the three-volume collection of Ambartsumian's papers published in 1960 (volumes 1 and 2) and 1988 (Volume 3) by the Armenian Academy of Sciences, Yerevan. In cases where an English version existed, it has been used here. However, some minor changes have been made in conformity with the corresponding texts in the Armenian Academy volumes. The original papers and translations were not always uniform in style and format, as well as in form of citation, and much of that variation have been preserved.

To end up, the CONTENTS:

Introduction by Geoffrey Burbidge

Editor's Introduction

On a problem in the theory of eigenvalues

The excitation of the Metastable states in Gaseous Nebulae

On the radiative equilibrium of a planetary nebula

On the derivation of the frequency function of space velocities of the stars from the observed radial velocities

The statistics of double stars

On the dynamics of open clusters

The scattering of light by planetary atmospheres

The problem of diffuse reflection of light by a turbid medium

On the problem of the diffuse reflection of light

The theory of fluctuations of the surface brightness in the Milky Way

Surface brightnesses in our Galaxy

Stellar associations

Multiple systems of Trapezium type

On the patchy structure of the interstellar absorbing layers

Superassociations in distant galaxies

Flare stars (with editor's addendum)

Fuors

Instability phenomena in systems of galaxies

On the nuclei of galaxies and their activity

Problems of extragalactic research

Galaxies and their nuclei

Introduction to *Nuclei of Galaxies*

Epilogue

УДК: 524.354.6-8

О ВНУТРЕННЕМ СТРОЕНИИ ЗВЕЗД

Г.С.СААКЯН, Л.Ш.ГРИГОРЯН

Поступила 17 июля 1998

Предложена новая модель внутреннего строения некоторых типов небесных тел. Исходным является представление о том, что часть нейтронных звезд могла образоваться раньше всех других типов звезд, на ранней стадии расширения Вселенной, непосредственно из сплошного космического вещества. В подобных условиях, после формирования нейтронная звезда становится эффективным центром аккреции космической плазмы. Падающие на нейтронную звезду потоки плазмы уносят с собой рождающиеся при этом (благодаря термоэлектрическим токам и динамопроцессу) магнитные поля и плотно упаковывают их вокруг нее. Спустя определенное время вокруг нейтронной звезды образуется протяженный и сильно замагниченный слой плазмы. В результате формируется звездная конфигурация с внешним слоем, массой, радиусом и светимостью, сходными с обычной звездой. В замагниченной части подобной конфигурации гравитационное притяжение масс компенсируется градиентом магнитного давления, а плазма удерживается самим магнитным полем. Численными оценками обоснована возможность существования замагниченных звезд. Радиусы и массы замагниченных сфер подобных звезд заметно меньше радиусов и масс соответствующих конфигураций, поэтому при наблюдениях они не должны отличаться от обычных звезд: внешние слои (промежуточный слой, фотосфера и хромосфера) замагниченной конфигурации такие же, как у обычной звезды. Однако структурные отличия во внутренних областях могут проявляться, например, в вопросах магнитной активности и нейтронной светимости.

1. *Введение.* До начала семидесятых годов нейтронные звезды считались теоретическими построениями или же, в лучшем случае, экзотическими небесными телами, которые, в принципе, могут существовать во Вселенной. В последующие годы, после открытия ряда важных проявлений нейтронных звезд, это представление радикально изменилось и значимость этих небесных тел сильно возросла. Но продолжали оставаться не выясненными вопросы их происхождения и возможной роли в космогонии. Распространено мнение о том, что нейтронная звезда является последним этапом длительной эволюции обычной звезды. Принято считать, что обычная звезда, после исчерпания своих внутренних запасов энергии, по мере остывания непрерывно сжимается и в конце, испытывая коллапс, после выброса части массы (вспышка Сверхновой) превращается в нейтронную звезду или же в черную дыру в том случае, если до вхождения под сингулярную поверхность Шварцшильда не успевает сбросить излишек своей массы. Это вполне логичная версия о происхождении нейтронных звезд. Однако она пока не нашла своего достоверного обоснования.

За последние три десятка лет проблема нейтронных звезд разраба-

тывалась интенсивно. Были достигнуты значительные успехи, в результате чего сформировалось новое перспективное направление астрофизики, которое можно назвать *физикой нейтронных звезд*.

Недавно были проведены новые исследования по вопросу о происхождении нейтронных звезд. Так, в [1,2] развита точка зрения о том, что нейтронные звезды, по-видимому, являются первичными образованиями, родившимися на ранней стадии эволюции Вселенной непосредственно из сплошного космического вещества, раньше других типов небесных тел. Ниже приводятся определенные доводы в пользу этой версии происхождения нейтронных звезд. В работах [2,4] обсуждена возможная роль нейтронных звезд для ядер галактик. Обоснована идея о том, что компактные ядра галактик в основном состоят из нейтронных звезд и белых карликов. В [4] была разработана соответствующая модель ядер галактик. Показано, что ядро Галактики является одним из возможных очагов формирования пульсаров - нейтронных звезд с подходящими угловыми скоростями вращения. В связи с этим следует ожидать, что часть наблюдаемых пульсаров вылетела из ядра Галактики путем механизма „испарения“. В [3] обсуждена проблема энергетики ядер галактик с учетом роли находящихся в них пульсаров.

В предлагаемой работе предпринята попытка расширения роли нейтронных звезд в вопросах космогонии. Исследована возможность того, что в центре некоторых типов звезд имеются нейтронные звезды. Эту идею удастся обосновать, если допустить, что в центральной зоне звезды, помимо магнитного поля нейтронной звезды, существует сильное магнитное поле со специфической топологией. По существу предлагается новая модель внутреннего строения звезд. Этот шаг продиктован не только стремлением расширить круг проявлений нейтронных звезд, но и наличием важных наблюдательных фактов, пока не нашедших своего теоретического обоснования. В частности, мы имеем в виду явление солнечной активности, проявляющееся в виде периодических выбросов из недр Солнца в его фотосферу мощных магнитных полей относительно малых пространственных размеров (солнечные пятна), и известную проблему о потоке солнечных нейтрино.

2. *О происхождении нейтронных звезд.* После Большого взрыва, до определенной стадии расширения Вселенной, космическое вещество остается сплошным и однородным.

В такой среде неизбежны флуктуации плотности и скорости вещества, которые при определенных условиях могут привести к образованию небесных тел. При этом разумно считать, что космическая среда становится нестабильной по отношению к появлению того или иного типа небесного тела, как только в ней формируются условия, необхо-

димые для его существования.

О реальном существовании какого-либо небесного тела можно говорить лишь в том случае, когда оно, не чувствуя космологического расширения, ведет себя как точечный объект. Это условие выполняется начиная с того момента расширения Вселенной, когда на поверхности рассматриваемого небесного тела гравитационная потенциальная энергия масс начинает превышать их кинетическую энергию космологического разбегания:

$$GM\rho/R > \rho H^2 R^2/2,$$

где H - параметр космологического расширения Хаббла для соответствующего момента времени, M - масса, R - радиус небесного тела. Требуя двукратное превышение потенциальной энергии над кинетической, получаем

$$H^2 \approx GM/R^3. \quad (1)$$

Это условие необходимо для образования гравитационно связанных систем. Для образования звезд существует более жесткий критерий, из которого вытекает (1).

На ранней стадии эволюции Вселенной, когда космическое вещество было достаточно плотным и горячим, существование звезд возможно, если температура среды значительно меньше температур в звездах. В соответствии с этим, на поверхности звезды тепловая энергия частицы $1.5 kT$ (T - температура окружающей среды) не должна превышать ее гравитационную потенциальную энергию. Опять, требуя двукратное превышение потенциальной энергии над кинетической, получаем

$$T \approx \frac{GM m_p}{3 kR}. \quad (2)$$

Таким образом, если условия (1) и (2) выполняются, флуктуации плотности и скорости вещества, нарастая в силу гравитационной неустойчивости, со временем могут привести к образованию небесных тел.

В семействе звезд самыми плотными и элементарными объектами являются нейтронные звезды. Поэтому естественно считать, что в плотной, горячей и сплошной космической плазме первыми должны появляться именно эти небесные тела. В соответствии с (2), это может произойти, когда температура в космической плазме, уменьшаясь, достигает значения

$$T_n \approx 5 \cdot 10^{11} M_n/M_\odot R_\odot, \quad (3)$$

где M_n - масса, а R - радиус нейтронной звезды, $R_\odot = 10^6 R$.

За исключением, быть может, начального небольшого, $t < 10^{-4}$ с, промежутка времени после Большого взрыва, числа барионов и фотонов

во Вселенной приблизительно сохраняются. Из этого обстоятельства, с учетом имеющихся данных о реликтовом излучении и средней плотности массы во Вселенной, следует, что [1]

$$\rho_g \approx 3.1 \cdot 10^{-6} \rho_{rad}^{3/4}, \quad (4)$$

где ρ_g - плотность массы обычного (барионного) вещества, а $\rho_{rad} = aT^4/c^2$ - плотность массы, обусловленной излучением. При дуговых временах $\eta \ll 1$ для всех моделей Вселенной имеет место следующая зависимость средней полной плотности массы (обычное и скрытое вещество, излучение и нейтрино) от времени [5]:

$$\rho \approx \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4.47 \cdot 10^5}{t^2}. \quad (5)$$

Из последних трех соотношений следует, что образование нейтронных звезд возможно, начиная с порога, когда [2]

$$t \approx 10^{-3} \left(\frac{R_g M_\odot}{M_n} \right)^2, \quad \rho_{rad} \approx 7 \cdot 10^{11} \left(\frac{M_n}{R_g M_\odot} \right)^4, \quad \rho_g \approx 2.3 \cdot 10^3 \left(\frac{M_n}{R_g M_\odot} \right)^3. \quad (6)$$

Причиной рождения нейтронных звезд являются флуктуации в космической плазме. Судьба флуктуаций определяется длиной волны Джинса λ_J : флуктуации с размерами $l < \lambda_J$, со временем затухая, исчезают, а с $l > \lambda_J$ - нарастают и затем, благодаря самогравитации охваченных возмущением масс, могут привести к образованию звезд. У порога образования нейтронных звезд

$$\lambda_J \approx v_s \left(\frac{\pi}{G \rho} \right)^{1/2} \approx \frac{c}{\sqrt{G \rho}} \approx 1.4 \cdot 10^8 \text{ см},$$

где в соответствии с уравнением состояния $P \approx \rho c^2/3$ для скорости звука принято $v_s \approx c/3$, а под ρ подразумевается приведенная в (6) полная плотность массы. У порога (6) космическая среда не устойчива по отношению к образованию нейтронных звезд. При этом размер соответствующей флуктуации l должен быть таким, чтобы в последующем масса охваченного им барионного вещества была достаточной для образования нейтронной звезды:

$$0.5 l^3 \rho_g \approx M_n.$$

Имея в виду приведенное в (6) значение плотности барионного вещества ρ_g , получаем $l \approx 10^{10}$ см. Таким образом, $l > \lambda_J$, следовательно соответствующая флуктуация со временем нарастает и, в принципе, может привести к образованию нейтронной звезды.

Согласно [2], по ходу дальнейшего расширения Вселенной, вслед за нейтронными звездами могут образоваться белые карлики (начиная с

($t \approx 50$ с), обычные звезды (начиная с $t \approx 5 \cdot 10^6$ с), ядра галактик (начиная с $t \approx 10^4$ лет) и галактики (начиная с $t \approx 3 \cdot 10^7$ лет). Пороговые значения моментов начала формирования звездных систем оценивались по формуле (1). Заметим, что по существующим представлениям [6,7] процесс звездообразования продолжается до современной эпохи.

3. *Возможный сценарий образования звезд.* Ниже будем предполагать, что нейтронные звезды образовались на ранней стадии расширения Вселенной и, исходя из этого представления, обсудим возможный ход их дальнейшей эволюции в столь экстремальных условиях. За время формирования нейтронных звезд, из-за быстрого космологического расширения, плотность в окружающей среде, разумеется, могла заметно уменьшиться, но по сравнению с плотностями межзвездного вещества в Галактике она, несомненно, была на много порядков выше. Поэтому в этот начальный период времени непременно должны были происходить бурные процессы аккреции масс окружения на нейтронные звезды. Рассмотрим возможные последствия такой аккреции.

Радиусы нейтронных звезд мало отличаются друг от друга и приблизительно равны 10 км, а массы находятся в интервале $0.31 \leq M_n/M_\odot \leq 2.14$ [8,9]. Таким образом, нейтронные звезды с массой $M_n > 2.14 M_\odot$ не существуют. При таких обстоятельствах в результате непрерывной аккреции вещества, в условиях сравнительно плотной космической среды, массы большинства нейтронных звезд со временем превысили бы этот предел и, следовательно, последние должны были испытать коллапс, превратившись в черные дыры. В этом случае в Галактике должно было бы существовать большое число черных дыр. Однако это не так, ибо, несмотря на целеустремленные и настойчивые поиски, до сих пор не удалось обнаружить хотя бы одной черной дыры. Этот факт заставляет искать другие возможные последствия процесса аккреции вещества на нейтронные звезды.

В такой сверхгорячей, бурлящей плазме, какой является космическая среда в предполагаемые времена образования нейтронных звезд, неизбежно будут генерироваться магнитные поля, благодаря всевозможным процессам движения масс, мелкомасштабным и крупномасштабным флуктуациям плотности, плазменным колебаниям и турбулентным движениям в самих аккреционных потоках. Магнитная гидродинамика предсказывает два основных механизма генерации и трансформации магнитных полей. Первый механизм генерации магнитного поля обусловлен сторонними ЭДС, вызванными термоэлектрическими эффектами в плазме. В основу второго механизма, называемого динамопроцессом, положено

явление растягивания магнитных силовых линий при движении плазмы вместе с вмороженными в ней силовыми линиями [10].

Падающие на нейтронную звезду плазменные потоки вещества, увлекая с собой силовые линии постоянно рождающихся магнитных полей, сгущают их вокруг ее поверхности. В результате, со временем вокруг нейтронной звезды может образоваться сравнительно протяженный сильно замагниченный плазменный слой. Процесс формирования замагниченного слоя можно представить следующим образом. Сначала падающие на нейтронную звезду плазменные потоки прижимают к ее поверхности силовые линии ее собственного поля. В результате этого, у ее поверхности образуется сравнительно тонкий слой сильно замагниченной плазмы. Затем, по ходу продолжающегося процесса аккреции, падающие на центр плазменные потоки, увлекая с собой силовые линии генерируемых магнитных полей, постепенно наращивают толщину этого замагниченного слоя, доводя его внешнюю поверхность до таких радиусов r , при которых гравитационное притяжение нейтронной звезды ослабевает до уровня существующего в обычных звездных конфигурациях (при тех же расстояниях).

Каков характер магнитного поля в замагниченном слое? Трудно себе представить, чтобы аккреция могла привести к формированию вокруг нейтронной звезды крупномасштабного магнитного поля. Последнее могло бы произойти, если бы в космическом пространстве заранее существовали достаточно сильные крупномасштабные магнитные поля, что маловероятно. Скорее всего, заметные магнитные поля, рождаясь в процессе аккреции, собираются и плотно упаковываются вокруг нейтронной звезды в виде отдельных сгустков магнитных силовых линий. В соответствии с этим, мы будем считать, что в замагниченном слое небесного тела магнитное поле имеет дискретную структуру: состоит из многочисленных отдельных ячеек со сходными локальными полями. Эти поля могут быть подобны полю магнитного диполя со сжатыми по бокам силовыми линиями, как это реализуется в случае нейтронной звезды, находящейся в условиях аккреции. Или, что более правдоподобно, магнитные силовые линии в ячейках образуют тороидальную структуру, сплюснутую давлением плазмы. Вопрос о размерах таких ячеек будет рассмотрен позднее.

В случае отсутствия заметного вращения, замагниченный пояс небесного тела формируется в условиях сферически-симметрической аккреции, и поэтому должен иметь сферически-симметрическую форму. Такими же должны быть распределения масс и магнитных ячеек в этом поле. Здесь плазма вморожена в магнитное поле и поэтому удерживается им. Движение плазмы в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям, т.е. в радиальном направлении, невозможно, несмотря

на сильное притяжение к центру. Просачивание частиц к центру может произойти только посредством амбиполярной диффузии, обусловленной кулоновскими столкновениями.

В замагниченном слое гравитационное притяжение масс к центру небесного тела компенсируется градиентом магнитного давления. Это означает, что в рассматриваемой области конфигурации плотность энергии магнитного поля должна быть порядка плотности гравитационной энергии масс:

$$B^2/8\pi \approx Gu\rho/r, \quad (7)$$

где $u(r)$ - накопленная масса. В самом деле, аккрецирующие на нейтронную звезду плазменные массы на своем пути сметают и уносят с собой силовые линии магнитных полей. Однако падение масс тормозится и приостанавливается, как только плотность энергии магнитного поля становится порядка плотности кинетической энергии в плазменном потоке

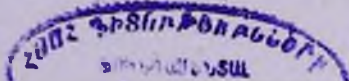
$$\rho v^2/2 \approx B^2/8\pi,$$

где $v^2 \approx 2Gu/r$ - гидродинамическая скорость в аккреционном потоке. Таким образом, после завершения процесса формирования замагниченного слоя и установления в нем гидродинамического равновесия, имеем

$$B(r) \approx (8\pi Gu\rho/r)^{1/2}, \quad r > R. \quad (8)$$

Будем считать, что нейтронная звезда намагничена однородно. Следовательно, в ней магнитная индукция постоянна и, по-видимому, $B_0 \approx 10^{10} + 10^{13}$ Гс, а магнитный момент $\mu_n \approx 10^{28} + 10^{31}$ эрг/Гс. Внешнее магнитное поле нейтронной звезды в исходном состоянии является дипольным, а в конечном состоянии, когда благодаря процессу аккреции силовые линии прижаты к ее поверхности, является приблизительно сферически-симметрическим. Следовательно, в конечном состоянии силовые линии магнитного поля нейтронной звезды образуют сильно замагниченную плазменную шубу, внешний радиус которой мало отличается от радиуса R самой нейтронной звезды. Поэтому этот слой не играет заметной роли в вопросе построения моделей звезд с радиусами $R_s \gg R$. В этом вопросе существенной является роль внешнего замагниченного слоя, если его радиус заметно превышает радиус нейтронной звезды R .

Формирующаяся по описанному сценарию конфигурация, разумеется, не кончается замагниченным слоем. Над ним непременно должен быть и слой из обычного незамагниченного звездного вещества. Толщина этого наружного слоя определяется толщиной замагниченного слоя.



Следуя терминологии, принятой в теории внутреннего строения Солнца, эту наружную часть конфигурации будем называть *промежуточной областью*.

4. *Параметры замагниченного слоя небесного тела.* Рассмотрим уравнение гидродинамического равновесия для замагниченной области конфигурации, считая распределение масс и магнитное поле сферически-симметрическими. Учитывая, что $P \ll B^2 / 8\pi$ и $\rho c^2 \gg B^2 / 8\pi$ (P - давление вещества), уравнение гидродинамического равновесия можно представить в виде

$$\frac{1}{8\pi} \frac{dB^2}{dr} = - \frac{G\mu\rho}{r^2}. \quad (9)$$

Условие $P \ll B^2 / 8\pi$ очевидно: оно необходимо для построения моделей звезд с подходящими радиусами. Условие же $\rho c^2 \gg B^2 / 8\pi$ непосредственно следует из равенства (7):

$$\rho c^2 \approx \frac{2c^2}{v^2} \frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{B^2}{8\pi}.$$

Решение для магнитного поля ищем в виде

$$B^2(r) = B_0^2 (R/r)^n,$$

где $B_0 = B(R)$. Тогда из (9) получаем

$$u(r)\rho(r) = M_n \rho_R (R/r)^{n-1},$$

где M_n - масса нейтронной звезды, ρ_R - плотность массы на ее поверхности и

$$B_0^2 = 8\pi G M_n \rho_R / nR.$$

Используя это выражение для $u\rho$, из уравнения для накопленной массы находим

$$\frac{du^2}{dr} = 8\pi M_n \rho_R R^{n-1} r^{3-n}.$$

Интегрируя это уравнение, получаем

$$u(r) = M_n \left[\frac{8\pi\rho_R R^3}{(4-n)M_n} \left[\left(\frac{r}{R} \right)^{4-n} - 1 \right] + 1 \right]^{1/2}.$$

В согласии с приведенной в (8) оценкой далее будем считать $n = 1$. В соответствии с этим

$$\rho(r) = \rho_R / f(r), \quad u(r) = M_n f(r), \quad R < r < r_2, \quad (10)$$

где r_2 - внешний радиус замагниченного слоя, а

$$f(r) = \left[1 + \frac{8\pi\rho_R}{3M_n} (r^3 - R^3) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Из (7) следует, что у основания замагниченной области плотность массы равна

$$\rho_R = R B_0^2 / 8\pi G M_n \approx 300 R_6 B_{12}^2 M_\odot / M_n \text{ г / см}^3, \quad (12)$$

где $B_{12} = 10^{-12} B_0$. Интересно заметить, что в пределах подслоя $R < r < r_m$ замагниченной области, где

$$r_m \approx (3 M_n / 8\pi\rho_R)^{1/3} = 9.25 \cdot 10^9 \left(\frac{M_n}{M_\odot B_{12}} \right)^{2/3} R_6^{-1/3} \text{ см},$$

плотность вещества и накопленная масса практически остаются постоянными:

$$f(r) \approx 1, \quad \rho(r) = \rho_R, \quad u(r) \approx M_n, \quad R < r < r_m. \quad (13)$$

Определим толщину замагниченной области. Начнем с нижнего подслоя, обусловленного магнитным полем нейтронной звезды. Из условия сохранения потока магнитной индукции следует, что

$$\int_R^r B r dr \approx 0.5 R^2 B_0, \quad (14)$$

где B_0 и B - абсолютные значения магнитной индукции внутри нейтронной звезды и вне ее, а r_1 - радиус альвеновской сферы, образующейся вокруг нейтронной звезды при аккреции. Равенство написано для плоскости магнитного экватора. Учитывая (8) и (10), из равенства (14) получаем

$$r_1 \approx R \left(1 + \frac{3 B_0}{4 B_R} \right)^{2/3}, \quad (15)$$

где

$$B_R = (8\pi G M_n \rho_R / R)^{1/2}.$$

Предполагая, что во всей замагниченной области конфигурации магнитная индукция изменяется непрерывно, будем считать $B(R) = B_0$. В этом случае

$$r_1 \approx 1.45 R. \quad (16)$$

В соответствии с (8) и (10) во всем замагниченном слое магнитное поле описывается формулой

$$B(r) \approx B_0 \left(\frac{R}{r} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Теперь рассмотрим внешнюю, основную часть замагниченного слоя, которая формируется вокруг нейтронной звезды в процессе аккреции окружающей плазмы, аккумуляции и плотной упаковки силовых линий рождающихся отдельных магнитных полей. Эту часть будем характеризовать параметром:

$$\phi = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} B r dr, \quad (18)$$

где r_2 - внешний радиус замагниченного слоя, а $B(r)$ - абсолютное значение магнитной индукции. Как уже отмечалось, здесь мы имеем дело с большим числом магнитных ячеек. Как в верхней и нижней половинах каждой магнитной ячейки, так и в соседних ячейках (в местах их соприкосновения) силовые линии имеют противоположные направления, и поэтому алгебраическая сумма потоков магнитной индукции всех ячеек имеет значение, близкое к нулю, чего нельзя сказать о ϕ . Условно ϕ будем называть полным потоком магнитной индукции замагниченного слоя.

Учитывая соотношения (8) и (10), из (18) получаем

$$r_2 \approx r_1 \left(1 + \frac{3\phi}{4\pi \sqrt{8\pi G M_n \rho_R} r_1^3} \right)^{2/3} \quad (19)$$

Нас интересует случай больших расстояний $r_2 > r_1$, на которых гравитационное притяжение нейтронной звезды ослабевает настолько, что становится возможным построение модели обычных звезд. Такая возможность появляется, когда

$$\phi \gg \frac{4\pi}{3} (8\pi G M_n \rho_R r_1)^{1/2} = 7.33 \cdot 10^{24} R_6^2 B_{12},$$

где использованы (12) и (16). Для таких больших ϕ внешний радиус замагниченной области небесного тела равен

$$r_2 \approx \left(\frac{3\phi}{4\pi \sqrt{8\pi G M_n \rho_R}} \right)^{2/3} \approx 1.79 \cdot 10^8 \left(\frac{\phi_{28}^2}{R_6 B_{12}^2} \right)^{1/3} \text{ см.} \quad (20)$$

Масса, заключенная в замагниченном слое, равна

$$4\pi \int_R^{r_2} \rho r^2 dr = (f_2 - 1) M_n.$$

Накопленная же масса на расстоянии r_2 равна

$$u(r_2) = f_2 M_n, \quad (21)$$

где

$$f_2 = \left[1 + \frac{8\pi\rho_2}{3M_n} (r_2^3 - R^3) \right]^{1/2} \approx \left(1 + \frac{8\pi\rho_2}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2}.$$

При потоках $\phi > 6.5 \cdot 10^{30} M_n / M_\odot$, множитель $f_2 > 2$ и масса замагниченного слоя превышает массу нейтронной звезды.

В значительной части замагниченной области небесного тела магнитное поле настолько сильное, что в магнитных ячейках электроны, по существу, вращаются вокруг магнитных силовых линий по квантованным орбитам. Температура возбуждения уровней Ландау порядка

$$T_e \approx \frac{eB\hbar}{m_e c k} \approx 1.3 \cdot 10^8 B_{12} \sqrt{\frac{R}{r}}.$$

Ларморовские токи внутри сгустка силовых линий компенсируют друг друга, и в результате остается сильный поверхностный ток. Следовательно, магнитная ячейка имеет вид сплюсненного кольцевого соленоида с поверхностным током

$$i \approx 2br_e \frac{e\rho}{m_p} v_e \approx 2.7 \cdot 10^{22} T_7 B_{12} \frac{R_6 M_\odot}{f(r) M_n} \left(\frac{r}{R} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

где $b \approx 1.8 \cdot 10^6$ см — линейный размер поверхности сгустка магнитных силовых линий (численное значение определено в §9), $r_e = m_e c v_e / eB$ — ларморовский радиус электрона, $e\rho/m_p$ — плотность числа электронов, а $v_e \approx (kT/m_e)^{1/2}$.

5. Источники энергии замагниченных конфигураций. В основу современной теории внутреннего строения звезд положено представление о термоядерном синтезе легких элементов. В замагниченных конфигурациях кроме этого основного источника существует также источник энергии, обусловленный аккреционным потоком масс на нейтронную звезду. Обсудим роль этого канала энергии.

В замагниченном слое вещество удерживается магнитным полем, а гравитационное притяжение масс к центру компенсируется градиентом магнитного давления. Однако это удерживание плазмы не абсолютное: поперек магнитного поля, т. е. в данном случае в радиальном направлении существует определенный поток частиц, обусловленный их амбиполярной диффузией. Интенсивность диффузионного потока частиц определяется формулой [11,12]

$$\vec{F} = - \frac{c^2 \rho}{m_p \sigma B^2} \left(\vec{\nabla}_\perp P + \frac{Gu\rho}{r^3} \vec{r}_\perp \right). \quad (23)$$

Здесь $\bar{\nabla}_\perp P$ и $\bar{r}_\perp$ - поперечные (относительно силовых линий магнитного поля) компоненты векторов $\bar{\nabla} P$ и $\bar{r}$, σ - электропроводность плазмы в поперечном к силовым линиям направлении:

$$\sigma = \frac{3(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi m_e \Lambda e^2},$$

где Λ - кулоновский логарифм. Как уже отмечалось, предположение о клочковатой структуре магнитного поля позволяет считать, что магнитная индукция в среднем зависит только от координаты r .

Учитывая, что в замагниченном слое $|\bar{\nabla} P| \ll Gu\rho/r^2$, $B^2 \approx 8\pi Gu\rho/r$, получаем

$$\bar{F} = -\frac{\Lambda e^2 c^2 \rho_R}{6\pi m_p r f(r)} \left(\frac{2\pi m_e}{k^3 T^3} \right)^{1/2} \frac{\bar{r}}{r}. \quad (24)$$

После установления в небесном теле режима квазистационарной аккреции полный поток частиц не должен зависеть от r . В этом случае $r f(r) T^{3/2} \sim r^2$. Отсюда следует, что в области $R < r < r_m$, где $f(r) \approx 1$ (см. (13)), температура с расстоянием должна расти как $T \sim r^{2/3}$. Такое неестественное поведение профиля температуры может быть обусловлено энергией, выделяемой при приближении аккреционного потока частиц к центру, которая растет обратно пропорционально расстоянию r . На расстояниях $r > r_m$, где $f(r) \sim r^{3/2}$, температура имеет нормальное поведение: $T(r) \sim 1/r^{1/3}$ при $r < r_2$.

Полный поток массы на нейтронную звезду равен

$$\dot{M} \approx 4\pi R^2 F_R m_p \approx \frac{20}{3} e^2 c^2 R \rho_R \left(\frac{2\pi m_e}{k^3 T_R^3} \right)^{1/2}, \quad (25)$$

где принято $\Lambda = 10$, а T_R и F_R - температура и интенсивность потока частиц при $r = R$. Обусловленная этим потоком массы светимость небесного тела равна

$$L \approx \frac{GM_R \dot{M}}{R} \approx 7.5 \cdot 10^{-3} R_6 B_{12}^2 \left(\frac{2 \cdot 10^7}{T_R} \right)^{3/2} \cdot L_\odot, \quad (26)$$

где $2 \cdot 10^7$ - типичная температура нейтронной звезды в рентгеновских пульсарах [13,9]. Эта светимость очень мала: в случае Солнца она на пять порядков, а для звезд с $M > M_\odot$ на много порядков меньше требуемой светимости.

Таким образом, источник энергии, обусловленный потоками масс, падающими на нейтронную звезду в результате амбиполярной диффузии

частиц через магнитное поле, не может обеспечить необходимые светимости небесных тел. Следовательно, и в случае замагниченных звездных конфигураций основным источником звездной энергии является термоядерный синтез легких элементов. При этом этот источник энергии эффективно действует в замагниченной области звезды, где имеются все условия, необходимые для этого. В центральной же области, где находится нейтронная звезда, этот канал энергии не действует. Тем не менее, аккреция масс может иметь важное значение после исчерпания термоядерных запасов энергии. Она может долгое время обеспечивать существование замагниченных небесных тел с относительно низкими светимостями, определяемыми формулой (26).

6. *Устойчивость замагниченных конфигураций.* Замагниченные звездные конфигурации являются метастабильными образованиями. Выясним, каково среднее время их жизни. Распад этих конфигураций может произойти при заметном уменьшении плотности в замагниченной области или при заметном ослаблении магнитного поля. Оба канала неустойчивости взаимосвязаны и обусловлены процессами диффузии плазмы или магнитного поля соответственно.

В соответствии с представлениями, приведенными в разделе 3, формирование замагниченных небесных тел могло произойти на ранней стадии расширения Вселенной. Следовательно, если они дожили до настоящей эпохи, то время их жизни должно быть порядка $1/H$, где $H \approx 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ - постоянная Хаббла.

За космологическое время $1/H$ утечка массы из замагниченного слоя, обусловленная диффузией плазмы, порядка

$$\frac{\dot{M}}{H} \approx 1.2 \cdot 10^{28} \frac{R_6^2 B_{12}^2}{T_8^{3/2}} \frac{M_\odot}{M_n},$$

где $\dot{M}$ - аккреционный поток массы, приведенный в (25). Заметим также, что на самом деле потеря массы замагниченного слоя должна быть меньше этого ΔM_2 , так как замагниченный слой получает пополнение из расположенной над ним промежуточной области. Прежде всего очевидно, что для всех возможных значений массы M_n и магнитной индукции B_0 нейтронной звезды $\dot{M}/H \ll M_n$. Далее, сравнивая $\dot{M}/H$ с приведенной в (21) массой замагниченного слоя $(f_2-1)M_n$, замечаем, что

$$\dot{M}/H \ll (f_2-1)M_n \approx \left[\left(1 + \frac{8\pi\rho_n}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2} - 1 \right] M_n,$$

если $\phi \gg 4 \cdot 10^{30} M_n/M_\odot \text{ Гс см}^2$. Легко сообразить, что это и есть тот

случай, когда возможно существование замагниченных звездных конфигураций с радиусами $R_* \gg R_\odot$.

Таким образом, обусловленное диффузией частиц уменьшение плотности массы в замагниченном слое не представляет опасности для устойчивости небесного тела.

Теперь обсудим вопрос о времени жизни предполагаемого нами магнитного поля в замагниченных звездных конфигурациях. Диффузия магнитного поля описывается уравнением [10,14]

$$\Delta \bar{B} - \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = 0, \quad (27)$$

где σ - электропроводимость плазмы. Решения этого уравнения имеют вид

$$B \sim e^{-t/\tau_m},$$

где

$$\tau_m = \frac{4\pi\sigma l^2}{c^2}, \quad (28)$$

а l - характерный масштаб изменения магнитного поля в пространстве. Для рассматриваемого случая

$$l \approx r_2 \approx 1.79 \cdot 10^8 \left(\frac{\phi_{28}}{B_{12}} \right)^{2/3}, \quad \sigma = \frac{3(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi m_e \Lambda e^2}$$

и соответственно

$$\tau_m \approx 8.81 \cdot 10^6 \left(\frac{\phi_{28}}{B_{12}} \right)^{4/3} \left(\frac{\bar{T}}{2 \cdot 10^7} \right)^{3/2} \text{ лет.} \quad (29)$$

Требуя, чтобы $\tau_m \gg 1/H \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет, получаем

$$\phi \gg 3.29 \cdot 10^{18} B_0. \quad (30)$$

Это и есть необходимое условие того, чтобы магнитное поле и замагниченная звездная конфигурация были устойчивыми. Следовательно, при построении моделей замагниченных небесных тел мы должны учитывать это условие.

7. Промежуточная область. По толщине наиболее обширную часть замагниченного небесного тела составляет область, расположенная над замагниченным слоем. Здесь заключена и заметная часть массы конфигурации. По аналогии с Солнцем, для этой части мы используем название „промежуточная область“, так как за ней должны следовать конвективная зона, фотосфера, хромосфера и корона конфигурации.

На поверхности раздела замагниченной и промежуточной областей

температура и суммарное давление магнитного поля и вещества должны изменяться непрерывно, а плотность массы может испытывать скачок. Но, вероятнее всего, между этими областями нет четко выраженной границы. Это означает существование сравнительно тонкого промежуточного слоя, где плотность массы изменяется непрерывно от одного значения до другого. В соответствии с условием непрерывности полного давления имеем

$$B_2^2/8\pi \approx k \rho_2 T_2 / \mu_2 m_p, \quad (31)$$

где B_2 - магнитная индукция на поверхности замагниченной области, определяемая формулой (17) при $r=r_2$, ρ_2 - плотность массы у основания промежуточной области, μ_2 - средний молекулярный вес вещества в единицах массы протона:

$$1/\mu = 2X + 0.75Y + 0.5Z,$$

а X , Y , Z - доли массы, приходящиеся соответственно на водород, гелий и остальные более тяжелые элементы. В приведенных ниже оценках химический состав вещества не играет существенной роли, поэтому ради простоты будем считать $\mu \approx 0.5$.

Учитывая (10), (11), (12) и (17), из (31) получаем

$$T_2 \approx 4.5 \cdot 10^9 R_6^{1/3} f_2 \frac{M_n}{M_\odot} \left(\frac{B_{12}}{\Phi_{28}} \right)^{2/3}. \quad (32)$$

Здесь

$$f_2 \approx \left(1 + \frac{8\pi\rho_2}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2},$$

где учтено, что $R \ll r_2$.

Теперь рассмотрим уравнение гидродинамического равновесия для промежуточной области:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gu\rho}{r^2}, \quad r > r_2.$$

Произведя замены

$$r \approx (R_s - r_2)/2 \approx R_s/2, \quad P' = -P_2/(R_s - r_2) \approx -P_2/R_s, \\ u \approx M_s/2, \quad \rho \approx \rho_2/2,$$

получаем следующую неплохую оценку для полной массы:

$$M_s \approx \frac{R_s P_2}{G \rho_2}$$

(предполагается $r_2 < R_s$ и $u_2 < M_s$). Подставив в это выражение

$P_2 = 2k\rho_1 T_2/m_p$, получаем

$$R_6^{1/3} f_2 \frac{M_\pi}{M_\odot} \left(\frac{B_{12}}{\Phi_{28}} \right)^{2/3} = 2.57 \cdot 10^{-3} \frac{M_*}{M_\odot} \cdot \frac{R_\odot}{R_*}. \quad (33)$$

8. *Скрытые параметры замагниченных конфигураций.* Внутреннее строение, масса, радиус и светимость замагниченного небесного тела определяются массой M_* , радиусом R , магнитной индукцией B_0 находящейся в его центре нейтронной звезды и полным потоком магнитной индукции Φ замагниченного слоя. Радиусы нейтронных звезд мало отличаются друг от друга, поэтому фактически исходными параметрами, определяющими характер звездной конфигурации, являются M_* , B_0 и Φ . Задавая эти параметры, уравнение состояния вещества, источники энергии, коэффициент непрозрачности и произведя численное интегрирование системы уравнений гидродинамического равновесия, накопленной массы, накопленного потока энергии и переноса энергии, получаем распределение масс, профиль температуры, радиус и светимость небесного тела. Однако здесь нас интересует принципиальная сторона обсуждаемой проблемы, и поэтому мы ограничимся оценками.

Наша основная задача показать, что заметная часть звезд может быть интерпретирована как замагниченные конфигурации. При этом следует иметь в виду, что параметры M_* , B_0 , Φ по сути дела ненаблюдаемые величины: скрытые параметры небесного тела. Ниже мы попытаемся определить значения скрытых параметров для некоторых типичных объектов, массы и радиусы которых известны. Для этого, вообще говоря, необходимы три уравнения, содержащие параметры M_* , B_0 , Φ . Но пока в нашем распоряжении имеется только одно приближенное уравнение (33).

Информацию о скрытых параметрах можно получить из условия замагниченности плазмы, которое позволяет составить правильное представление о радиусе замагниченной области. Под влиянием гравитационного притяжения к центру электроны и тяжелые частицы не могут по отдельности диффундировать к центру. Этому препятствует условие локальной электронейтральности плазмы. Поэтому работает только механизм амбиполярной диффузии частиц. Из сказанного следует, что радиус замагниченной области небесного тела r_2 определяется условием замагниченности для электронов:

$$\omega_e \tau_e \gg 1. \quad (34)$$

Здесь $\omega_e = eB/m_e c$ - ларморовская частота электронов, τ_e - среднее время между двумя кулоновскими столкновениями электронов [12]:

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{me}(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\Lambda e^4 n}$$

(предполагается, что в основном мы имеем дело с водородной плазмой), Λ - кулоновский логарифм, а $n = \rho/m$, - плотность частиц. Учитывая (10) и (17), находим

$$\omega_e \tau_e = \frac{3m_p B_0 f(r)}{4\Lambda c e^3 \rho_R} \left(\frac{R k^3 T^3}{2\pi m_e r} \right)^{1/2} \quad (35)$$

Рассмотрим равенство (35) для поверхности замагниченной области, определив ее условием $\omega_e \tau_e \approx 10$. Принимая $\Lambda \approx 10$ и учитывая (12), (20) и (32), получаем

$$\left(f_2 \frac{M_n}{M_\odot} \right)^5 \left(\frac{B_{12}}{\Phi_{28}^4} \right)^{2/3} = 2.7 \cdot 10^{-8}, \quad (36)$$

где опущен несущественный множитель $R_c^{1/3} \approx 1$. Напомним, что $u_2 = f_2 M_n$ есть масса замагниченной области, включающая в себя и массу нейтронной звезды. Таким образом, в нашем распоряжении уравнения (33) и (36) для определения трех скрытых параметров небесного тела. В общем случае недостающую информацию можно получить, произведя детальный анализ параметров замагниченной сферы для каждого рассматриваемого объекта. Однако мы увидим, что недостающее уравнение можно вывести для широкого класса звезд. В последующем мы будем опускать множители, содержащие R_c .

Начнем с рассмотрения звезд главной последовательности, времена жизни которых не сильно отличаются от космологического масштаба времени. Предположим, что они являются замагниченными объектами. В таких звездах источником внутренней энергии является термоядерный синтез легких элементов. Рассмотрим требование, вытекающее из этого обстоятельства. Предположим, что в период формирования этих звезд вещество в основном состояло из водорода. В атомных ядрах энергия связи нуклонов приблизительно равна 8 МэВ на одну частицу. Поэтому при оценках ядерных запасов энергии небесных тел нужно исходить из того факта, что в процессах синтеза легких атомных ядер в тяжелые в среднем выделяется 8 МэВ в расчете на один нуклон. Следует также иметь в виду, что в замагниченном небесном теле термоядерные источники энергии существуют вне нейтронной звезды, а именно, в основном в замагниченном слое. Следовательно масса замагниченного слоя $(f_2 - 1) M_n$ должна быть достаточной для того, чтобы соответствующий запас ядерной энергии обеспечил наблюдаемую светимость в течение времени порядка $1/H$:

$$\tau \approx \frac{(f_2 - 1) M_n b}{m_p L_s} \approx \frac{1}{H}, \quad (37)$$

где $b \approx 8 \text{ МэВ}$, L_s - балометрическая светимость звезды, а τ - время ее жизни.

Учитывая формулы (12), (20) и следующее выражение для f_2 :

$$f_2 \approx \left(1 + \frac{8\pi\rho_n}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2} = \left[1 + 7.2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{M_\odot}{M_n} \right)^2 \phi_{28}^2 \right]^{1/2}, \quad (38)$$

из (37) находим

$$\frac{M_n}{M_\odot} = 2.271 \cdot 10^{-5} \phi_{28}^2 \frac{L_\odot}{L_s} - 0.0792 \frac{L_s}{L_\odot}. \quad (39)$$

Итак, для звезд главной последовательности в нашем распоряжении имеется полная система уравнений (33), (36) и (39), определяющая параметры M_n , B_0 , Φ . Не исключено, что для некоторых объектов эта система даст решения не имеющие физического смысла. Приемлемыми следует считать только те из них, которые удовлетворяют условиям [8,9,15]

$$0.031 \leq M_n/M_\odot \leq 2.14; 10^{10} \leq B_0 \leq 10^{13} \text{ Гс}. \quad (40)$$

Если найденные значения M_n и B_0 не удовлетворяют этим требованиям, это означает, что рассматриваемый объект не может содержать внутри себя нейтронную звезду.

Для упрощения расчетов введем параметр $s = R_s/r_2$, где $s \geq 1$. Тогда из (20) следует

$$\left(\frac{\phi_{28}}{B_{12}} \right)^{2/3} = \frac{390}{s} \frac{R_s}{R_\odot}. \quad (41)$$

Используя это соотношение, из формул (33), (36) и (39) получаем

$$r_2 = \frac{R_s}{s}, \quad \frac{f_2 M_n}{M_\odot} = \frac{M_s}{M_\odot} \frac{1}{s}, \quad \phi_{28} = \frac{309}{s^2} \left(\frac{R_\odot}{R_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^{5/2},$$

$$B_{12} = \frac{0.0402}{\sqrt{s}} \left(\frac{R_\odot}{R_s} \right)^2 \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^{5/2} \quad (42)$$

и

$$\frac{M_n}{M_\odot} = \frac{2.171}{s^4} \frac{R_\odot}{R_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^5 \frac{L_\odot}{L_s} - 0.0792 \frac{L_s}{L_\odot}. \quad (43)$$

Система уравнений (42) относится ко всем типам звезд, а уравнение

(43) - только к звездам главной последовательности (класс светимости V). Именно поэтому уравнение (43) выделено от остальных.

Учитывая приведенное в (38) выражение для f_2 , из второго уравнения системы (42) получаем

$$\frac{M_n}{M_\odot} = \left[\left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^2 \frac{1}{s^2} - \frac{0.688 R_\odot}{s^4 R_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^5 \right]^{1/2}. \quad (44)$$

Исключая из (43) и (44) массу нейтронной звезды, получаем следующее уравнение:

$$\left[s^2 - 0.688 \frac{R_\odot}{R_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^3 \right]^{1/2} = \frac{2.171 R_\odot L_\odot}{s^2 R_s L_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^4 - 0.0792 \frac{M_\odot L_s}{M_s L_\odot} s^2 \quad (45)$$

для определения параметра s .

Задавая массу, радиус и светимость звезды, из этого уравнения можно определить s . Подставляя найденное значение s в систему уравнений (42) и (43), можно вычислить все скрытые параметры звезды. При этом можно считать, что в центре небесного тела возможно существование нейтронной звезды, если полученные значения M_n и B_0 удовлетворяют условиям (40). В табл.1 приведены известные и рассчитанные параметры звезд главной последовательности. Эти данные, по-видимому, указывают на то, что не исключена возможность существования нейтронной звезды в центре звезд типа Солнца.

Перейдем к обсуждению вопроса о существовании нейтронной звезды в небесных телах других классов светимости. Решение опять будем искать в виде (42). Однако теперь зависимость массы нейтронной звезды от параметра s определяется формулой (44). Эти объекты считаются молодыми, поэтому для них вторая зависимость (43) не имеет места. Таким образом, имеется некоторая неопределенность в вопросе о значениях скрытых параметров. Однако можно дать определенный ответ на основной вопрос о возможности наличия в них нейтронной звезды и произвести неплохие оценки значений скрытых параметров.

Физический смысл имеют только решения с $s \geq 1$ (условие $r_2 \leq R_s$) и удовлетворяющие ограничениям (40). Эти ограничения сильно сужают круг возможных решений. Так, учитывая что $s \geq 1$ и $B_{12} \geq 0.01$, из приведенного в (42) соотношения для B_{12} получаем

$$1 \leq s \leq 16 \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^5 \left(\frac{R_\odot}{R_s} \right)^4.$$

Отсюда следует, что небесное тело может содержать внутри себя нейтронную звезду, если его масса и радиус удовлетворяют условию

Таблица 1

ПРЕДПОЛАГАЕМЫЕ СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАМАГНИЧЕННЫХ ЗВЕЗД ОСНОВНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ
КЛАССОВ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Sp	$M_i/M_\odot$	$R_i/R_\odot$	$L_i/L_\odot$	$M_\bullet/M_\odot$	$10^{-12}B$ (Гс)	$10^{-28}\Phi$ (Гс·см ²)	r_2/R_i	u_2/M_i	ρ_1 (г/см ³)	ρ_2 (г/см ³)	$10^{-7}T_2$	$10^{-8}B_2$
F0	1.8	1.5	6.5	0.0689	0.0607	409	0.61	0.61	16	1	1.39	2.4
F5	1.5	1.4	3.2	0.503	0.0464	326	0.673	0.673	1.28	0.638	1.24	1.81
G0	1.05	1.1	1.5	0.617	0.0338	220	0.813	0.813	0.557	0.402	1.1	1.36
G2 (Солнце)	1	1	1	0.585	0.0347	171	0.744	0.744	0.615	0.484	1.15	1.52
G5	0.92	0.92	0.8	0.568	0.0335	149	0.755	0.755	0.592	0.484	1.15	1.52
K0	0.78	0.85	0.4	0.511	0.0257	97.8	0.737	0.737	0.386	0.343	1.06	1.23
K5	0.69	0.72	0.15	0.388	0.0237	51.4	0.597	0.597	0.433	0.408	1.11	1.37
M0	0.51	0.6	0.08	0.336	0.0172	34.7	0.685	0.685	0.262	0.253	0.982	1.01
M5	0.2	0.27	0.01	0.182	0.00945	8.97	0.918	0.918	0.147	0.146	0.856	0.719
M8	0.1	0.11	0.001	0.0795	0.00938	1.87	0.797	0.797	0.331	0.331	1.05	1.2

Примечание к таблице. Исходные данные о звездах взяты из [16].

$$\frac{R_{\odot}}{R_s} \left(\frac{M_s}{M_{\odot}} \right)^{5/4} > 0.5. \quad (46)$$

Это условие необходимое, но, конечно, недостаточное.

Условие (46) выполняется только для звезд спектральных классов О, В, А, а для сверхгигантов и гигантов более поздних спектральных классов оно не выполняется. Поэтому мы рассмотрим только объекты первого типа. Выражая массы M_s , M_n и радиус R_s в солнечных единицах, перепишем уравнение (44) в виде

$$M_n = \frac{M_s}{s^2} \left(s^2 - 0.688 \frac{M_s^3}{R_s} \right)^{1/2}. \quad (47)$$

В точке

$$s_0 = \sqrt{0.688 M_s^3 / R_s}$$

$M_n(s_0) = 0$. При $s > s_0$ функция $M_n(s)$ монотонно растет до точки

$$s_m = \sqrt{2} s_0,$$

где она достигает своего наибольшего значения, затем с возрастанием s она стремится к нулю при $s \rightarrow \infty$. Максимальное значение массы M_n равно

$$M_n(s_m) = \frac{M_s}{2s_0} \approx 0.6 \sqrt{\frac{R_s}{M_s}}. \quad (48)$$

Таким образом, для массы нейтронной звезды существуют две ветви решений, удовлетворяющих условию (40): левая ветвь с $s_1 \leq s < s_m$, и правая ветвь с $s_m < s \leq s_2$, где s_1 и s_2 - корни уравнения $M_n(s) = 0.031$ (для исследуемых объектов условие $M_n(s) < 2.14$ соблюдается).

Теперь следует выбрать конкретное значение массы из интервала $0.31 < M_n < M_n(s_m)$ и по формуле (47) определить соответствующее значение s , после чего можно приступить к вычислению остальных скрытых параметров. Но для выбранного M_n существуют два значения параметра s , между которыми также следует сделать выбор. Однако эта неопределенность не столь существенна, так как вычисленные по формулам (42) для этих двух s значения скрытых параметров не сильно отличаются друг от друга. Например, при одной и той же массе M_n значения B_0 лишь вдвое отличаются друг от друга, что не выходит за пределы точности наших оценок (напомним, что в данной работе нас интересует лишь принципиальная возможность существования нейтронных звезд внутри рассматриваемых небесных тел). Из указанного интервала значений масс нейтронной звезды здесь мы выбрали половину максимального значения

$M_n = 0.5 M_n(s_m)$, а для соответствующего параметра s - его значение слева от максимума кривой $M_n(s)$.

В табл.2 приведены вычисленные описанным способом наиболее важные параметры гипотетических замагниченных звезд для типичных сверхгигантов, гигантов и типичного белого карлика спектрального класса A0. В случае белого карлика мы сочли нужным привести оба решения.

Нас не должны смущать относительно большие значения магнитной индукции на поверхности замагниченной области небесного тела (см. последние столбцы табл.1 и табл.2). Следует иметь в виду, что эти магнитные поля имеют дискретную структуру (локализованы в магнитных ячейках) и спрятаны под толстым слоем вещества промежуточной области. Поэтому на поверхности небесного тела магнитные поля могут быть значительно более слабыми. Однако серьезное сомнение вызывает найденное для белого карлика значение $B_0 \approx 10^{13}$ Гс магнитной индукции нейтронной звезды при ее массе $M_n = 0.0537 M_\odot$. Оно не согласуется с нашим представлением о том, что между величинами B_0 и M_n должна существовать прямая корреляция (при маленькой массе M_n магнитная индукция нейтронной звезды не может быть столь большой [9,15]).

9. *Солнце как замагниченная звезда.* Мы не считаем, что все звезды образовались по единому сценарию и на ранней стадии расширения Вселенной. Факт существования старых и молодых звезд и звездных систем свидетельствует о том, что процесс звездообразования имел место во все времена от самой ранней стадии эволюции Вселенной до современной эпохи. При этом разумно считать, что определенный отпечаток на природу звезды должна оставлять эпоха ее формирования или, точнее, исходное состояние дозвездного вещества. Нам кажется, что благоприятные условия для образования звезд могли существовать на ранней стадии расширения Вселенной. В сплошной космической среде этого периода сначала могли образоваться нейтронные звезды [1,2], которые затем служили естественными центрами конденсации космического вещества и последующего образования обычных звезд. В последующие, более поздние времена звезды рождались из разреженных космических облаков путем сжатия под действием собственной гравитации. В эту эпоху процессы звездообразования, разумеется, шли весьма медленно, и поэтому образование замагниченных звездных конфигураций маловероятно. Таким образом, мы не считаем, что все звезды являются замагниченными конфигурациями. Скорее всего замагниченными конфигурациями являются лишь старые звезды со временем жизни порядка космологического времени.

Нейтронная звезда и необычно сильное магнитное поле спрятаны в недрах замагниченного небесного тела, под толстым наружным слоем.

ПРЕДПОЛАГАЕМЫЕ СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТИПИЧНЫХ ЗВЕЗД СВЕРХГИГАНТОВ,
ГИГАНТОВ И БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Тип звезды	$M_1/M_\odot$	$R_1/R_\odot$	$L_1/L_\odot$	s	$M_2/M_\odot$	$10^{-12} B$ (Гс)	$10^{-28} \Phi$ (Гс·см ²)	r_2/R_1	u_2/M_1	ρ_1 (г/см ³)	ρ_2 (г/см ³)	$10^{-7} T_2$	$10^{-8} B_2$ (Гаусс)
Сверхгигант													
О5	60	14	$7.9 \cdot 10^5$	106.6	0.146	0.554	203	0.00938	0.00938	631	163	4.95	57.9
Гигант В0	16	7.4	$5.2 \cdot 10^4$	20.2	0.205	0.167	285	0.0495	0.0495	40.9	10.6	2.5	10.5
Гигант В5	7	3.9	830	8.052	0.225	0.121	313	0.124	0.124	19.4	5.03	2.07	6.58
Гигант А0	3	2.4	54	2.88	0.27	0.0641	375	0.347	0.347	4.57	1.18	1.44	2.66
Гигант А5	2	1.7	14	1.863	0.278	0.0576	387	0.537	0.537	3.58	0.928	1.36	2.29
Белый карлик				3.036	0.0537	18.2	74.7	0.329	0.329	$1.84 \cdot 10^6$	$4.77 \cdot 10^5$	36.4	8480
А0	0.63	0.02	$5 \cdot 10^{-4}$	11.33	0.0537	9.4	5.36	0.0883	0.0883	$4.94 \cdot 10^5$	$4.77 \cdot 10^5$	36.4	8480

Примечание к таблице. Исходные данные о звездах взяты из [16] и [17].

Несмотря на эту особенность, столь радикальное отличие внутреннего строения замагниченной звезды от внутреннего строения соответствующей обычной звезды не может оставаться без наблюдаемых проявлений. В этом аспекте уникальную возможность представляет Солнце. Мы имеем в виду проблему дефицита наблюдаемого потока солнечных нейтрино и явление магнитной активности Солнца. При этом не следует забывать, что особенности магнитного поля Солнца не являются исключением. Известны многочисленные звезды, на поверхности которых напряженность магнитного поля достигает десятка тысяч Эрстед. Они принадлежат главной последовательности и по числу составляют 10-15% от всех звезд этого семейства.

Итак, попытаемся найти аргументы в пользу того, что Солнце является замагниченной звездой. Средняя напряженность магнитного поля на поверхности Солнца порядка 1 Э. Однако существует явление вспышечной активности, состоящее в том, что на поверхности Солнца (фотосфера) периодически появляются и через некоторое время исчезают активные области - солнечные пятна, в которых магнитное поле очень сильное по сравнению с окружающим фоном. Диаметр пятен изменяется в пределах порядка от 10^3 до 10^5 км, средняя напряженность магнитного поля в тени пятен - от 1000 до 5000 Э, а магнитный поток Φ - от 10^{17} до 10^{22} Мкс.

Принимая средний радиус пятна $r \approx 1000$ км, среднюю напряженность магнитного поля $H \approx 3000$ Э, для магнитного потока одного пятна получаем $\Phi \approx 10^{20}$ Мкс. В рамках представлений о возможном существовании замагниченной области внутри некоторых звезд естественно отождествить солнечные пятна с магнитными ячейками, выброшенными с поверхности замагниченного слоя. Предположим, что при выходе магнитной ячейки на поверхность звезды магнитный поток приблизительно сохраняется. Тогда имеем

$$20abB_2 \approx \Phi,$$

где $B_2 \approx 1.52 \cdot 10^8$ Гс - магнитная индукция на поверхности замагниченного слоя Солнца (см. табл.1), a - толщина сгустка магнитных силовых линий в одной из половинок, $2a$ - толщина ячейки (размер по направлению радиуса звезды), b - размер ячейки вдоль направления перпендикулярного к радиусу. Считая $b \approx 10a$, получаем

$$2a^2B_2 \approx \Phi.$$

Отсюда, принимая $\Phi \approx 10^{20}$, получаем $a \approx 1.81$ км, $b \approx 18.1$ км. Разумеется, размеры магнитных ячеек зависят от их предистории образования и могут заметно отличаться друг от друга. Приведенная оценка дает лишь приближенное представление о средних размерах магнитных ячеек.

Число магнитных ячеек порядка

$$N \approx \frac{\Phi}{\varphi} \approx 1.71 \cdot 10^{10},$$

где $\Phi \approx 1.71 \cdot 10^{30}$ Мкс - магнитный поток для Солнца (см. табл. 1). Среднее число солнечных пятен в году порядка 50, а среднее число по полному периоду солнечной активности - порядка 25, следовательно время активного периода жизни Солнца должно быть порядка $\tau \approx N/\dot{N} \approx 10^9$ лет.

Мы осознаем, что в нашем упрощенном рассмотрении остаются без ответа важные и сложные вопросы явления солнечной активности, связанные с выносом из глубоких слоев Солнца в его фотосферу мощных магнитных полей (периодическое изменение числа пятен в разных полушариях Солнца, вопрос о полярности ведущих пятен в разных полушариях Солнца и т. д.).

10. Заключение. Предложена новая модель внутреннего строения обычных звезд на основе представления о том, что часть нейтронных звезд могла образоваться на ранней стадии расширения Вселенной, непосредственно из сплошного космического вещества. Если эта гипотеза о происхождении нейтронных звезд верна, то они, находясь в условиях плотной космической среды, должны были стать эффективными центрами аккреции окружающей плазмы. При этом падающие интенсивные потоки плазмы, унося с собой неизбежно рождающиеся в процессе аккреции магнитные поля, должны были их плотно упаковывать вокруг нейтронной звезды. В результате за короткое время (относительно космологического времени) вокруг нейтронной звезды должен был образоваться сильно замагниченный протяженный слой плазмы. В этом слое плазма заморожена в магнитное поле и поэтому удерживается им (с точностью до слабого тока амбиполярной диффузии частиц), а гравитационное притяжение масс к центру компенсируется градиентом магнитного давления.

Радиус внешней поверхности замагниченного слоя определяется условием замагниченности $\omega_e \tau_e \approx 10$ для электронов, где ω_e - ларморовская частота электрона, а τ_e - среднее время между его двумя соседними столкновениями.

Замагниченная сфера небесного тела окружена толстым слоем обычной (незамагниченной) плазмы, составляющей его промежуточный слой, конвективную зону, фотосферу и хромосферу. Для звезд главной последовательности (класс светимости V) радиус (масса) замагниченной сферы составляет от 60 до 90% их полного радиуса (массы), а для сверхгигантов и гигантов, в зависимости от их спектрального класса, от

1 до 50%. Таким образом, как нейтронная звезда, так и окружающая ее область аномально сильного магнитного поля спрятаны под довольно толстым слоем вещества и непосредственно недоступны наблюдениям.

Кроме очевидного структурного отличия замагниченных звезд от соответствующих не замагниченных, имеется также существенное отличие в распределении масс внутри этих конфигураций. В пределах замагниченного слоя, вдоль радиуса плотность массы мало изменяется: так, в случае конфигурации с параметрами как у Солнца, $\rho_R \approx 0.62 \text{ г/см}^3$, $\rho_2 \approx 0.48 \text{ г/см}^3$.

Не все звезды могут содержать в себе нейтронную звезду и быть замагниченными. Таковыми могут быть лишь те, для которых выполняется условие

$$M_i^{5/4}/R_i > 0.5$$

(M_i и R_i - масса и радиус конфигурации в солнечных единицах). Оно необходимо но недостаточно. Все зависит от условий, при которых происходит формирование звезды. Замагниченные звезды могут образоваться только при наличии нейтронной звезды, окруженной относительно плотной средой. Приведенный критерий следует из требований, чтобы магнитное поле нейтронной звезды не было слабым: $B_0 \gg 10^{10} \text{ Гс}$, и чтобы радиус замагниченной сферы был меньше радиуса звезды.

В табл. 1 и 2 приведены оценочные значения скрытых параметров M_R , B_0 , Φ , r_2 , u_2 , ρ_R , ρ_2 , T_2 и B_2 для ряда типичных классов звезд (при заданном радиусе R_i , массе M_i и светимости L_i). Примечательно, что в замагниченных звездных конфигурациях условия в наружном слое над замагниченной сферой (расстояния, накопленная масса, плотность массы и температура) примерно те же, что и по существующей теории внутреннего строения звезд [18].

Ереванский государственный университет,
Институт прикладных проблем физики, Армения

ON THE INTERNAL STRUCTURE OF STARS

G.S.SAHAKYAN, L.SH.GRIGORYAN

A new model of internal structure of celestial bodies of some types is proposed. It is based upon the assumption that some part of neutron stars may be formed directly from continuous cosmic matter at earlier stages of Universe expansion before other types of stars have been formed. Under such conditions a formed neutron star will become an effective center of cosmic plasma accretion. The plasma fluxes that are incident on the neutron star carry along the magnetic fields generated in the process (owing to the thermoelectric currents and dynamo effect) and strongly pack these around the star. With the lapse of time an extended layer of strongly magnetized plasma is formed around the neutron star and as a result one has a stellar configuration with outer layer, the mass, radius and luminosity of which are similar to those of an ordinary star. The gravitational attraction in the magnetized part of the configuration is compensated by the gradient of magnetic pressure and plasma is confined by the same magnetic field. The possibility of the existence of such stars is corroborated by numerical estimates. Since in them the radius and mass of a magnetized sphere are much less than those of the comprising configuration as a whole, the latter will not differ from an ordinary star during the observations, - the outer layers (the intermediate layer, the photosphere and chromosphere) of the magnetized configurations are similar to those of ordinary stars. The structural differences in internal layers may, however, manifest themselves e.g., in the observations of magnetic activity and neutrino luminosity.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Саакян, Астрофизика, 40, 117, 1997.
2. Г.С.Саакян, Астрофизика, 40, 253, 1997.
3. Г.С.Саакян, Астрофизика, 40, 483, 1997.
4. Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян, Астрофизика 41, 41 1998.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
6. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.2, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
7. А.Г.Дорошкевич, Ю.Н.Ефремов и др., Происхождение и эволюция галактик и звезд, под ред. С.Б.Пикельнера, Наука, М., 1976.
8. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, Astrophys. Space Sci., 95, 305, 1983.
9. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ Дубна, 1995.

10. Л.А.Арцимович, Р.З.Сагдеев, Физика плазмы для физиков, Атомиздат, М., 1979.
11. К.Лонгмайер, Физика плазмы, пер. с англ., Атомиздат, М., 1966.
12. С.И.Брагинский, Явления переноса в плазме, в сб.: „Вопросы теории плазмы“, в. I, под ред. М.А.Леонтовича, Атомиздат, М., 1963.
13. Г.С.Саакян, Г.П.Алоджани, А.В.Саркисян, Астрофизика, 34, 21, 1991.
14. N.A.Krall, A.W.Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, Sydney, Toronto, 1973.
15. Г.С.Саакян, Астрофизика, 39, 489, 1996.
16. Физика космоса, глав. ред. Р.А. Сюняев, М., 1986.
17. К.У.Аллен, Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.
18. M.Schwarzschild, Structure and Evolution of the Stars, Princeton, New Jersey, 1958.

УДК: 524.354-823

КРАСНЫЙ ГИГАНТ СО СТРАННОЙ ЗВЕЗДОЙ В КАЧЕСТВЕ ЯДРА. ОСНОВНЫЕ СХОДСТВА И ОТЛИЧИЯ ОТ ОБЪЕКТОВ ТОРНА-ЖИТКОВА

Г.С.АДЖЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН

Поступила 6 мая 1998

Принята к печати 10 августа 1998

Построена модель красного гиганта с массой $5M_{\odot}$, светимостью $41740L_{\odot}$ и радиусом $960R_{\odot}$, со странной кварковой звездой в качестве ядра и проведено сравнение с объектом Торна-Житкова, имеющим аналогичные интегральные параметры. Различие внутренней структуры проявляется непосредственно у плотной сердцевины: вещество над сердцевинной удерживается только за счет γ -излучения от странной звезды, конвекция не прекращается вплоть до странной звезды. Время жизни красного гиганта со странной звездой оказывается почти в 500 раз короче, чем у объекта Торна-Житкова - порядка 10^4 лет.

1. *Введение.* Вопросам наблюдательных проявлений нейтронных звезд (далее НЗ) посвящено достаточно много работ. Однако почти во всех работах, пожалуй, за исключением [1-3], НЗ рассматриваются без окружения толстым слоем обычного невырожденного звездного вещества. В [4] сделана попытка построения модели нейтронной звезды с протяженной невырожденной оболочкой. Однако даже при очень высоких светимостях, масса конвективной оболочки оказывалась ничтожной по сравнению с массой звезды. Торном и Житковым [2] была построена модель красного гиганта (далее КГ), внутри которого вместо белого карлика предполагалась НЗ. Объекты Торна-Житкова (далее ОТЖ) внешне не отличались от обычных КГ.

Модель Торна-Житкова базировалась на трех допущениях, с помощью которых были построены ОТЖ с различными интегральными параметрами. Следуя Бисноватому-Когану и Ламзину [3], вкратце изложим эти три основных предположения, так как для дальнейшего изложения настоящей работы, где сохранены основные обозначения работы [2], они важны.

Предполагалось:

а) Звезда имеет протяженную разряженную оболочку ($10^4 \text{ км} \approx r_{\text{от}} \leq r \leq R \approx 10^3 R_{\odot}$), где содержится основная масса звезды и отсутствуют источники энергии ($L(r) = \text{const}$).

б) Область $0 \leq r \leq R_c \approx 10 \text{ км}$ - холодная НЗ, причем значение

радиуса, соответствующее плотности вещества $\rho = 2 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$, считается внутренней границей модели

$$M(R_c) = 1M_\odot, \quad \rho(R_c) = 2 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3, \quad L(R_c) = 0. \quad (1)$$

Как и в [3], условно считаем НЗ холодной, если ее температура $T < 10^9 \text{ К}$, при которой можно пренебречь нейтринными потерями энергии.

в) Между вышеуказанными областями находится переходная зона- $R_c \leq r \leq r_{\text{от}}$, через которую вещество из резервуара-оболочки медленно квазистационарно оседает на поверхность НЗ. Около поверхности НЗ происходит выделение гравитационной и ядерной энергий.

Эти предположения, в частности, позволили самосогласованно построить модель КГ с массой $M = 5M_\odot$, светимостью $L = 41750L_\odot$ и радиусом $R = 961R_\odot$, в центре которого находится НЗ с $M_{\text{НЗ}} = 1M_\odot$ и температурой $T < 10^9 \text{ К}$. Для такой звезды нейтринные потери энергии оказываются малыми по сравнению со светимостью, чем и была обусловлена малая скорость оседания вещества на НЗ, равная $1.72 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$. В случае больших нейтринных потерь скорость оседания была бы гораздо выше, что привело бы к меньшему времени жизни данного объекта.

Бисноватый-Коган и Ламзин [3] произвели критический анализ допущений модели Торна-Житкова и определили чувствительность параметров модели от них. Показано, что при отказе от допущений (а) и (в), при неизменном условии (б), основные свойства модели не меняются. Однако при сохранении допущений (а) и (в), изменение условия (б) сильно меняет ситуацию. В [3] показано, что при увеличении $\rho(R_{\text{НЗ}})$ до $7 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ построение модели с холодной НЗ оказывается невозможным. Последнее обстоятельство сильно увеличивает нейтринные потери энергии, приводя к сокращению времени жизни ОТЖ от 10^4 до 100 лет.

В последнее время теоретически было показано, что при некоторых обстоятельствах в природе может осуществляться второе связанное состояние ядерной материи, вследствие чего могут существовать сверхплотные небесные тела с резкими границами, удерживающиеся сильным взаимодействием. В частности, состоящая из u , d , s - кварков и электронов или позитронов странная кварковая материя (далее СКМ) предполагается абсолютно стабильным состоянием холодного сверхплотного вещества и может образовывать самоудерживающиеся, связанные состояния в виде так называемых "странных звезд" [6,7].

Отметим, что в НЗ суммарный положительный электрический заряд барионов нейтрализуется отрицательным зарядом электронов и μ -мезонов. Кварковая же материя, в зависимости от численных значений параметров модели, может иметь как положительный, так и отрица-

тельный избыточный электрический заряд. Поэтому в первом случае электронейтральность обеспечивается, как и в НЗ, электронами, а во втором - позитронами.

Основные свойства странных звезд (далее СЗ) рассматривались в [7,8]. Возможность существования сколь угодно малых масс, скачкообразное падение плотности на поверхности от сверхъядерных значений до нуля и весьма слабое увеличение плотности к центру являются характерными особенностями СЗ, сближающими их с пионными звездами, предложенными в [9] и детально исследованными в [10]. Обычное вещество и даже вещество НЗ не может находиться в термодинамически равновесном состоянии с веществом СЗ.

Если реализуется такой вариант СКМ, когда избыточный электрический заряд кварков нейтрализуется позитронами (вариант ПН), то при соприкосновении с поверхностью СЗ обычное вещество неизбежно "проглотится" ею и перейдет во второе ядерносвязанное состояние с освобождением огромной энергии. В случае электронейтрализации электронами (вариант ЭН) у свободной поверхности СКМ из-за частичного вылета последних образуется электростатический барьер, который препятствует переходу обычного вещества вовнутрь. Вероятность туннельного перехода атомных ядер настолько мала, что обе фазы могут сосуществовать практически бесконечно долгое время [7]. В этом варианте могут существовать слоистые сверхплотные небесные тела: в центре - СЗ, а снаружи - обычное вырожденное вещество Ae -фазы ($\rho \leq 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3 = \rho_{\text{det}}$ - плотность вылета нейтронов из ядер). Aen -фаза исключается из-за беспрепятственного перехода свободных нейтронов в СКМ.

Целью настоящей работы является построение модели, аналогичной ОТЖ, с $M = 5M_{\odot}$, $L \approx 42000L_{\odot}$ и $R \approx 10^3 R_{\odot}$, внутри которой вместо НЗ находится СЗ с четко выраженной поверхностью, и выявление их сходств и различий.

В случае ЭН будем иметь почти тот же ОТЖ, лишь с тем различием, что при оседании вещества над СЗ происходит непрерывное сжатие и вылет нейтронов из ядер, и как было сказано выше, у поверхности СЗ образуется дополнительный источник энергии.

При реализации варианта ПН с первого взгляда кажется, что СЗ "ненасытно проглотит" все окружающее вещество [9] и катастрофически подойдет к коллапсу. При соприкосновении обычного вещества с СКМ прямо над поверхностью СЗ произойдет аннигиляция электронов нормального вещества с позитронами. Температура поднимется настолько высоко, что прямо на поверхности начнется горение водорода и, возможно, поток лучистой энергии сможет создать такое давление на падающие слои обычного вещества, что установится динамическое

равновесие. Надповерхностные к СЗ слои будут удерживаться лучистым давлением, как капля воды долго держится на раскаленной вогнутой поверхности за счет давления и теплоизоляции испаряющейся жидкости. Из условия равновесия сил гравитационного притяжения и лучистого давления следует, что поток лучистой энергии L_{rad} у поверхности СЗ должен быть критическим. Отметим, что хотя за счет перехода обычных ядер в СКМ освобождается гораздо больше энергии, чем при горении водорода и гелия и аннигиляции электронов, однако эта энергия не переходит в лучистый поток от поверхности СЗ из-за очень большого значения плазменной частоты ω , в СКМ ($\omega, \approx 20 \text{ МэВ}$) [7].

В данной работе построены модели красного гиганта со странной звездой основывается на допущениях (а) и (в), а допущение (б) меняется на (г):

г) При $r = R_{SS}$ и $M(r) = M_{SS}$ с учетом основной поправки ОТО должно удовлетворяться равенство

$$L_{rad}(r) = L_{SS} = 4\pi GM_{SS} c \mathfrak{R}_{SS} / \chi, \quad (2)$$

где M_{SS} и R_{SS} - масса и радиус СЗ, L_{SS} , χ и $\mathfrak{R}_{SS}$ - лучистый поток энергии, непрозрачность вещества и фактор красного смещения над СЗ, соответственно. В дальнейшем индексом SS будут обозначены соответствующие физические величины у поверхности СЗ. Скорость втекания вещества $\dot{M}$ будет максимально возможной при условии, что поток энергии L_{SS} обусловлен только аннигиляцией электрон-позитронных пар (далее e^-e^+ -пары). В единицу времени за счет этого процесса выделяется энергия в количестве

$$L_{pair} = 2 \dot{M} c^2 \frac{m_e}{m_p} \frac{1}{\mu_e},$$

где μ_e - число электронов на один барион, m_e и m_p - массы электрона и протона. Половина этой энергии излучается от СЗ, а другая половина отражается от СЗ из-за большого значения плазменной частоты СКМ.

Здесь сознательно обходится вопрос о том, образовался ли такой объект как одно целое из массивной звезды, или при встрече голой странной звезды с межзвездным облаком [1], или в двойной системе вследствие "захвата" вещества голой странной звездой у своего массивного компаньона [11].

2. *Основные уравнения и метод численного расчета.* Основные дифференциальные уравнения, описывающие структуру ОТЖ с учетом эффектов ОТО, подробно изложены в работах [2, 3, 5] и поэтому в нашей работе не приводятся. Нахождение конвективного градиента температуры осуществляется согласно теории длины пути перемешивания по схеме, предложенной в [12], с учетом эффектов ОТО [5].

Уравнение состояния невырожденного вещества определяется для химического состава $X=0.7$, $Y=0.27$. Во внешних слоях, где температура достаточно низка, учитывается наличие молекул H_2 , атомов и ионов водорода и гелия. С этой целью к основным уравнениям добавлены уравнения Саха, законы сохранения заряда и ядер. Учет вклада молекул H_2 во внутреннюю энергию осуществляется согласно [12]. Вклад e^-e^+ -пар учитывается по схеме [2].

В настоящей работе авторами для непрозрачности вещества взяты данные табл.1 из работы [12], где учтен вклад молекул H_2O и формулы для области высоких температур [13], которые использовались в работе [2]. Подобный выбор обусловлен необходимостью сравнения результатов расчета с результатами работы [2]. В дальнейших, более детальных исследованиях авторы будут использовать новые таблицы для непрозрачности вещества, любезно предоставленные Бисноватым-Коганом.

Легко показать (это видно и из данных [2]), что доля излучения нейтрино от внешних слоев звезды ничтожно мала, поэтому их вклад в баланс энергии не учитывается.

На внешней поверхности красного гиганта с СЗ, где температура равна эффективной температуре, граничные условия имеют вид

$$r = R = 960 R_{\odot}, \quad m(r) = M = 4.94 M_{\odot}, \quad L_r = L = 41740 L_{\odot} \\ T_R = (L/4\pi^2 R^2 \sigma)^{1/4}, \quad \chi(T_R, \rho_R) = 2GM/3 R^2 P_R. \quad (3)$$

Радиус r_{om} области, откуда начинается медленное истечение вещества на СЗ, как и в работе [2], находим из условия

$$\frac{U}{c^2} + \frac{P}{\rho c^2} + \frac{Gm(r_{om})}{c^2 r_{om}} = 3 \cdot 10^{-4}, \quad (4)$$

где U - внутренняя энергия на единицу массы вещества, P - давление, ρ - плотность, m - накопленная масса, c - скорость света. На поверхности СЗ должно удовлетворяться допущение (г).

Энерговыведение в СЗ обусловлено переходом обычного вещества во второе связанное состояние. Если обозначить через f_{He} , f и f_{sqm} энергии связи нуклонов в ядре гелия, в тяжелых ядрах и в СКМ, то в верхних слоях СЗ при скорости втекания вещества $\dot{M}$ в единицу времени освободится энергия в количестве

$$\frac{\eta_{SS} \dot{M}}{m_p} (f_{sqm} - Y_{SS} f_{He} - Z_{SS} f) + \frac{\eta_{SS} \dot{M} v_c^2}{2}, \quad (5)$$

где v_c - скорость вещества до "удара" о поверхность СЗ. Численные расчеты показывают, что в (5) вторым слагаемым можно пренебречь.

При переходе вещества в состояние СКМ часть выделенной энергии безвозвратно теряется по каналам прямого и косвенного рождения нейтрино, а остальная часть покинет СЗ в виде γ - излучения. Этим γ -

излучением мы пренебрегаем, хотя его учет в свою очередь понизил бы максимальную скорость втекания массы $\dot{M}$. Температура СЗ и нейтринное излучение определяются исключительно величиной $\dot{M}$. У ОТЖ повышение температуры НЗ при сдвигании границы между НЗ и переходной зоной в область больших плотностей приводит к сильному увеличению нейтринных потерь и невыполнению граничного условия $L(R_{\text{нз}}) = 0$ [3]. В рассматриваемой модели не может возникнуть подобная ситуация, так как процессы в самой СЗ никак не влияют на поведение звезды в целом, лишь могут уменьшить $\dot{M}$.

Численное интегрирование основных уравнений в настоящей работе производилось методом Рунге-Кутты восьмого порядка, предложенным Дорманом и Принсом [14]. На каждом этапе вычислений для данных значений температуры T и плотности ρ , значение логарифма непрозрачности из табл.1 работы [11] в девяти близлежащих к ним точках аппроксимируются поверхностью, сечения которой с координатными плоскостями являются параболой.

Как и авторы работ [2,3], мы использовали уравнения переноса энергии для неподвижной среды. Чем больше значение $\dot{M}$, тем больше скорость оседающих слоев. В нашем случае эта скорость на два порядка выше, чем в [2,3]. Поэтому на каждом шагу интегрирования проводились оценки поправок, связанных с движением среды, по уравнению (5.14) [15]. Эти поправки к радиационному переносу энергии ничтожны.

В области, где конвективный перенос энергии преобладает над лучистым переносом, отношение конвективных скоростей к скоростям оседающих слоев как в [2,3], так и в нашей модели намного больше единицы. В слое же, где это отношение становится порядка 0.1, радиационный перенос энергии уже намного превосходит конвективный, поэтому расчет конвективного потока энергии по схеме работ [5,12] оправдан.

На каждом шагу интегрирования определялось также отношение скоростей оседания вещества и звука - число Маха, которое нигде не становилось больше, чем $2 \cdot 10^{-2}$, что оправдывает применимость гидростатического приближения.

Решая уравнения ионизационного и диссоциационного равновесия (уравнения Саха) находились концентрации молекул, атомов, ионов и электронов. Были вычислены полная удельная внутренняя энергия вещества и давление. Производные от внутренней энергии и давления по T и ρ , в отличие от работ [2,12], вычислены на основе уравнения Саха, так как численное дифференцирование значительно увеличивает время расчета и в некоторых областях T и ρ вносит определенные погрешности. Скорости горений гелия и водорода по горячему CNO циклу взяты из [16] (формулы 17.280 и 17.341).

Для заданных значений массы звезды M , массы M_{ss} и радиуса R_{ss} странной сердцевины и начального химического состава светимость L , радиус звезды R и скорость оседания вещества $\dot{M}$ являются собственными значениями рассматриваемой задачи.

Взаимосвязь параметров СЗ зависит от модели и численных значений констант теории кварковой материи. Неопределенность последних позволяет M_{ss} и R_{ss} в разумных пределах считать свободными параметрами.

Интегрирование начинается с внешней поверхности звезды с такими значениями L и R , чтобы она имела вышеупомянутую структуру. Значения накопленной массы и текущего радиуса, при котором выполняется (2), отождествляются с параметрами СЗ. Численные значения L , R и $\dot{M}$ выбираются такими, чтобы M_{ss} и R_{ss} находились в разумных пределах. Отказ от точного выполнения модельной взаимосвязи M_{ss} и R_{ss} намного облегчает численное решение задачи.

Для нахождения самосогласованной конфигурации было проведено большое количество пробных интегрирований, и как справедливо отмечается в работе [3] в этом процессе не удается положиться на ЭВМ.

3. Результаты расчетов и обсуждение. Нами была поставлена задача: выяснить, возможно ли существование красных гигантов со странной звездой в качестве ядра и если да, то насколько отличается их внутренняя структура от внешне одинакового ОТЖ. Нам удалось построить модель КГ с массой $5M_{\odot}$, светимостью $41740L_{\odot}$ и радиусом $960R_{\odot}$. Проведено сравнение с ОТЖ, имеющим такие же интегральные параметры (табл.1 работы [2]). Отметим, что при одинаковых значениях светимости и радиуса звезды полные массы у нас и у Торна-Житкова отличаются на 0.6%. В дальнейшем этим мы пренебрегаем.

У такого ОТЖ, по результатам [2], скорость оседания вещества равна $1.72 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, основным источником энергии излучения является изменение гравитационной энергии. В нашей модели, в отличие от ОТЖ, на поверхности СЗ поток энергии очень велик. Мы рассматривали самый неблагоприятный случай, когда такой поток энергии создается только аннигиляцией e^-e^+ - пар, т.е. $L_{ss} = L_{\text{pair}}$, что обеспечивается только большим значением $\dot{M}$ и приводит к сравнительно малым временам жизни объектов. В выражении (2) для определения непрозрачности χ использовано сечение комптоновского рассеяния электронов с энергией 0.51 МэВ, и также учтены образовавшиеся e^-e^+ - пары. Для одного из возможных вариантов значения параметров кварковой сердцевины получились равными $M_{ss} = 1.006M_{\odot}$ и $R_{ss} = 10.9$ км при $\dot{M} = 3.43 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$.

В статической области ($r > r_{\text{ам}}$) наши расчеты практически повторяют результаты [2]. Различие структур выявляется только в самых глубоких

слоях, непосредственно у плотной сердцевины.

У ОТЖ под конвективной областью в почти изотермическом слое толщиной несколько метров над плотным ядром, находится зона лучистого переноса энергии, плотность меняется от $\sim 10^{-1}$ г/см³ до 10^6 г/см³. В этом слое находятся области горения водорода и гелия. В нашей же модели такой слой отсутствует. Хотя над кварковым ядром в слое толщиной несколько сантиметров конвекция останавливается, однако нисходящие конвективные потоки и аннигиляционное выделение огромной энергии практически разрушат этот тонкий слой. Отметим, что для других параметров кваркового ядра этот слой вообще отсутствует.

Если у ОТЖ конвекция неизбежно прекращается и остается тонкая изотермическая зона лучистого переноса энергии, где происходит "выжимание энтальпии из вещества" [3], то в нашей модели конвекция остается до самой поверхности странной сердцевины. Это обстоятельство коренным образом меняет энергетику объекта. В конвективной зоне изменение гравитационной энергии полностью расходуется на частичный нагрев и сжатие втекающего вещества, а остальная часть энергии на нагрев берется от энергии горения водорода и аннигиляции e^-e^+ -пар. Над поверхностью кварковой сердцевины параметры таковы: $T = 5.1 \cdot 10^8$ К, $\rho = 4.1$ г/см³, $L = L_{pair} = L_{crit} = 6.1 \cdot 10^4 L_\odot$.

На рис.1 приводятся зависимости температуры - T , потока энергии (светимости) - L и накопленной массы - m от плотности ρ вне сердцевины. Зависимости этих кривых аналогичны соответствующим

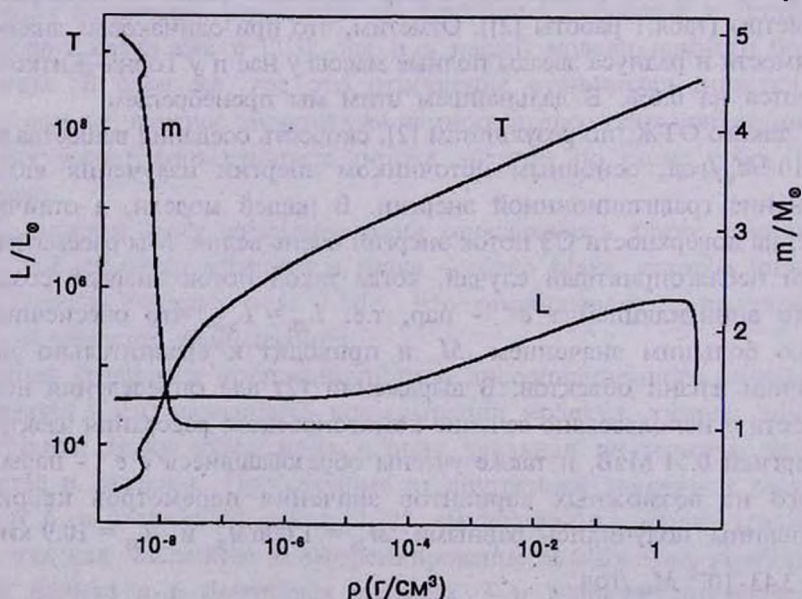


Рис.1. Зависимость температуры T , потока энергии (светимости) L и накопленной массы m от плотности ρ вне сердцевины.

кривым работ [2,3], поэтому здесь мы опускаем их объяснения.

В нашей модели в конвективной зоне толщиной около 2 км горит только водород. В этой области длина пути перемешивания по шкале высот давления порядка 1000 км, скорости конвективных потоков ~500 км/с. Таким образом, перемешивание идет достаточно бурно и успевает поддерживать концентрацию водорода постоянной. Полная мощность горения водорода составляет $7.7 \cdot 10^5 L_{\odot}$. Если бы горение водорода происходило в неконвективной зоне, как в [2,3], то его максимальная мощность составила бы всего лишь $\dot{M} X Q_{pp} / 4 m_p \approx 2.2 \cdot 10^5 L_{\odot}$, где $Q_{pp} = 25$ МэВ - выход тепловой энергии при образовании одного ядра гелия в высокотемпературном CNO цикле, т.е. почти в три раза меньше, чем в нашем случае.

Масса слоя, где температура выше 10^8 К составляет менее чем $10^{-13} M_{\odot}$. Оценки показывают, что нейтринные потери энергии здесь очень малы и их учет в общем балансе энергии оправдан.

У ОТЖ в каждую секунду на нагрев оседающего вещества расходуется примерно $\int_{SS}^2 L(r)_{\max} - L(R) \approx 3500 L_{\odot}$ энергии. При увеличении скорости оседания в 200 раз, что имеет место в рассматриваемой модели, расход энергии на нагрев увеличивается во столько же раз.

Время существования красного гиганта с холодным ядром порядка $\tau = 1 M_{\odot} / \dot{M} \approx 5 \cdot 10^7$ лет, в течение которого масса плотного ядра достигает предельно возможного значения для НЗ [2]. Однако в [3] было показано, что самые верхние слои массивной оболочки ОТЖ расширяются, что должно облегчить формирование звездного ветра, и звезда в течение времени $\sim 5 \cdot 10^5$ лет скорее всего избавится от оболочки, прежде чем ядро накопит массу $\sim 1 M_{\odot}$. Там же делается вывод, что ОТЖ может иметь только горячее нейтронное ядро с $T \geq 10^9$ К и, по-видимому, из-за огромных нейтринных потерь энергии время жизни сократится до ~ 100 лет.

Как было сказано выше, процессы в кварковом ядре нашей модели не влияют на внешнюю оболочку, поэтому время жизни КГ с СЗ порядка $1 M_{\odot} / \dot{M} \sim 3 \cdot 10^5$ лет. Почти за такое же время $\tau \sim \dot{M} X Q / 4 m_p L_{\text{nucl}} \sim 1.7 \cdot 10^5$ лет весь водород выгорит, так что запасы водорода достаточны для обеспечения светимости в течение $\sim 10^5$ лет, т.е. до коллапса центрального ядра.

Мы не исследовали временную эволюцию нашей модели. Не исключено расширение внешней оболочки, аналогичное результатам [3], что может привести к потере массы и предотвратит коллапс.

В нашей модели кварковая сердцевина играет пассивную роль. Лишь аннигиляция e^+e^- -пар на ее поверхности является решающим фактором для существования звезды. В [17] показано, что при высоких

температурах в кулоновском поле над голой СЗ могут рождаться e^-e^+ - пары. Низкая плотность вещества над кварковой сердцевинкой в нашей модели ($\sim 4 \text{ г/см}^3$) не разрушит структуру этого поля. Приравнивая (5) нейтринной светимости по URCA процессам на кварках [18], для максимальной температуры сердцевинки получим $T \approx 3 \cdot 10^8 \text{ K}$, т.е. меньше чем T_{ss} . При такой температуре поток e^-e^+ - пар от СЗ будет $L_{\pm} = 60 L_{\odot}$ [17], что намного меньше, чем L_{ss} . Температура, при которой $L_{\pm} = L_{\text{ss}}$ равна $\sim 5.6 \cdot 10^8 \text{ K}$, т.е. достаточно близка к температуре T_{ss} над СЗ. Как замечаем, условия с обеих сторон кулоновского барьера таковы, что испускание e^-e^+ - пар при определенных условиях может играть важную роль в процессе препятствования проникновения обычной материи в СКМ.

4. *Заключение.* Таким образом, самосогласованно построена модель красного гиганта со странной сердцевинкой и с теми же интегральными параметрами, что и объект Торна-Житкова. Медленное проникновение обычного вещества верхних слоев в СКМ поддерживается γ - излучением от аннигиляции электронов этого вещества с позитронами СКМ. Для внешнего наблюдателя различие этих моделей будет проявляться лишь во времени жизни, почти в 500 раз меньшем, чем у ОТЖ с холодным нейтронным ядром [2]. Если же учесть выводы [3] о нереализации ОТЖ с холодной сердцевинкой, то время жизни рассматриваемой модели окажется минимум в $3 \cdot 10^3$ раза больше реализуемых моделей Торна-Житкова.

Отметим, что учет потока энергии от кваркового ядра уменьшит скорость оседания $\dot{M}$ и тем самым увеличит время жизни звезды.

Более детальное исследование данных объектов будет проведено в дальнейших работах.

Авторы выражают благодарность С.Г.Аджяну за помощь в создании программного обеспечения. Данная работа проделана в рамках темы № 96-857, поддержанной Министерством образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

A RED GIANT STAR WITH A STRANGE STAR AS A CORE. THE PRINCIPAL DIFFERENCES AND RESEMBLANCES WITH THE OBJECTS OF THORNE-ZYTKOW

G.S.HAJYAN, YU.L.VARTANYAN, A.K.GRIGORYAN

The model of a red giant with the mass $5M_{\odot}$, luminosity $41740L_{\odot}$ and the radius $960R_{\odot}$ and with the strange quark star as a core has been constructed. A comparison has been made with the object of Thorne-Zytkow that has analogous integral parameters. The difference in the inner structure is manifested just at the dense core. Convection does not stop up to the strange star, the matter over the core is withstood only due to the emission from the strange star. The life time of the red giants with the strange star turns out to be 500 times shorter than that of the Thorne-Zytkow's object, and is 10^5 year order.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Зельдович, Л.Н.Иванова, Д.К.Надежин, Астрон. ж., 49, 253, 1972.
2. K.S.Thorne, A.N.Zytkow, Astrophys.J., 212, 832, 1977.
3. Г.С.Бисноватый-Коган, С.А.Ламзин, Звезды с нейтронными ядрами. Возможность существования объектов с низкой нейтринной светимостью. Препр. ИКИ, 741, 1982.
4. Г.С.Саакян, Д.М.Седракан, Астрофизика, 8, 283, 1972.
5. K.S.Thorne, Astrophys.J., 212, 825, 1977.
6. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
7. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
8. P.Haensel, J.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
9. J.B.Hartle, R.F.Sawyer, D.J.Scalapino, Astrophys. J., 199, 471, 1975.
10. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Г.Б.Алавердян, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
11. R.E.Tam, Astrophys. J., 222, 269, 1978.
12. B.Paczynski, Acta Astr., 19, 1, 1969.
13. D.H.Sampson, Astrophys. J., 134, 734, 1959.
14. Э.Хайпер, С.Нерсетт, Г.Виннер, Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. Мир, М., 1990.
15. Г.С.Бисноватый-Коган, Физические вопросы теории звездной эволюции, Наука, М., 1989.

16. *J.Cox, R.Giuli, Principles of Stellar Structure, vol.1, New York, Gordon and Breach, 1968.*
17. *V.V.Usov, Phys. Rev. Lett., 80, 230, 1998.*
18. *N.Iwamoto, Phys. Rev. Lett., 44, 1637, 1980.*

УДК: 524.316

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. X. ПОЛОСА $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$

К.С.ГИГОЯН,¹ В.В.АМБАРЯН,¹ М.АЗЗОПАРДИ²

Поступила 17 ноября 1997

Принята к печати 25 апреля 1998

Приводится десятый список звезд поздних М и С спектральных классов, выявленных на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба в полосе $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$ с площадью около 1070 кв. градусов. Список содержит данные о 169 красных звездах, из которых 117 открыты впервые: 8 - являются новыми С-звездами, 3 - кандидатами в С-звезды, 104 - М-звездами, 1 - либо М, либо S и 1 - объект, неподдающийся классификации на пластинке обзора. 47 объектов из 117 являются неидентифицированными IRAS-источниками. Статистический анализ идентифицированных и не идентифицированных с IRAS-источниками объектов показывает, что идентифицированные звезды с большой вероятностью являются более яркими и обладающими сравнительно более массивными оболочками. У двух звезд обнаружена довольно большая переменность блеска (с амплитудой не менее 6^m). Вокруг 9 IRAS-источников предполагается существование газово - пылевой оболочки. Для отобранных объектов даются экваториальные координаты, спектральные классы и звездные величины, определенные на Паломарских E - картах.

1. *Введение.* Продолжается отбор и каталогизация слабых звезд поздних М и С спектральных классов на базе низкодисперсионного материала Первого Бюраканского спектрального обзора неба (First Byurakan Survey - FBS) [1] с целью детального изучения, т.е. выяснения природы указанных объектов на высоких галактических широтах. Целесообразность и необходимость многостороннего исследования слабых М и С звезд на высоких широтах отмечалась в работе [2], а также в работах [3-6] настоящей серии, где приведены данные о более чем 300 новых слабых М и С звездах. Некоторые данные о FBS - обзоре и о критериях выделения звезд спектральных классов М и С на пластинках обзора изложены в предыдущих работах данной серии [3].

В статье [6] настоящей серии нами отмечены опубликованные недавно основные работы, посвященные изучению слабых С и М звезд на высоких галактических широтах. Эти звезды были выявлены на пластинках обзоров Case [7,8] и Мичигана [9]. Отметим также и работы [10-17], посвященные обнаружению и исследованию углеродных карликов на высоких галактических широтах.

Параллельно с выявлением и каталогизацией новых слабых С и М

звезд на пластинках обзора FBS, проводится их спектральное [18-20] и фотометрическое [21] изучение. Об обнаружении двух новых М - карликов сообщается в работе [19].

В настоящей работе дается десятый список М и С звезд, отобранных на пластинках обзора FBS в зоне $-11^\circ \leq \delta \leq -7^\circ$. Детально изложены основные принципы и методы, которые использованы нами для идентификации выявленных объектов.

2. Фотографический материал. Полоса $-11^\circ \leq \delta \leq -7^\circ$ (три зоны с $00^h00^m \leq \alpha \leq 05^h20^m$, $08^h20^m \leq \alpha \leq 16^h20^m$ и $20^h20^m \leq \alpha \leq 00^h00^m$) содержит 67 площадок $4^\circ \times 4^\circ$ и занимает область около 1070 квадратных градусов. В этой области авторами работы [1] в 1967-1980 гг. заснято 108 фотопластинок Kodak IIF, IIAF, IIAF, 103aF, IIF (baked) и AGFA ZU - 2, которые трижды просматривались нами с целью выявления М и С звезд. Следует отметить также, что в ходе выполнения второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба (отбор и каталогизация звездных объектов с УФ-избытком на тех же пластинках FBS) авторами работы [22] определены предельные звездные величины для всех пластинок просмотренных зон, так как у этих пластинок нет фотометрической калибровки.

3. Идентификация отобранных объектов. При просмотре пластинок вышеуказанной полосы, были выявлены 169 объектов, показывающих спектральные характеристики красных звезд, в том числе 148 поздних М, 19 С, один либо М, либо S, и один объект, не поддающийся визуальной спектральной классификации.

Кросс - идентификация отобранных объектов была выполнена с помощью SIMBAD (Set of Identifications, Measurements and Bibliography of Astronomical Data) [23], с использованием удаленного доступа к астрономическим базам данных в Страсбурге по Интернету*. При этом оптическая позиция каждой звезды, определенная нами по Паломарским (PA) картам, была выбрана как центр поиска круга с радиусом одна минута дуги.

Выяснилось, что из 169 звезд 52 входят в различные каталоги, а из них только для 38 звезд известны спектральные классы (30 звезд типа М и 8 типа С). Остальные 14 звезд входят в различные каталоги, косвенно указывающие также о принадлежности к звездам поздних спектральных классов. Например, SX Eri, V838 Aql, судя по типу переменности, являются Миридами.

Особой задачей является идентификация выявленных объектов с IRAS-источниками, так как звезды поздних М и С спектральных классов являются сильными источниками инфракрасного излучения. Для этой

* - <http://simbad.u-strasbg.fr>

цели мы воспользовались возможностью удаленного доступа по Интернету к программе XCATSCAN-автоматической идентификации IRAS-источников IPAC (Infrared Processing and Analysis Center) [23] в Пасадене. Этот сетвис обеспечивает автоматическую идентификацию всех IRAS FSC (Faint Source Catalog) [24] источников ($|b| > 10^\circ$) с Оптическим КATALOGом Южного Неба Королевской Эдинбургской Обсерватории [25] (ROE Southern Sky Optical Catalog), и с GSC [26] (Guide Star Catalog) и TIC (Tycho Input Catalog) [27] всего неба. В этой программе используется вероятностный подход к идентификации на основе метода максимального правдоподобия.

Кроме позиционного соответствия оптического и инфракрасного "двойника", используются также и другие критерии. Например, по отношению потоков на длинах волн 12 и 60 мкм определяется инфракрасный тип объекта: звезда или галактика? Следует добавить, что в каждом случае генерируется из вышеуказанных каталогов карта звездного неба с полем $4' \times 4'$ с эллипсом позиционной неопределенности IRAS-источника, которая затем сравнивается с оцифрованной картой Паломарского обозрения (см. рис.1), с целью обнаружения возможных переменных объектов (см. далее).

Вышеуказанная процедура автоматической идентификации была применена ко всем выявленным 169 звездам. Оказалось, что 82 из них (за исключением объекта FBS 0853-089, см. примечание к табл.1) с большой вероятностью ($P > 0.9885$, $\sigma = \pm 0.00005$) идентифицируются с IRAS-источниками. При этом 65 являются также объектами IRAS PSC (Point Source Catalog) [28]. Следует отметить, что все 82 источника по инфракрасному типу являются звездами.

4. *Список красных звезд.* Данные о 169 красных звездах, отобранных на пластинках обзора FBS в вышеотмеченной полосе и результаты идентификации с помощью SIMBAD представлены в табл.1, где в последовательных столбцах приводятся: 1 - порядковый номер, 2 - FBS обозначение, 3 и 4 - экваториальные координаты для эпохи 1950.0г., определенные на Паломарских E - картах, 5 - спектральный класс объекта (приблизительные спектральные подклассы, оцененные нами по характеру распределения энергии в низкодисперсионном спектре этих объектов), 6 - звездные величины в красном цвете (на PA E - картах), определенные согласно соотношения диаметр - звездная величина [29], 7 - индекс, характеризующий цвет звезды, полученный по измерениям диаметров изображений звезды на PA E и O - картах [29] и обозначаемый "Y" (желтый), "R" (красный) и "VR" (очень красный) [6], 8 - IRAS [24,28] номера, идентифицированные с нашими объектами источников.

В примечании к табл.1 приведены названия ассоциированных объектов и соответствующая литература, а также некоторые особенности, наблюдаемые на низкодисперсионных спектрах отдельных объектов.

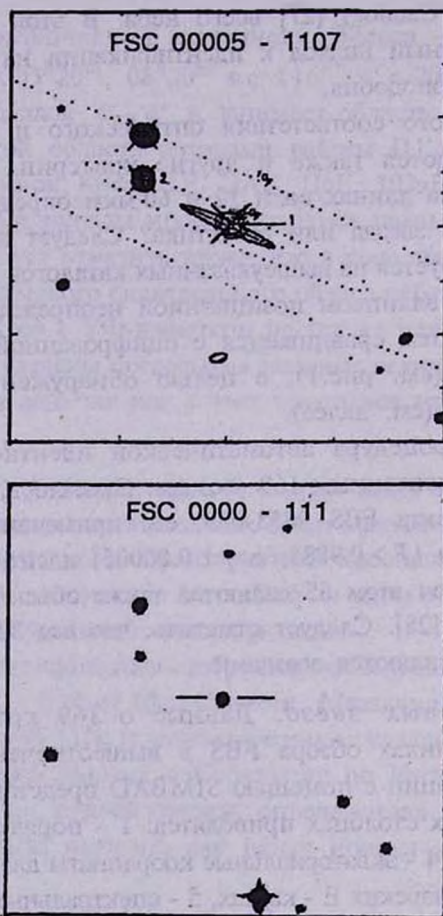


Рис. 1. Идентификация источника IRAS FSC 00005 - 1107 с объектом FBS 0000 - 111. Верхняя карта - карта идентификации источника FSC 00005 - 1107, генерированная из COSCAT [25] и GSC [26] по программе XCATSCAN в IPAC [23]. Указаны эллипсы позиционной неопределенности, соответствующей 1σ , 3σ и 10σ (прерывистые линии). Нижняя карта - карта идентификации объекта FBS 0000 - 111, указанного нами на Паломарском обзоре. Размеры обеих карт $4' \times 4'$.

Таблица 1

No	Название FBS	Координаты		Спектр. класс	Е вел.	Цвет. хар.	IRAS идентификация
		α_{1950}	δ_{1950}				
1	2	3	4	5	6	7	8
1	0000 - 111	00 ^h 00 ^m 34 ^s .5	- 11° 07' 16"	M4 - 5	10 ^m .8	VR	PSC 00005 - 1107
2	0001 - 085	00 01 33.0	- 08 35 16	M2 - 3	12.2	R	PSC 00015 - 0835
3	0004 - 077	00 04 12.5	- 07 47 41	M6 - 7	12.8	VR	
4	0014 - 091	00 14 07.8	- 09 07 50	M5 - 6	13.5	VR	
5	0019 - 092	00 19 07.7	- 09 16 47	M5 - 6	13.5	VR	
6	0021 - 101	00 21 58.9	- 10 10 38	M4 - 5	9.7	VR	PSC 00219 - 1010
7	0106 - 101	01 06 58.5	- 10 09 39	M4 - 5	13.5	R	
8	0115 - 095	01 15 06.9	- 09 34 15	M3 - 4	13.5	VR	
9	0124 - 098	01 24 52.9	- 09 49 50	M3 - 4	13.5	R	
10	0131 - 104	01 31 38.0	- 10 29 33	M6 - 7	10.8	VR	
11	0134 - 070	01 34 23.9	- 07 02 00	M4 - 5	13.5	VR	
12	0137 - 072	01 37 11.0	- 07 17 24	M4 - 5	12.8	R	
13	0149 - 099	01 49 37.8	- 09 57 42	M3 - 4	13.5	R	
14	0150 - 073	01 50 49.7	- 07 17 54	M4 - 5	13.5	R	
15	0157 - 106	01 57 43.3	- 10 39 17	M3 - 4	12.8	R	
16	0159 - 105	01 59 14.9	- 10 32 34	M3 - 4	13.2	R	
17	0200 - 110	02 00 32.9	- 11 03 42	M3 - 4	12.2	VR	
18	0204 - 073	02 04 08.5	- 07 21 51	M4 - 5	14.2	R	
19	0205 - 080	02 05 37.1	- 08 00 34	M3 - 4	13.5	VR	
20	0232 - 096	02 32 38.6	- 09 39 51	C(R)	6.4	R	PSC 02326 - 0939
21	0236 - 084	02 36 19.3	- 08 28 33	M4 - 5	12.2	VR	
22	0241 - 087	02 41 42.9	- 08 46 29	M3 - 4	12.8	VR	
23	0249 - 084	02 49 21.5	- 08 26 19	M5 - 6	13.8	VR	
24	0320 - 095	03 20 15.5	- 09 35 22	M5 - 6	13.8	VR	
25	0332 - 077	03 32 35.4	- 07 42 38	M3 - 4	12.8	R	
26	0336 - 078	03 36 12.4	- 07 51 36	M4 - 5	13.5	R	
27	0340 - 084	03 40 58.9	- 08 29 07	M4 - 5	12.8	R	
28	0350 - 093	03 50 30.9	- 09 19 03	M7 - 8	13.5	VR	PSC 03505 - 0919
29	0406 - 093	04 06 42.6	- 09 21 57	C (R-N)	8.1	VR	PSC 04067 - 0922
30	0410 - 079	04 10 13.6	- 07 55 31	M6 - 7	12.8	VR	PSC 04102 - 0755
31	0411 - 092	04 11 52.6	- 09 14 34	M3 - 4	12.8	VR	
32	0414 - 092	04 14 16.9	- 09 17 22	M4 - 5	11.5	R	
33	0416 - 075	04 16 41.7	- 07 34 49	M5 - 6	14.2	R	
34	0417 - 105	04 17 56.0	- 10 31 27	M5 - 6	12.0	VR	PSC 04179 - 1031
35	0421 - 075	04 21 01.5	- 07 30 33	M3 - 4	13.5	VR	
36	0421 - 079	04 21 44.2	- 07 55 11	M5 - 6	12.8	VR	
37	0432 - 110	04 32 12.4	- 11 00 34	M6 - 7	12.2	R	PSC 04322 - 1100
38	0434 - 091	04 34 14.2	- 09 06 16	M5 - 6	13.1	R	
39	0436 - 087	04 36 07.0	- 08 43 41	M3 - 4	13.8	R	
40	0452 - 075	04 52 16.6	- 07 33 08	M5 - 6	11.9	VR	PSC 04522 - 0732
41	0452 - 070	04 52 58.1	- 07 00 27	M6 - 7	12.2	VR	PSC 04529 - 0700

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
42	0453 - 097	04 53 50.0	- 09 46 00	M6 - 7	12.2	VR	PSC 04538 - 0945
43	0453 - 090	04 53 52.9	- 09 02 48	M5 - 6	11.1	VR	PSC 04538 - 0902
44	0825 - 078	08 25 57.9	- 07 51 56	M4 - 5	12.2	R	PSC 08259 - 0751
45	0826 - 073	08 26 46.2	- 07 19 36	M5 - 6	12.2	R	PSC 08267 - 0719
46	0828 - 087	08 28 33.8	- 08 44 20	M4 - 5	12.8	R	
47	0828 - 108	08 28 40.2	- 10 48 14	M5 - 6	12.2	VR	PSC 08286 - 1047
48	0828 - 099	08 28 55.4	- 09 58 26	M6 - 7	12.8	VR	FSC 08288 - 0958
49	0831 - 079	08 31 33.0	- 07 57 46	M3 - 4	11.6	R	PSC 08315 - 0757
50	0831 - 102	08 31 47.0	- 10 17 15	M3 - 4	12.2	VR	
51	0832 - 095	08 32 43.7	- 09 33 40	M или S	11.9	VR	FSC 08327 - 0933
52	0839 - 100	08 39 38.8	- 10 05 03	M4 - 5	11.9	VR	PSC 08396 - 1005
53	0842 - 097	08 42 30.0	- 09 44 19	M4 - 5	12.2	VR	
54	0845 - 083	08 45 42.1	- 08 23 30	M5 - 6	12.2	R	FSC 08456 - 0823
55	0846 - 071	08 46 43.9	- 07 10 40	C (R)	14.2	R	
56	0847 - 071	08 47 22.2	- 07 07 10	M5 - 6	12.2	VR	FSC 08473 - 0707
57	0848 - 072	08 48 50.0	- 07 16 15	M4 - 5	11.9	VR	FSC 08488 - 0716
58	0850 - 091	08 50 58.0	- 09 06 33	M4 - 5	11.1	VR	PSC 08509 - 0906
59	0852 - 071	08 52 32.2	- 07 11 11	M4 - 5	13.5	R	
60	0853 - 089	08 53 15.0	- 08 56 52	M6 - 7	-	-	PSC 08532 - 08577
61	0908 - 091	09 01 47.1	- 09 10 05	M6 - 7	11.0	VR	PSC 09088 - 0909
62	0909 - 082	09 09 01.2	- 08 16 47	M3 - 4	14.2	R	
63	0913 - 103	09 13 13.0	- 10 22 57	M4 - 5	12.8	VR	
64	0914 - 086	09 14 54.6	- 08 38 10	M5 - 6	14.2	R	
65	0921 - 078	09 21 23.7	- 07 49 55	M4 - 5	12.2	R	FSC 09213 - 0749
66	0939 - 086	09 39 32.9	- 08 38 43	C (R)	9.7	VR	PSC 09395 - 0838
67	0947 - 087	09 47 02.0	- 08 45 26	C (R)?	14.2	R	
68	0954 - 097	09 54 05.5	- 09 47 07	M4 - 5	13.5	R	PSC 09540 - 0946
69	1008 - 104	10 08 47.2	- 10 27 26	M4 - 5	9.7	VR	
70	1023 - 072	10 23 27.5	- 07 15 34	M6 - 7	9.7	VR	
71	1033 - 090	10 33 13.9	- 09 00 47	M4 - 5	13.5	R	
72	1040 - 089	10 40 37.1	- 08 57 33	M5 - 6	14.2	R	
73	1050 - 080	10 50 56.6	- 08 02 02	M3 - 4	12.2	R	
74	1052 - 070	10 52 10.9	- 07 02 21	M3 - 4	12.2	R	
75	1053 - 091	10 53 04.7	- 09 05 50	M3 - 4	12.8	R	
76	1055 - 105	10 55 57.9	- 10 30 27	M4 - 5	13.8	VR	
77	1057 - 099	10 57 11.0	- 09 58 53	M3 - 4	14.2	R	
78	1059 - 073	10 59 23.9	- 07 23 30	M5 - 6	12.8	VR	PSC 10594 - 0723
79	1104 - 099	11 04 47.3	- 09 57 06	C (R)	11.0	R	
80	1108 - 100	11 08 31.3	- 10 05 03	M3 - 4	14.2	R	
81	1118 - 103	11 18 05.9	- 10 18 38	M3 - 4	12.2	R	PSC 11181 - 1018
82	1118 - 108	11 18 08.2	- 10 49 35	M3 - 4	12.2	VR	PSC 11181 - 1049
83	1130 - 103	11 30 52.4	- 10 20 10	C (N)	13.5	VR	PSC 11308 - 1020
84	1136 - 101	11 36 12.9	- 10 11 31	M4 - 5	10.2	VR	PSC 11362 - 1011
85	1136 - 082	11 36 48.7	- 08 15 41	M3 - 4	12.8	VR	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
86	1148 - 069	11 48 36.5	- 06 56 32	M3 - 4	11.3	VR	PSC 11486 - 0656
87	1221 - 069	12 21 03.2	- 06 58 19	M2 - 3	12.2	R	
88	1238 - 086	12 38 28.1	- 08 37 00	C (R)	11.7	R	
89	1306 - 094	13 06 53.6	- 09 27 31	M4 - 5	9.7	VR	PSC 13068 - 0927
90	1310 - 087	13 10 04.6	- 08 42 38	M6 - 7	9.8	VR	PSC 13100 - 0842
91	1322 - 093	13 22 07.1	- 09 18 50	M4 - 5	12.2	R	
92	1338 - 095	13 38 09.2	- 09 32 50	M4 - 5	12.8	R	
93	1339 - 070	13 39 49.7	- 07 00 14	C (R-N)	13.5	R	
94	1358 - 070	13 58 11.7	- 07 01 08	-	-	-	
95	1423 - 193	14 23 05.1	- 09 19 41	M2 - 3	12.2	R	
96	1431 - 079	14 31 53.0	- 07 55 44	C (R)	12.8	R	
97	1434 - 080	14 34 45.9	- 08 03 35	C (R)	14.2	R	
98	1435 - 092	14 35 05.7	- 09 14 00	C (R)	13.2	R	
99	1438 - 087	14 38 30.2	- 08 46 34	M3 - 4	12.2	R	
100	1441 - 078	14 41 55.9	- 07 50 22	M2 - 3	12.8	R	
101	1450 - 084	14 50 10.9	- 08 25 00	M3 - 4	12.8	R	
102	1454 - 069	14 54 26.7	- 06 57 52	M3 - 4	10.8	R	PSC 14544 - 0657
103	1457 - 082	14 57 20.4	- 08 16 08	M5 - 6	11.8	VR	FSC 14573 - 0815
104	1502 - 091	15 02 47.4	- 09 09 11	M5 - 6	12.8	R	FSC 15027 - 0909
105	1509 - 106	15 09 39.5	- 10 40 24	M5 - 6	9.8	VR	PSC 15096 - 1040
106	1513 - 072	15 13 04.8	- 07 14 00	M2 - 3	12.2	R	
107	1535 - 106	15 35 27.4	- 10 40 57	M4 - 5	12.2	VR	
108	1536 - 068	15 36 55.1	- 06 52 09	M5 - 6	12.2	R	PSC 15369 - 0651
109	1551 - 107	15 51 44.9	- 10 43 46	M5 - 6	10.4	VR	PSC 15517 - 1043
110	1553 - 086	15 53 44.8	- 08 37 59	M3 - 4	12.2	VR	PSC 15537 - 0837
111	1555 - 071	15 55 49.7	- 07 09 25	M4 - 5	12.8	VR	PSC 15558 - 0709
112	1600 - 103	16 00 36.5	- 10 21 51	M6 - 7	12.2	VR	PSC 16005 - 1021
113	1608 - 086	16 08 23.0	- 08 35 55	M4 - 5	14.2	R	FSC 16083 - 0835
114	1609 - 081	16 09 09.3	- 08 11 12	M3 - 4	12.8	R	
115	1610 - 085	16 10 29.5	- 08 34 14	M4 - 5	10.8	VR	PSC 16104 - 0834
116	1613 - 074	16 13 18.6	- 07 25 46	M4 - 5	12.2	VR	
117	1613 - 080	16 13 38.6	- 08 00 27	M3 - 4	12.2	VR	PSC 16136 - 0800
118	1614 - 075	16 14 28.3	- 07 30 33	M4 - 5	13.5	R	FSC 16144 - 0730
119	1615 - 080	16 15 45.2	- 08 04 36	C (R)	12.2	VR	PSC 16157 - 0804
120	1615 - 086	16 15 56.7	- 08 41 31	M5 - 6	12.2	R	PSC 16159 - 0841
121	1616 - 084	16 16 04.4	- 08 28 00	M4 - 5	12.2	VR	PSC 16160 - 0827
122	1617 - 105	16 17 38.7	- 10 32 00	M3 - 4	12.2	R	
123	1618 - 090	16 18 11.1	- 09 00 00	M4 - 5	11.3	VR	PSC 16181 - 0900
124	1618 - 075	16 18 43.2	- 07 35 08	M6 - 7	10.8	VR	PSC 16187 - 0734
125	1618 - 087	16 18 54.3	- 08 46 20	C (R-N)	12.2	VR	
126	1620 - 102	16 20 19.6	- 10 12 33	M4 - 5	12.8	R	
127	2023 - 072	20 23 27.5	- 07 13 20	M5 - 6	11.1	VR	PSC 20234 - 0713
128	2023 - 097	20 23 38.2	- 09 42 45	-	10.8	R	PSC 20236 - 0942
129	2023 - 071	20 23 54.6	- 07 11 50	M4 - 5	10.8	R	PSC 20238 - 0711

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
130	2024 - 102	20 24 01.0	- 10 14 47	M6 - 7	12.2	VR	
131	2025 - 108	20 25 14.6	- 10 53 17	M3 - 4	10.8	R	PSC 20252 - 1053
132	2025 - 095	20 25 58.2	- 09 32 50	M5 - 6	12.2	VR	PSC 20259 - 0932
133	2032 - 076	20 32 15.6	- 07 37 10	M5 - 6	9.7	VR	PSC 20322 - 0737
134	2033 - 098	20 33 40.4	- 09 53 04	M3 - 4	10.8	R	
135	2034 - 099	20 34 13.6	- 09 59 20	M5 - 6	10.8	R	PSC 20342 - 0959
136	2035 - 070	20 35 36.1	- 07 05 23	M5 - 6	10.8	R	PSC 20355 - 0705
137	2036 - 070	20 36 54.0	- 07 00 34	M6 - 7	10.8	VR	PSC 20368 - 0700
138	2040 - 077	20 40 55.9	- 07 47 41	M5 - 6	14.6	R	
139	2043 - 098	20 43 00.0	- 09 51 36	M3 - 4	11.5	VR	FSC 20429 - 0951
140	2045 - 074	20 45 11.3	- 07 28 33	M4 - 5	12.2	VR	
141	2046 - 086	20 46 23.9	- 08 40 19	M3 - 4	11.5	R	PSC 20463 - 0840
142	2050 - 105	20 50 38.8	- 10 35 22	M3 - 4	12.2	R	FSC 20506 - 1035
143	2055 - 109	20 50 59.8	- 10 55 51	M5 - 6	11.4	VR	PSC 20559 - 1055
144	2058 - 076	20 58 44.4	- 07 37 56	M4 - 5	11.6	VR	PSC 20587 - 0737
145	2106 - 104	21 06 19.8	- 10 28 34	M3 - 4	12.2	R	FSC 21063 - 1028
146	2111 - 072	21 11 35.4	- 07 15 14	M6 - 7	13.5	R	
147	2112 - 084	21 12 13.6	- 08 25 11	M3 - 4	12.2	R	
148	2112 - 099	21 12 21.0	- 09 59 26	M5 - 6	14.2	VR	FSC 21123 - 0959
149	2116 - 086	21 16 46.7	- 08 39 50	M3 - 4	12.2	VR	FSC 21167 - 0839
150	2120 - 073	21 20 24.9	- 07 19 22	M8 - 9	9.7	VR	PSC 21204 - 0719
151	2121 - 079	21 21 50.5	- 07 56 52	M6 - 7	12.2	R	PSC 21218 - 0756
152	2122 - 073	21 22 29.1	- 07 19 02	M5 - 6	10.8	R	PSC 21224 - 0719
153	2123 - 104	21 23 25.1	- 10 26 53	C (R-N)	13.1	R	
154	2130 - 095	21 30 57.7	- 09 30 20	M5 - 6	12.2	VR	FSC 21309 - 0930
155	2142 - 089	21 42 43.9	- 08 58 26	M5 - 6	12.2	VR	PSC 21427 - 0858
156	2143 - 081	21 43 59.1	- 08 06 56	C7	15.1	Y	
157	2144 - 089	21 44 01.1	- 08 55 04	C7	15.1	R	
158	2144 - 072	21 44 19.3	- 07 16 14	M5 - 6	13.5	R	
159	2148 - 087	21 48 20.3	- 08 43 33	M4 - 5	10.8	R	
160	2151 - 079	21 51 01.6	- 07 59 26	M2 - 3	12.2	R	FSC 21510 - 0759
161	2207 - 095	22 07 17.7	- 09 30 53	C (R-N)	12.8	R	
162	2208 - 085	22 08 43.0	- 08 32 50	M3 - 4	11.1	VR	PSC 22087 - 0832
163	2239 - 082	22 39 00.0	- 08 13 40	M5 - 6	10.2	VR	
164	2249 - 110	22 49 43.6	- 11 01 07	M3 - 4	10.8	R	
165	2252 - 072	22 52 10.0	- 07 14 00	C (R)	10.2	R	
166	2319 - 096	23 19 58.2	- 09 41 31	M6 - 7	12.2	R	PSC 23199 - 0941
167	2320 - 110	23 20 09.8	- 11 05 36	M4 - 5	7.3	VR	PSC 23201 - 1105
168	2355 - 092	23 55 20.9	- 09 14 33	M5 - 6	12.2	VR	PSC 23553 - 0914
169	2357 - 075	23 57 56.2	- 07 30 15	M5 - 6	14.2	R	

Примечания к объектам табл.1

0004 - 077 = G158 - 027 [30] - на низкодисперсионном спектре FBS наблюдается H_{α} - эмиссия.

0019 - 092 = G158 - 065 [30]. Виден след H_{α} - эмиссии.

0115 - 095 = G270 - 185 [32]; 0134 - 070 = G271 - 110 [32].

0137 - 072 = G272 - 122 [32]; 0200 - 110 = G272 - 143 [32].

0232 - 096 = G158 - 037 [33]; 0350 - 093 = SW Eri [34].

0406 - 093 = G158 - 061 [33] = Ste85 - 21 [36].

0417 - 105 = AF Eri [34]; 0452 - 075 = NSV01765 [37]; 0452 - 070 = SX Eri [34].

0453 - 097 = SiM86 - 38 [7]; 0453 - 090 = NSV01780 [37]; 0828 - 108 = NSV04114 [37].

0846 - 071 - слабая звезда ($m_v \approx 14.^m 5 + 15.^m 0$) раннего подкласса R.

0853 - 089 - на PA E и O - картах объект не виден, а на пластинке FBS оценивается как звезда $m_v \approx 13.^m 0 - 14.^m 0$. Так как объект находится в непосредственной близости от звезды T Нуа (т. е. координаты обоих объектов довольно близки друг к другу, $\Delta\alpha \approx 0.^h 3$ и $\Delta\delta \approx 23.'' 0$), автоматическая идентификация приводит к неправильному отождествлению с источником PSC 08532 - 0857 [28], т. е. со звездой T Нуа [34]. Объект явно переменный (амплитуда не менее $7.^m 0$).

0908 - 091 = VV Нуа [34]; 0913 - 103 = G161 - 007 [32]; 0939 - 086 = G158 - 029 [33].

1008 - 104 = SiM86 - 136 [7]; 1023 - 072 = SiM86 - 138 [7].

1052 - 070 = G163 - 021 [32]; 1053 - 091 = G163 - 023 [32].

1055 - 105 = LP731 - 76 [32] - виден след H_{α} эмиссии.

1059 - 073 = RT CRT [34]; 1104 - 099 = G158 - 025 [33].

1118 - 108 = SiM86 - 152 [7].

1130 - 103 = LRS87 - 89 [38]. На PA O - карте объект не виден. На пластинке FBS видна, приблизительно, 6600 - 6900Å область спектра. Согласно низкодисперсионной классификации (LRS = 44) [35], оболочка содержит карбид кремния (SiC). Вероятно, вокруг этого объекта существует плотная газопылевая оболочка.

1148 - 069 = SiM86 - 161 [7].

1238 - 086 = G158 - 032 [33] = Ste85 - 70 [36]. В каталоге [36] указан как объект $m_v \approx 13.^m 5$. Согласно низкодисперсионному спектру FBS, этот объект можно классифицировать как звезду средних подклассов R.

1306 - 094 = TMSS - 1027 [31]. Согласно [39], этот объект является лазерным источником.

1310 - 087 = TMSS - 1028 [31] - лазерный источник согласно [39].

1339 - 070 - звезда $m_v \approx 14.^m 0 - 15.^m 0$. Судя по распределению энергии в низкодисперсионном спектре FBS, подкласс этого объекта, можно предположить, между поздним R и ранним N.

1358 - 070 - на PA E и O - картах объект не виден. На пластинке FBS видна очень короткая часть спектра. Судя по виду спектра, можно предполагать, что объект является звездой поздних подклассов M. На пластинке FBS можно оценить как объект $m_v \approx 14.^m 0 - 15.^m 0$.

1431 - 079 - объект $m_v \approx 13.^m 5 - 14.^m 5$. Звезда средних подклассов R.

1434 - 080 - $m_v \approx 14.^m 5 - 15.^m 5$, звезда раннего подкласса R.

1435 - 092 - звезда средних подклассов R.

1438 - 087 - G124 - 061 [32]; 1502 - 091 = SiM86 - 214 [7].

1513 - 072 = G151 - 037 [32]; 1536 - 068 = LDN1778 [32]; 1551 - 107 = TMSS - 1032 [31].

1555 - 071 - в оцифрованной базе данных - APS [40] класс этого объекта неточно указывается как галактика. Вероятно, двойная звезда.

1600 - 103 = V767 Sco [34]; 1610 - 085 = V558 Sco [34].

1614 - 075 = V687 Oph [34]; 1615 - 080 = G158 - 028 [33].

1615 - 086 = V560 Sco [34]; 1618 - 090 = W Oph [34].

1618 - 087 - объект с $m_v \approx 13.0 - 14.0$ величины. Согласно низкодисперсионному спектру FBS, подкласс этого объекта можно, предположительно, считать как поздний R и ранний N.

2023 - 097 = SW CAP [34]. В каталоге [34] этот объект указан как переменная типа Миры Кита.

На пластинке FBS видна только часть (приблизительно 6700 - 6900Å область) спектра, который очень похож на спектр звезды подкласса M8 - M9.

2032 - 076 = SiM86 - 521 [7] = NSV13155 [37]; 2035 - 070 = V838 Aql [34].

2045 - 074 - звезда среднего подкласса M. На пластинке FBS $m_v \approx 13.0 - 14.0$, класс этого объекта точно указывается как галактика [40].

2055 - 109 = DG AQR [34].

2058 - 076 = BZ AQR [34]. APS [40] классификация указывается неточно как галактика. Вероятно, двойная система.

2111 - 072 - на пластинке FBS оценивается как объект $m_v \approx 14.0 - 15.0$. В APS [40] класс указан неточно. Вероятно, двойная система.

2120 - 073 = RZ AQR [34].

2123 - 104 - на пластинке FBS оценивается как объект $m_v \approx 14.0 - 15.0$. Звезда среднего подкласса R.

2207 - 095 - на пластинке FBS $m_v \approx 13.0 - 14.0$. Звезда среднего подкласса R.

2249 - 110 = CE AQR [34]; 2252 - 072 = GCCCS5761 [33].

2320 - 110 = SV AQR [34]; 2355 - 092 = V Cet [34].

Отметим также, что результаты J, H, K и L фотометрии для звезд SiM86 - 38, SiM86 - 161 и SiM86 - 521 [7] приводятся в работе [41].

5. Обсуждение результатов и заключение. Таким образом, в полосе $-11^\circ \leq \delta \leq -7^\circ$ обзора FBS отобрано 169 красных звезд, из которых 117 выявлены впервые. 8 объектов являются новыми углеродными звездами, а 3 - кандидатами в углеродные звезды (0947 - 087, 2143 - 081 и 2144 - 089). Следует отметить, что звезды 0853 - 089 и 1358 - 070 на пластинках FBS-обзора имеют оцененные звездные величины $m_v \approx 13.0 - 14.0$ и $14.0 - 15.0$, соответственно. Между тем, обе они не видны на Паломарских картах. По всей вероятности, большая амплитуда изменения блеска (не менее $6.^m 0$) свидетельствует о принадлежности этих звезд к группе долгопериодических переменных.

Таким образом, около 50% выявленных объектов с большой вероятностью идентифицируются с источниками IRAS [24,28] обзора. Этот результат, естественно, порождает ряд вопросов, в частности, связан ли он с различием физических характеристик выявленных объектов или же случайный и связан с наблюдательной селекцией?

Прежде всего рассмотрим распределения идентифицированных и не идентифицированных объектов с IRAS-источниками по звездным величинам и по показателям цвета. На рис.2 приведены гистограммы и дискриптивные статистические данные этих двух ансамблей по звездным величинам (E) и по показателям цвета (O - E), определенные по Паломарским картам, со средними ошибками измерения, соответственно

равными $\pm 0.^m 3$ и $\pm 0.^m 6$.

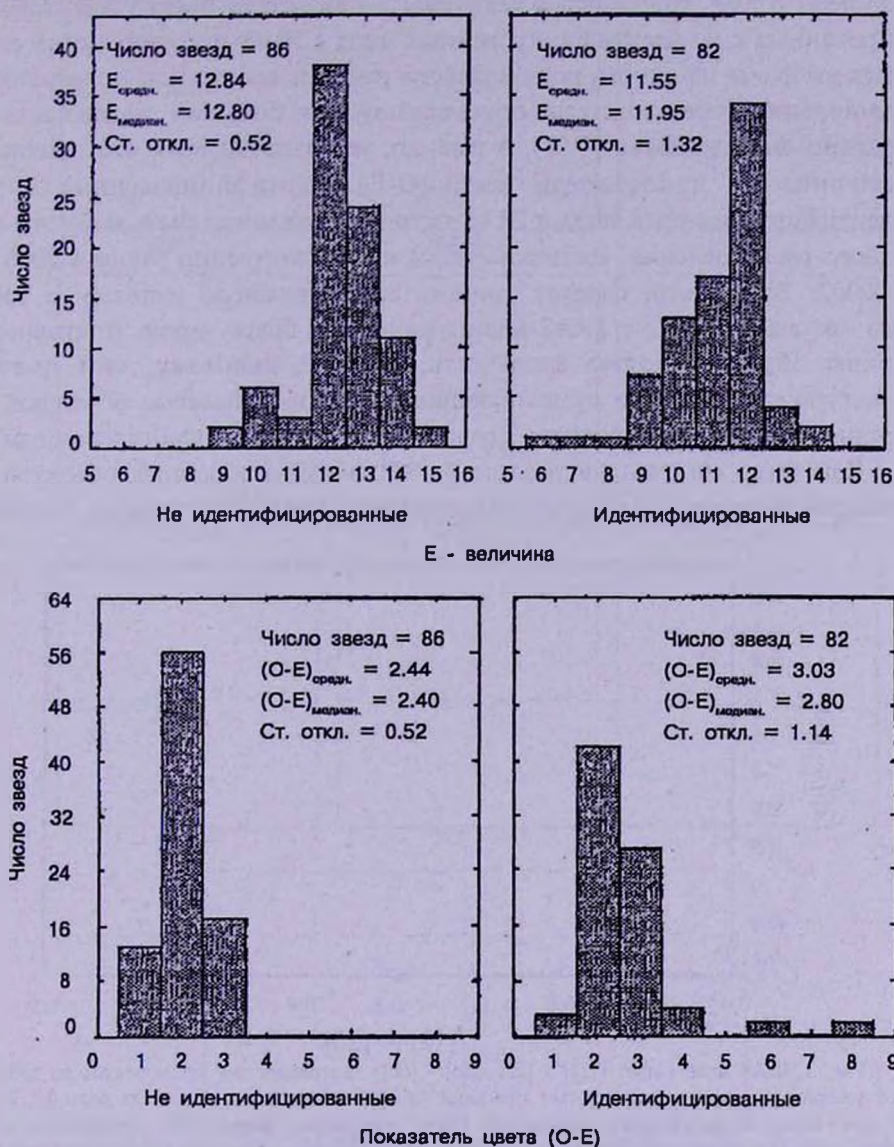


Рис. 2. Распределение идентифицированных и не идентифицированных с IRAS источниками звезд из табл.1 по звездным величинам (E) и по показателям цвета (O-E). На оси ординат указано число звезд. Приведены гистограммы и дискриптивные статистические данные соответственно для этих двух ансамблей.

Как видно из рис.2, звезды, имеющие IRAS-идентификации, более яркие и красные.

Следует выяснить, различаются ли значимо по этим наблюдательным характеристикам идентифицированные и не идентифицированные с IRAS-источниками звезды. С этой целью были проведены проверки непараметрических статистических гипотез. Сначала были проверены нулевые

гипотезы о том, что звездные величины и показатели цвета у идентифицированных и не идентифицированных звезд с IRAS-источниками могли быть выбраны из одного родительского распределения. Как показывают вычисления, обе гипотезы опровергаются с большой надежностью (уровень значимости $\alpha = 0.01$). А именно, вероятности того, что звездные величины (E) и показатели цвета (O-E) идентифицированных и не идентифицированных звезд с IRAS-источниками могли быть выбраны из одного распределения, ничтожно малы и соответственно равны 0.0006 и 0.00002. Более того, следует принять статистическую гипотезу о том, что звезды, имеющие IRAS-идентификацию, более яркие и красные. Таким образом, можно заключить, что, по-видимому, они имеют большую светимость и существующие вокруг них пылевые оболочки, в среднем, более массивны по сравнению с не идентифицированными.

Как было отмечено в разделе 3, 82 из 169 отобранных объектов с большой вероятностью идентифицируются с IRAS-источниками. Особый

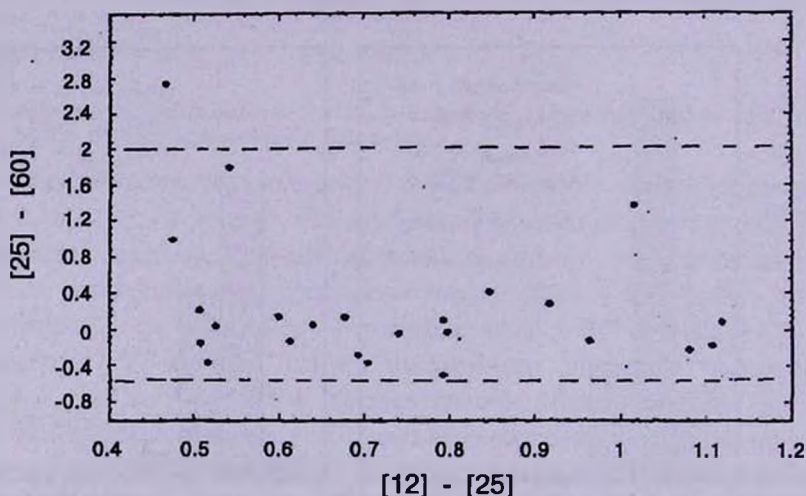


Рис. 3. IRAS цвет - цвет ([12] - [25], [25] - [60]) диаграмма для тех объектов из табл.1, для которых имеются определенные значения плотностей потоков на длинах волн 12, 25 и 60 мкм (всего 24 источника). Показатели цвета определены формулами, приведенными в работе [42]. Прерывистыми линиями отмечена оккупационная зона Миридов на диаграмме.

интерес, конечно, представляет цвет - цвет диаграмма идентифицированных звезд с IRAS-источниками из табл.1, для которых имеются определенные значения плотностей потоков на длинах волн 12, 25 и 60 мкм (всего их 24 объекта). Судя по распределению этих объектов на диаграмме (рис.3), можно предположить, что они являются Миридами и полуправильными переменными [42]. Вокруг 9 объектов из 24 (0021 - 101, 0453 - 097, 0828 - 108, 0954 - 097, 1059 - 073, 1600 - 103, 2023 - 097, 2055 - 109 и 2355 - 092) предполагается существование кремниевой оболочки, согласно избытку на длине волны 25 мкм ($\Delta 25 > 0.8$ [43]).

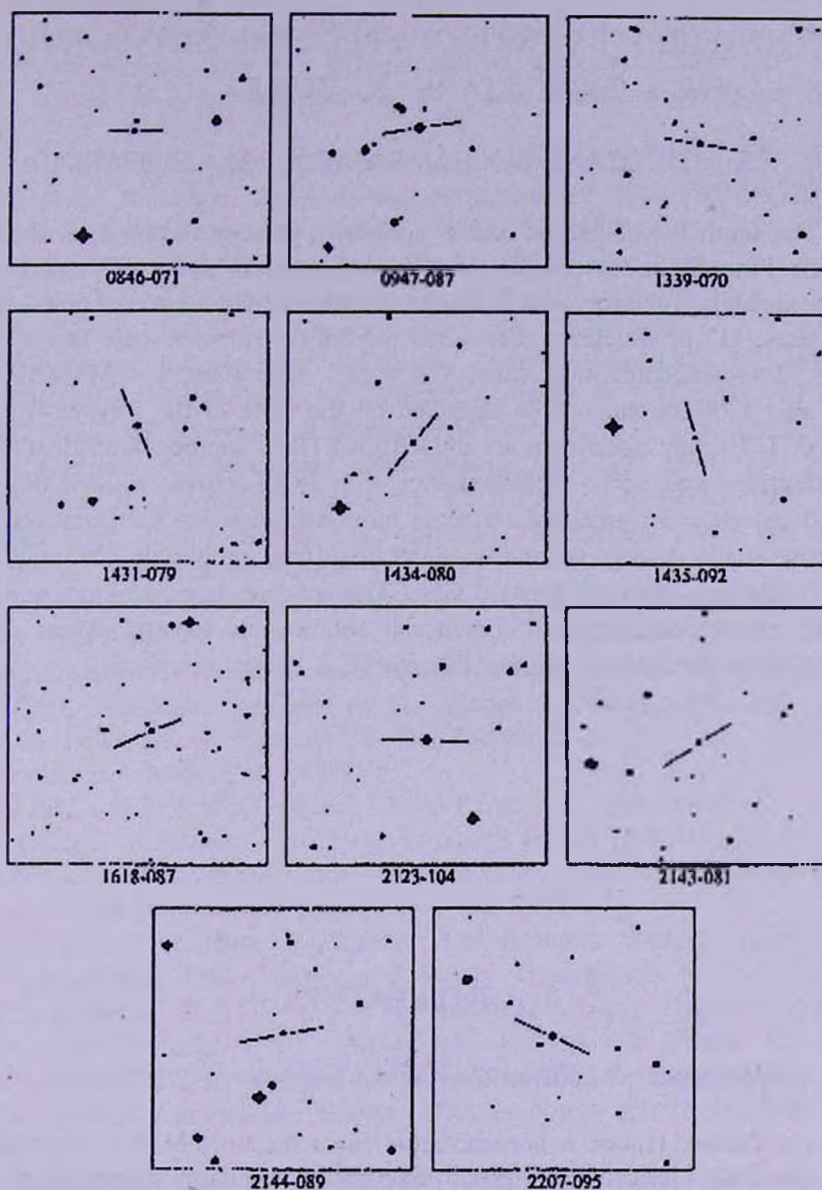


Рис. 4. Оцифрованные карты (размерами 5' x 5') отождествления (DSS - Digital Sky Survey [23]) для новых углеродных и возможно углеродных звезд из табл.1. Приведены соответственно FBS номера этих объектов.

Для новых углеродных и вероятно углеродных звезд из табл.1 приводятся оцифрованные карты отождествления (DSS - Digital Sky Survey) [23] (рис.4).

¹Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения.

²Обсерватория Марселя, Франция.

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. LATE - TYPE STARS. X. ZONE $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$.

K.S.GIGOYAN¹, V.V.HAMBARYAN¹, M.AZZOPARDI²

The tenth list of late M and C spectral type stars detected on the plates of the First Byurakan Spectral Survey in zone $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$ and covering approximately 1070 sq. degree, is given. The list contains the data on 169 red stars, 117 of which are discovered for the first time: 8 - are new C - type stars, 3 - candidates of C stars, 104 - M - type stars, 1 - M or S - type star and 1 object can not be classified on the plate of the survey. 47 objects out of 117 newly discovered are unidentified IRAS sources. Statistical analysis of identified and non - identified stars with IRAS sources showed that identified objects most probably are more luminous possessing comparatively more massive shells. A large variability of the brightness (amplitude not smaller than $6^m.0$) has been detected for two stars. The gas and dust envelopes around 9 IRAS sources are supposed. Equatorial coordinates, spectral classes and red magnitudes determined on the Palomar E - charts are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
2. К.С.Гигоян, Поиск и исследование звезд поздних М и С спектральных классов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Канд. дисс., Бюракан, 1994, с.112.
3. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 31, 601, 1989; 32, 501, 1990; 33, 317, 1990; 36, 431, 1993; 37, 585, 1994; 38, 211, 1995.
4. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, Г.М.Шахбазян, *Астрофизика*, 38, 351, 1995.
5. К.С.Гигоян, В.В.Амбарян, *Астрофизика*, 39, 517, 1996.
6. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, В.В.Амбарян, М.Аззопарди, *Астрофизика*, 40, 197, 1997.
7. C.B.Stephenson, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.
8. N.Sanduleak, P.Pesh, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 66, 387, 1988.
9. G.MacAlpine, D.Lewis, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 587, 1978.

10. *P.J.Green, B.Margon, D.J.MacConnell*, *Astrophys. J.*, 380, L31, 1991.
11. *U.Heber, N.Bade, S.Jordan, W.Voges*, *Astron. Astrophys.*, 267, L31, 1993.
12. *S.J.Warren, M.Irwin, D.W.Evans et al.*, *Mont. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 261, 185, 1993.
13. *J.Liebert, G.D.Schmidt, M.Lesser et al.*, *Astrophys. J.*, 421, 733, 1994.
14. *P.J.Green, B.Margon, S.F.Anderson*, *Astrophys. J.*, 400, 659, 1992.
15. *P.J.Green, B.Margon*, *Astrophys. J.*, 423, 723, 1994.
16. *E.W.Deutsch*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 106, 1134, 1994.
17. *M. de Kool, P.J.Green*, *Astrophys. J.*, 449, 236, 1995.
18. *Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян*, *Астрофизика*, 36, 181, 1993.
19. *Г.В.Абрамян, В.В.Амбарян, К.С.Гигоян*, *Астрофизика*, 37, 73, 1994.
20. *Г.В.Абрамян, В.В.Амбарян, К.С.Гигоян*, *Астрон. ж.*, 71, 891, 1994.
21. *К.С.Гигоян, К.Ногучи, Г.В.Абрамян*, *Астрон. ж.*, 71, 897, 1994.
22. *Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян*, *Астрофизика*, 37, 197, 1994.
23. *H.Andernach, R.J.Hanish, F.Murtagh*, *ESO Prepr.*, No 1033, 1994.
24. *IRAS Faint Source Catalog. $|b| > 10^\circ$. On The Optical Disk. "Sel. Astr. Catalogs". Supplied by NASA, v.2, 1991.*
25. *T.P.Conrow, C.Lonsdale, T.J.Chester et al.*, *Bull. American Astron. Soc.*, 25, 1291, 1993.
26. *B.M.Lasker, C.R.Sturch, J.Brian et al.*, *Astron. J.*, 99, 2019, 1990.
27. *D.Egret, P.Didelon, B.Mclean et al.*, *Astron. Astrophys.*, 258, 217, 1992.
28. *IRAS Point Source Catalog. On The Optical Disk. "Sel. Astr. Catalogs". Supplied by NASA, v.2, 1989.*
29. *I.R.King, M.Raff*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 120, 1977.
30. *H.L.Giclas, R.Burnham, N.G.Thomas*, *Lowell Observ. Bull.*, 8, No 5, 1979.
31. *G.Neugebauer, R.Leighton*, *Two - Micron Sky Survey. A Preliminary Catalog. (Washington: NASA Spec. Publ., No 3047).*
32. *H.M.Giclas, R.Burnham, N.G.Thomas*, *Lowell Observ. Bull.*, 8, No 4, 1978.
33. *C.B.Stephenson*, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, v.3, No 2, 1989.
34. *П.Н.Холопов, Р.Н.Самусь, В.П.Горанский и др.*, *Общий Каталог Переменных Звезд*, т. I-II, Наука, М., 1985; т. III, Наука, М., 1987.
35. *P.Cheeseman, J.Stutz, M.Self et al.*, *Automatic Classification of Spectra from The Infrared Astronomical Satellite (IRAS)*, *NASA Ref. Publ.*, No 1217, 1985.
36. *C.B.Stephenson*, *Astron. J.*, 90, 784, 1985.
37. *Б.В.Кукаркин, П.Н.Холопов, Н.М.Артюшина и др.*, *Новый Каталог звезд, заподозренных в переменности блеска*, Наука, М., 1982.
38. *I.R.Little-Marenin, M.E.Ramsay, C.B.Stephenson et al.*, *Astron. J.*, 93, 663, 1987.
39. *B.M.Lewis, P.David, A.M.LeSqueren*, *NAIC Prepr.*, No 335, 1994.
40. *J.A.Larson, R.M.Humphreys*, *Astrophys. J.*, 436, L149, 1994.
41. *M.W.Feast, P.A.Whitelock, B.S.Carter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 247, 227, 1990.
42. *I.R.Little-Marenin, S.J.Little*, *Astron. J.*, 99, 1173, 1990.
43. *K.Noguchi*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41, 779, 1989.

УДК: 542.33-6

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ UX DRACONIS

Т.А.ПОЛЯКОВА

Поступила 12 августа 1998

Принята к печати 25 августа 1998

В статье приводятся и обсуждаются фотоэлектрические наблюдения блеска и поляризации углеродной звезды UX Dra за 1989-1993 гг. Сильные изменения периода этой звезды и невозможность определения его из наших наблюдений вынудили применить экстраполяцию кривой изменения периода, опубликованной Ветешником. Как и в случае наблюдений Ветешника, наши определения блеска UX Dra гораздо лучше удовлетворяются удвоенным значением периода. Изменения блеска и параметров поляризации UX Dra больше всего напоминают, по нашему мнению, изменения у звезд типа RV Tau.

1. *Введение.* UX Dra (HD 183556, BD + 76°734) является углеродной звездой (C 7.3) и в ОКПЗ отнесена к типу полуправильных переменных SRa с периодом 168^d. Несмотря на значительную яркость звезды ($V = 6^m.1 - 6^m.7$) и большую доступность для наблюдений в северном полушарии, исследований ее изменений пока не слишком много. Сорокалетний ряд фотографических оценок блеска, выполненных Пэйн-Гапошкиной [1], представлен в литературе только рядом минимумов и максимумов блеска. Фотоэлектрические ряды наблюдений Дзервитис и др. [2,3] и Домбровского и др. [4] содержали примерно по десять точек и не позволяли судить о характере кривой блеска. Зато трехлетний ряд фотоэлектрических наблюдений (58 точек), полученный Ветешником [5], показал не только хорошую периодичность изменений, но и позволил увидеть особенность кривой блеска, состоящую в чередовании глубоких и мелких минимумов, отличающихся по глубине примерно в два раза, так что это навело Ветешника даже на мысль о затмениях в двойной системе. Однако, больше всего, кажется, эта переменность напоминает изменения блеска звезд типа RV Tau, тем более, что в ряду минимумов и максимумов, опубликованных Пэйн-Гапошкиной, не часто, но находились участки с таким чередованием мелких и глубоких минимумов.

2. *Наблюдения.* Наши наблюдения были проведены на 48-см телескопе АЗТ-14 Бюраканской наблюдательной лаборатории Астрономического института С.-Петербургского университета с мая 1989г. по октябрь 1993г., но на 1992 и 1993 гг. приходится только 6 оценок.

Поляризация измерялась в полосе V с одноканальным поляриметром. Средняя среднеквадратичная ошибка одного определения составляла $\bar{\sigma} = \pm 0.05\%$. При фотометрии звездой сравнения служила BD + 76°732 = HD 183051(K0), для которой мы определили: $V = 7^m.27$; $B - V = 1^m.13$. Ошибки в определении блеска UX Drg и показателя цвета $B - V$ не превышают $\bar{\epsilon} = \pm 0^m.02$. Результаты наблюдений приведены в табл.1.

Таблица 1

**ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ
НАБЛЮДЕНИЯ UX Drg**

JD	Фаза	V	$B - V$	$p_v(\%)$	$\pm \sigma_p$	θ°_e	$\pm \sigma_\theta$
2440000+							
7668.40	0.51	6.41	2.65	1.07	0.05	153.7	1.3
76.98.40	0.59	-	-	1.11	0.08	155.8	2.1
7700.38	0.60	6.36	2.60	0.66	0.05	159.5	1.5
7728.32	0.67	6.22	2.57	0.65	0.06	166.7	2.7
7731.30	0.68	6.20	2.57	0.82	0.06	162.2	2.1
7765.38	0.77	6.19	2.57	0.70	0.07	163.9	2.8
7791.34	0.84	6.32	2.57	0.84	0.05	155.8	1.7
7811.39	0.89	6.31	2.62	0.88	0.06	159.8	2.0
7816.20	0.90	6.33	2.63	0.90	0.03	158.2	1.0
7836.18	0.96	6.35	2.68	0.87	0.04	160.3	1.3
7916.60	1.17	6.25	2.67	0.94	0.02	160.3	0.8
7964.53	1.29	6.06	2.52	1.04	0.03	160.0	0.9
7970.54	1.31	6.11	2.48	0.89	0.07	160.0	2.4
8015.45	1.43	6.34	2.60	1.18	0.06	162.6	1.5
8039.29	1.49	6.30	2.61	1.06	0.05	156.0	1.5
8043.38	1.50	6.30	2.59	0.91	0.04	163.3	1.1
8053.30	1.53	6.22	2.60	0.95	0.15	153.8	4.6
8070.32	1.57	6.06	2.57	0.95	0.05	159.2	1.5
8077.31	1.59	6.01	2.56	1.14	0.04	159.3	0.9
8089.44	1.62	6.04	2.45	1.00	0.07	159.0	2.1
8107.43	1.67	6.12	2.57	1.04	0.06	162.1	1.5
8121.47	1.71	6.16	2.54	0.74	0.03	163.7	1.2
8141.34	1.76	6.16	2.57	0.78	0.05	160.9	1.9
8162.28	1.81	6.31	2.51	0.92	0.03	158.7	0.9
8166.38	1.82	6.31	2.58	0.81	0.03	162.5	1.1
8269.17	2.09	6.08	2.57	0.93	0.03	165.2	0.9
8341.46	2.28	6.23	2.49	0.80	0.03	157.7	1.1
8344.54	2.29	6.22	2.56	0.90	0.05	158.6	1.6
8353.48	2.32	6.14	2.56	0.84	0.09	159.4	3.1
8366.33	2.35	6.24	2.58	1.01	0.06	155.7	1.7
8412.51	2.47	6.31	2.72	0.97	0.04	156.4	1.2
8425.50	2.51	6.34	2.67	0.79	0.04	160.3	1.6
8461.45	2.60	6.20	2.52	0.76	0.05	160.8	1.9
8502.41	2.71	6.20	2.62	0.93	0.04	162.3	1.3
8518.37	2.75	6.32	2.57	0.89	0.06	162.5	1.9
8526.41	2.77	6.31	2.58	0.96	0.05	159.2	1.5
8796.47	3.48	-	-	1.10	0.07	157.1	1.8
8798.44	3.48	6.32	2.61	0.90	0.05	159.1	1.4
8803.43	3.50	6.32	2.66	1.06	0.08	161.3	2.2
8807.50	3.51	6.32	2.74	0.87	0.04	157.3	1.3
8815.29	3.53	-	-	0.79	0.03	157.0	1.0
8825.44	3.55	6.35	2.70	0.92	0.06	159.7	1.8
9101.57	0.00	6.46	2.73	0.84	0.02	158.7	0.8
9290.45	0.61	6.01	2.45	0.98	0.08	159.3	2.3

3. Обсуждение результатов.

а. Выбор периода. Как показал Ветешник [5], исследовавший весь материал, имевшийся к 1983г., период UX Dra значительно изменяется. Характер этих изменений таков, что в течение около шести с половиной тысяч дней период возрастает почти линейно от $\sim 155^d$ до $\sim 193^d$, а затем резко уменьшается примерно на 35 дней. Столь большие изменения затрудняют определение периода и фазы, если свои наблюдения не позволяют это выполнить уверенно.

Наши наблюдения не были рассчитаны на определение периода, и ни один цикл полностью ими не обрисовывается (рис.1). Средний период

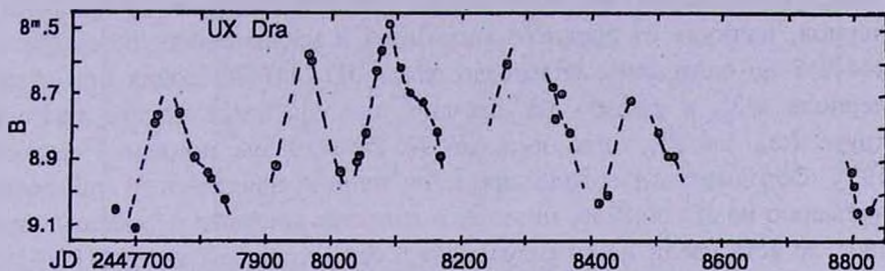


Рис.1. Наблюдения блеска UX Dra в цвете *B* в течение 1989-1993 гг.

в 168^d не очень хорошо подходит для приведения наших результатов в одну кривую блеска, некоторые точки совершенно в нее не укладываются. Ввиду этого была использована экстраполяция кривой изменения периода, выведенной Ветешником [5], на три цикла его изменений, то есть примерно на 20000 дней (рис.2). Ясно, что это не очень надежная экстраполяция, но подтверждением небезосновательности ее может

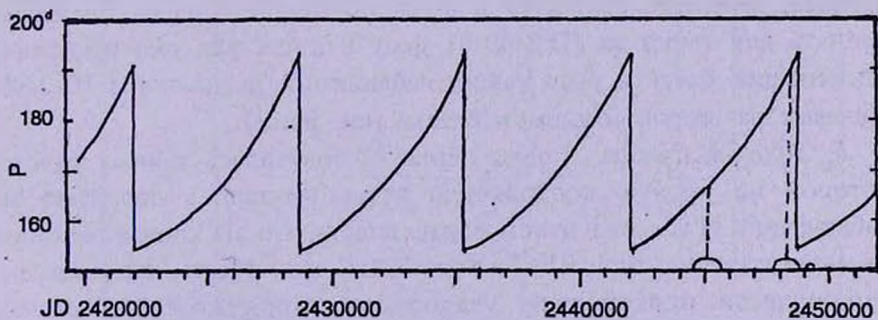


Рис.2. Экстраполяция кривой изменений периода UX Dra. Около JD 2445000 отмечено время наблюдений этой звезды Ветешником [5], а около JD 2448000 - время наших наблюдений.

служить тот факт, что для наблюдений Ветешника (отстоящих от наших уже только на $\sim 3000^d$) при этом получается период, заключенный в интервале от 166^d до 169^d . Поэтому не удивительно, что значение в 168^d

неплохо подошло для его результатов. Однако гораздо лучше, как справедливо отмечает Ветешник, его результаты удовлетворялись удвоенным значением периода в 336^d , особенно из-за чередования минимумов по глубине.

Наши наблюдения были произведены в то время, когда период UX Дра должен был, судя по экстраполяции, иметь величину, близкую к самой большой, то есть около 190^d . Причем и в нашем случае удвоенный период в 380^d тоже приводит к уменьшению разброса точек почти в два раза, хотя чередование глубоких и мелких минимумов в это время не наблюдалось. Для того, чтобы определить фазы минимумов в период наших наблюдений, мы увеличивали каждый основной (не удвоенный) период, начиная от среднего минимума в наблюдениях Ветешника JD 2444667 на один день, вплоть до эпохи JD 2447474, дойдя при этом до периода 183^d , а затем - на два дня, так как здесь период возрастает круче (см. рис.2), тогда к эпохе JD 2448419 мы придем с периодом 193^d . Середина интервала времени наших наблюдений приходится примерно на JD 2448250, поэтому в качестве среднего периода мы взяли 190^d , то есть свели наши результаты в одну кривую блеска с $P = 380^d$ от эпохи минимума JD 2447474 (см. табл.1).

Осложнение проявилось только для наблюдений 1993 г. Так как где-то в районе JD 2448800 должно происходить скачкообразное уменьшение периода до $\sim 155^d$, то последние наши наблюдения попадали за эту границу. И действительно, две последние точки, значительно отстоящие от остальных, совершенно вылетали из общей кривой блеска при фазах, вычисленных с периодом 380^d . Для соотношения по блеску между ними подошел бы уже период в 310^d . Кроме того, во время резкого уменьшения периода, вероятно, сбивается и фаза, поэтому пришлось произвольно принять для точки за JD 2449101 фазу 0.0, так как она представляет наименьший блеск в ряду наших наблюдений, тогда точка JD 2449290 попадет на второй максимум блеска (см. рис.3).

б. Кривая блеска. Таким образом, получилась кривая блеска, в которой на первую восходящую ветвь пришлось довольно мало наблюдений. И все же в целом можно видеть, что эта кривая напоминает изменения у звезд типа RV Тау, особенно, если учесть, что у них часто наблюдается постепенное углубление вторичного минимума и одновременное обмеление первичного, а сравнившись, они затем могут поменяться местами по глубине.

Правда, такой большой период, сильные его изменения и очень поздний спектральный класс звезды не позволяют без оговорок отнести UX Дра к типу звезд RV Тау. Однако углеродные звезды уже встречались в этом сообществе звезд, например, AC Нег, кроме того, в минимумах блеска некоторые из этих звезд могут быть классифицированы, по полосам

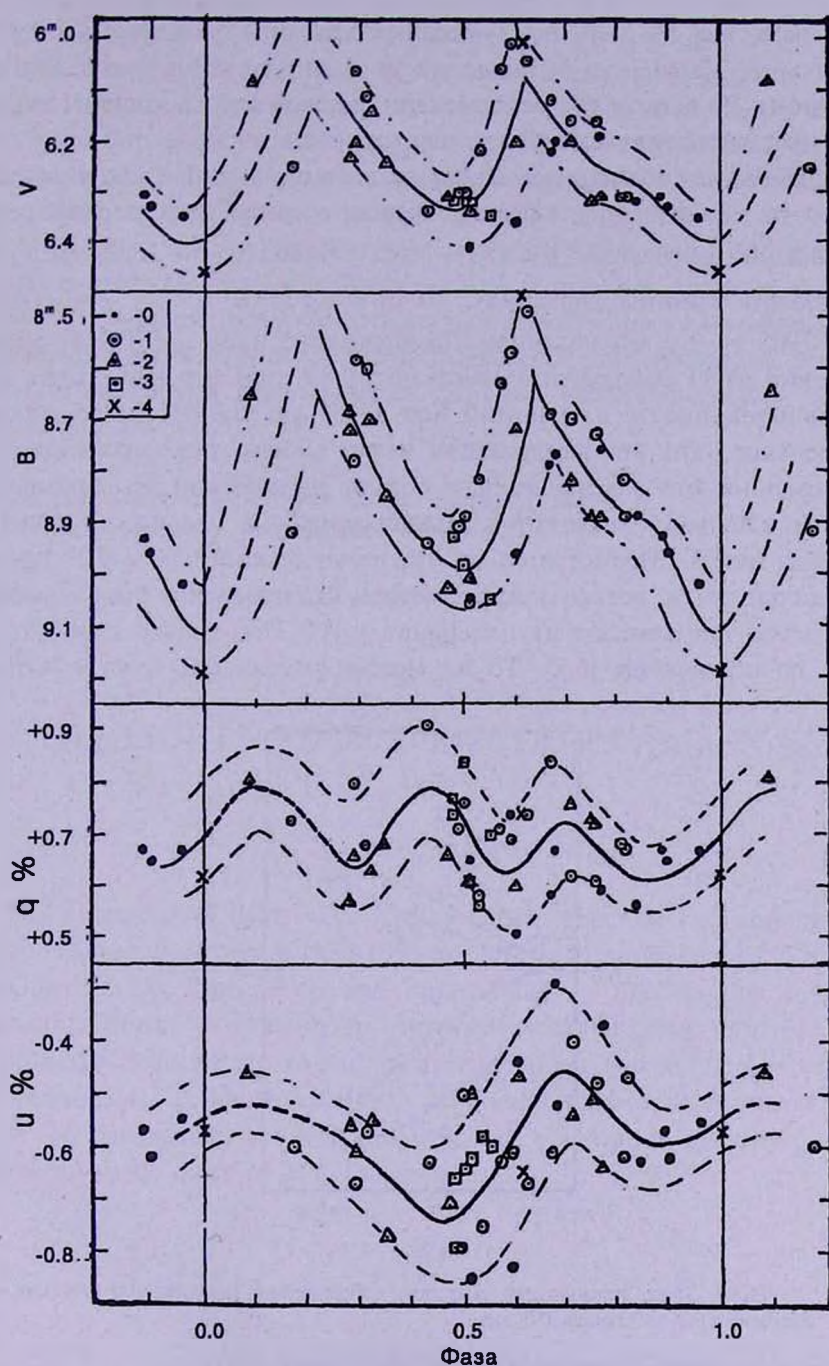


Рис.3. Средние кривые блеска UX Дра в полосах V и B , построенные по нашим наблюдениям по элементам $JD_{\text{mid}} = 2447474 + 380E$, и изменения параметров поляризации q и u , сведенные в одну кривую с теми же фазами. Разными значками нанесены наблюдения, относящиеся к разным периодам.

Ti O, даже как M3, что по T_c соответствует спектральному классу C7. А сильные изменения периода могут быть следствием его большой величины. Во всяком случае, изменения кривой блеска и длины периода этой звезды заслуживают более тщательного изучения.

в. Изменения поляризации. Поляризация излучения UX Drg изменяется не очень значительно. Среднее значение ее за весь период наших наблюдений составляет $\bar{p} = 0.92\%$ при $\Theta = 160^\circ$ (из 44 результатов) при следующих крайних значениях: $0.65\% \leq p \leq 1.18\%$ и $153^\circ \leq \Theta \leq 166^\circ$. В 1967-1968 гг. по наблюдениям Домбровского и др. (1970) [4] среднее значение из 11 наблюдений составляло 0.8% при $\Theta = 166^\circ$. Тогда, из-за незначительности изменений (от 0.7% до 0.9%), было сделано заключение, что эта поляризация имеет межзвездное происхождение. Но, имея на этот раз значительно больше наблюдений, мы проанализировали изменения параметров поляризации q и u с фазой принятого периода (рис.3). Несмотря на то, что между фазами 0.00 и 0.27 имеются только две точки, все же можно заметить, что изменения этих параметров несколько напоминают их изменения у AC Her, только сдвинутые по фазе на полпериода [6,7]. То же можно сказать и о фигуре, которую

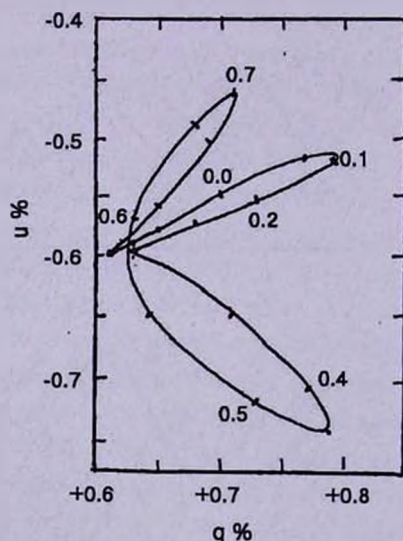


Рис.4. Трек, проходимый вектором наблюдаемой поляризации UX Drg на плоскости uq за период 380 дней.

описывает вектор поляризации на диаграмме uq (рис.4).

4. Заключение. В своей статье Ветешник [5] рассмотрел три возможных механизма, вызывающих переменность UX Drg: пульсационный, неоднородного ротатора и затмения в двойной системе. Первый

и третий механизмы имели существенные возражения со стороны спектральных наблюдений, из-за сильных изменений периода, и т.д. Второй механизм не имел возражений со стороны имеющихся наблюдений, но Ветешник полагал, что при этом требуется сильное дипольное магнитное поле на поверхности звезды, которое не было еще измерено. Измерение же магнитного поля у другой углеродной звезды Y CVn показало результат только на уровне ошибок наблюдений [5], следовательно и этот механизм как будто бы нельзя принять. Но даже сильные магнитные поля не будут обнаруживаться современными методами, если они присутствуют в биполярных активных областях на звезде, подобно полям в солнечных группах пятен. Именно такое объяснение мы уже предлагали для AC Her [7].

Астрономический институт Санкт-Петербургского
государственного университета, Россия

THE LIGHT AND POLARIZATION VARIATIONS OF UX DRACONIS

T.A.POLYAKOVA

The photoelectric light curve for the carbon star UX Dra and its polarimetric observations during 1989-1993 are presented and discussed. The large variations of UX Dra period and impossibility to find it from only our observations forced us to apply an extrapolation of the period variation curve published by Vetešnik up to our observation time. Our estimations of UX Dra magnitudes, as Vetešnik's ones, are fitted by the doublet period much better. To our opinion the UX Dra light and polarization variations suggest a similarity with those of RV Tau stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Payne-Gaposhkin, Ann. Harvard Coll. Obs., 118, 217, 1952.
2. У.Дзервитис, Г.Стулгис, О.Пауперс, Исслед. Солнца и кр. зв, Рига, 9, 5, 1979.

3. У.Дзервитис, О.Пауперс, Иссл. Солнца и кр. зв., Рига, 13, 22, 1981.
4. В.А.Домбровский, Т.А.Полякова, В.А.Яковлева, Тр.АО, 27, Уч.зап. ЛГУ, 353, 3, 1970.
5. М. Vetešnik, Bull. Astron. Inst. Czechosl., 35, 65, 1984.
6. G.D.Henson, J.C.Kemp, D.J.Kraus, Publ. Astron. Soc. Pacific., 97, 1192, 1985.
7. Т.А.Полякова, Астрон. ж., 69, 106, 1992.

УДК: 524.3-36

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

С.Е.НЕРСИСЯН, М.Ш.КАРАПЕТЯН

Поступила 10 июля 1998

Принята к печати 15 сентября 1998

Приведены результаты спектрофотометрического исследования 13 углеродных звезд в диапазоне длин волн от 4000 до 6800 Å с разрешением 2.75Å. Определены наблюдаемые распределения энергии указанных звезд относительно потока на длине волны $\lambda_0 = 5556\text{Å}$, представленные в виде графиков. Цветовые температуры исследуемых звезд были определены по цветовому индексу [5710] - [6680]. Предполагается, что вокруг звезды U Cyg существует пылевая оболочка. Определены также индексы молекулярных полос C_2 , MS, CaCl и липин $D_{2,1}$.

1. *Введение.* Распределение энергии в спектрах звезд, т.е. монохроматическая освещенность, создаваемая звездой на внешней границе земной атмосферы, является одной из важнейших характеристик звездного излучения. По ним определяются основные физические параметры звездных атмосфер - температуры, ускорение силы тяжести, источники непрерывного поглощения, химический состав. Поэтому, получение надежных данных распределения энергии в спектрах звезд (в частности углеродных звезд) продолжает оставаться одной из важнейших и актуальных задач современной практической астрофизики.

В настоящей статье продолжены работы по исследованию распределения энергии в спектрах углеродных звезд, начатые в работах [1-3].

2. *Наблюдение, калибровка и стандартизация.* В 1984-1988гг. с помощью спектрографа UAGS, установленного в фокусе Несмита 2.6м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории были проведены спектральные наблюдения 10 углеродных звезд в диапазоне длин волн 4000-6800Å. Спектры трех звезд (U Cyg, AW Cyg и RZ Peg) были получены в фокусе Кассегрена, где после некоторой его реконструкции был установлен тот же спектрограф. Спектрограммы были получены на фотопластинках Kodak 103a-F и на фотопленке A-600 с дисперсией 136Å/мм (разрешение 2.75Å) и с расширением.

В качестве абсолютных стандартов были использованы звезды 54 Psc, ι Boo и 15 Cyg, распределение энергии в спектрах которых взято из сводного спектрофотометрического каталога звезд Харитонов и др. [4]. Калибровочные снимки получены на лабораторном трубчатом фотометре Бюраканской обсерватории и были проявлены вместе со спектро-

граммами исследуемых и стандартных звезд.

Обработка всех спектрограмм проводилась на микроденситометре PDS Бюраканской обсерватории и по разработанной системе ADA. Программа для массовой обработки спектров углеродных звезд описана в работе [5].

Список исследуемых углеродных звезд, выбранных из каталога Стивенса [6], приведен в табл. 1, где по порядку даны название звезды, средняя визуальная звездная величина, спектральный подкласс по [7,8],

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда	m_v	Спектр	Тип перем.	n	Экспозиция (мин)	Дата набл.
Z Psc	7.0	N0, C7.2	SR _b	2	25,30	15.12.84
W Ori	8.0	NS, C3.4	SR _b	2	20,25	15.12.84
HK Lyr	8.0	N, C7.4	L _b	2	30,15	22.6.85
UV Aql	8.0	N4, C5.3	SR _b	4	30	22.6.85
V Aql	7.0	N6, C5.4	SR _b	2	25	26.6.85
U Lyr	10.0	N, C4.5e	M	1	50	24.6.85
AW Cyg	9.0	N3, C4.5	SR _b	1	45	8.7.86
TT Cyg	9.0	N3e, C5.4	SR _b	2	30,28	22.6.85
AX Cyg	8.0	N, C4.5	SR _b	1	30	23.6.85
WX Cyg	10.0	N3e, C9.2	M	2	60	2.7.86
U Cyg	8.0	Npe, C8.2e	M	2	1 ^h	7.7.86
RV Cyg	8.0	N5, C6.4	SR _b	2	25	26.6.85
RZ Peg	10.6	Ne, C9.1e	M	1	30	7.7.86

тип переменности из каталога [9], количество использованных спектрограмм, экспозиция для каждой звезды, дата наблюдения.

3. *Распределение энергии в спектре.* Распределение энергии в спектрах всех 13 углеродных звезд определялось относительно потока на длине волны $\lambda_0 = 5556 \text{ \AA}$ согласно [1]. Максимальное среднеквадратическое отклонение логарифма потока, которое относится к коротковолновой части спектра, составляет 10%.

Кривые распределения энергии с шагом в $5 \text{ \AA}$ представлены на рис. 1-3, где звезды сгруппированы по типам переменности. Хорошо выделяются характерные детали оптических спектров углеродных звезд, т.е. молекулярные полосы поглощения соединений углерода, а также ряда атомных линий. Так, например, линия дублета NaI $5890-96 \text{ \AA}$ особенно сильна в спектрах углеродных мирид, а резонансная линия Li $6708 \text{ \AA}$

интенсивна в спектре суперлитиевой звезды WX Cyg. Эмиссионные линии водорода серии Бальмера присутствуют в спектрах звезд WX Cyg, U Lyr и RZ Peg, при этом все три линии - H_α , H_β , H_γ наблюдаются в спектре RZ Peg, у которой коротковолновый конец не так уж сильно ослаблен фиолетовой депрессией.

Полосы Меррилла-Санфорда (MS) наблюдаются в спектрах звезд W Opi, UV Aql, AX Cyg, RV Cyg.

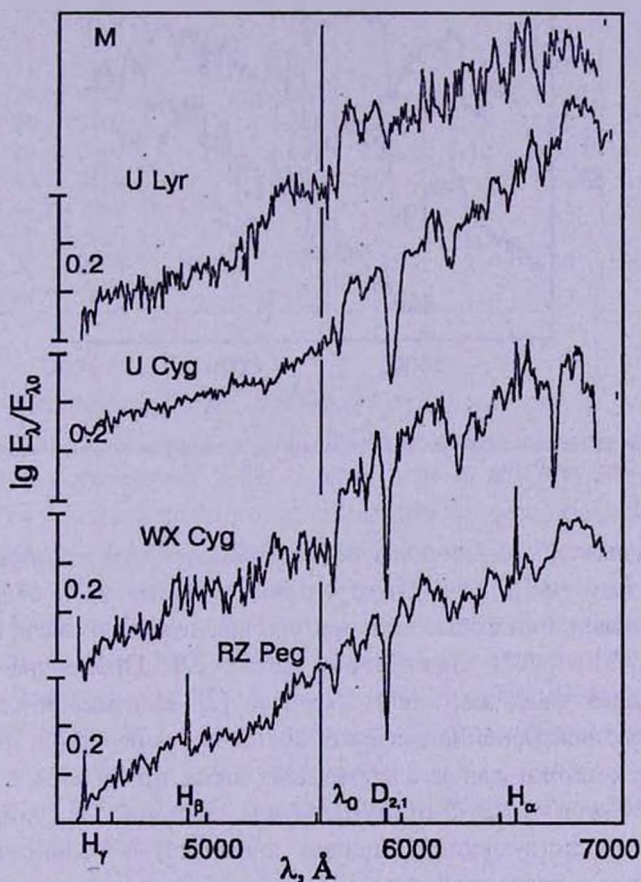


Рис.1 Относительные распределения энергии в спектрах углеродных мирид.

В коротковолновой части спектра ($\lambda < 5200 \text{ \AA}$) ряда звезд (U Cyg, WX Cyg, U Lyr, V Aql) сильно оказывается влияние УФ депрессии. А в спектрах звезд UV Aql, V Aql, RV Cyg, AX Cyg, AW Cyg видна депрессия в диапазоне длин волн от $\lambda 5750 \text{ \AA}$ до примерно $\lambda 6150 \text{ \AA}$. В спектрах звезд WX Cyg и RZ Peg депрессия видна примерно в интервале длин волн $6100\text{--}6500 \text{ \AA}$. Вероятно, эта депрессия является следствием эффекта блокировки молекулярными полосами поглощения CN и C_2 , имеющимися в указанном выше интервале спектра. А может быть это

обусловлено истинным непрерывным поглощением континуума, например, отрицательным ионом углерода или ионами других элементов.

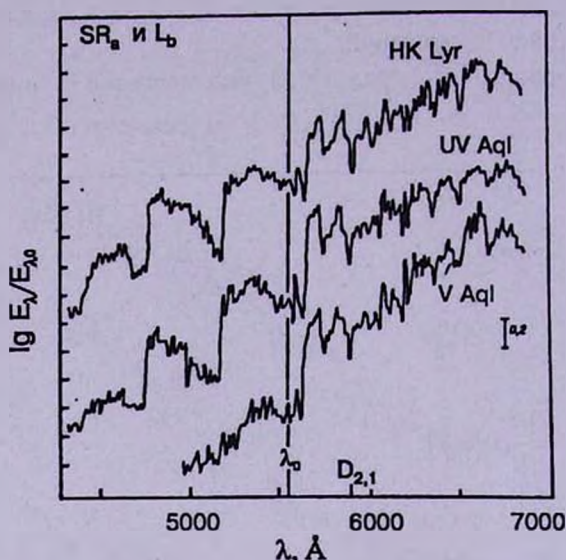


Рис.2. Относительные распределения энергии в спектрах полуправильных переменных углеродных звезд типа SRa и Lb

4. *Цветовые температуры.* Используя приведенные данные о распределении энергии в спектральной области от λ 5710 Å до 6680 Å были определены цветовые температуры исследуемых звезд по цветовому индексу [5710]-[6680], аналогично работе [2]. Процедура определения избытка цвета такая же, как и в работе [2]. Исправленные за влияние межзвездного покраснения значения цветовых температур и их среднеквадратические ошибки для исследованных звезд приведены в табл. 2. Для звезды U Суг в табл. 2 приведены два значения E_{B-V} , обусловленные наблюдаемым поглощением (первое значение) и только межзвездным поглощением (второе значение). Наличие большого расхождения между цветовыми температурами звезды U Суг, вероятно, говорит о том, что у этой звезды существует пылевая оболочка. В пользу данного предположения говорит и то, что звезда U Суг по данным ИК обзора AFGL включена в список углеродных звезд с пылевыми оболочками. Кроме того известно, что показатель цвета [3,5]-[11] является хорошей характеристикой околосредних оболочек. По Берже и др. [10] звезда X Спс, у которой показатель цвета больше 0.7 (а у U Суг он равен 2.0) может иметь хотя бы тонкую оболочку. Если это так, то и у звезд с показателями цвета больше 0.7 также не исключено присутствие оболочки.

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

Звезда	E_{B-V}	$T_{\text{н}}$	$\sigma_r(K)$	$I_{H\delta}$	$I_{H\gamma}$	$I_{H\beta}$	I_D	I_{M3}	I_{CaCl}
ZPsc	0.11	2960	± 68	1.35	1.60	1.04	1.62	1.00	0.72
WOri	1.44	4380	± 122	2.05	2.10	1.90	1.15	1.35	0.85
HK Lyr	0.16	2660	± 15	1.70	1.65	1.45	1.36	-	1.00
UVAql	0.39	2840	-	2.10	1.90	1.65	1.20	1.65	1.08
VAql	0.16	2640	± 35	1.70	-	-	1.25	-	0.75
ULyr	0.21	2190	-	1.60	-	-	0.82	-	-
AWCyg	0.26	2990	-	2.05	1.45	-	0.94	-	0.90
TTCyg	0.21	3100	± 75	2.20	2.10	1.75	1.03	-	0.86
AXCyg	0.29	3100	-	1.40	1.35	1.10	1.35	1.22	1.00
WxCyg	0.43	2360	-	1.45	-	-	1.70	-	0.53
UCyg	0.40	1900	-	1.00	-	-	1.75	-	-
	0.90	2600	-	-	-	-	-	-	-
RVCyg	0.08	2940	± 90	2.00	1.75	-	1.50	0.62	1.14
RZ Peg	0.64	2640	-	0.182	-	-	1.70	-	0.19

5. *Количественный анализ молекулярных полос поглощения и атомных линий.* Следуя работе [2] нами определены молекулярные индексы полос поглощения λ 6212Å CaCl как $-2.5 \lg I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$, где I_{λ_1} и I_{λ_2} - интенсивности у головы полос и квазиконтинуума соответственно. Участки континуума, в основном, расположены в голове полосы поглощения молекулы C_2 в районе длин волн 5710, 5245 и 4815Å. Индексы полос 4976Å и 6212Å были определены относительно кривой излучения черного тела. Индекс линии NaI 5890-96Å был определен относительно локального континуума у 5710Å. Результаты приведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2 полосы системы Свана особенно интенсивны у переменных углеродных звезд типа SR_{p} .

Интенсивные полосы CaCl появляются, в основном, в спектрах звезд спектральных подклассов C5-C7.

6. Основные результаты.

1. Получены распределения энергии в спектрах 13 углеродных звезд подкласса N.

2. В спектрах звезд UV Aql, V Aql, RV Cyg, AX Cyg, AW Cyg обнаружена депрессия в диапазоне 5750 - 6150Å, а в спектрах звезд WX Cyg и RZ Peg - в интервале 6100-6500Å.

3. Определены цветовые температуры. Предполагается, что вокруг звезды U Cyg существует пылевая оболочка.

4. Для количественного анализа определены индексы полос молекулы

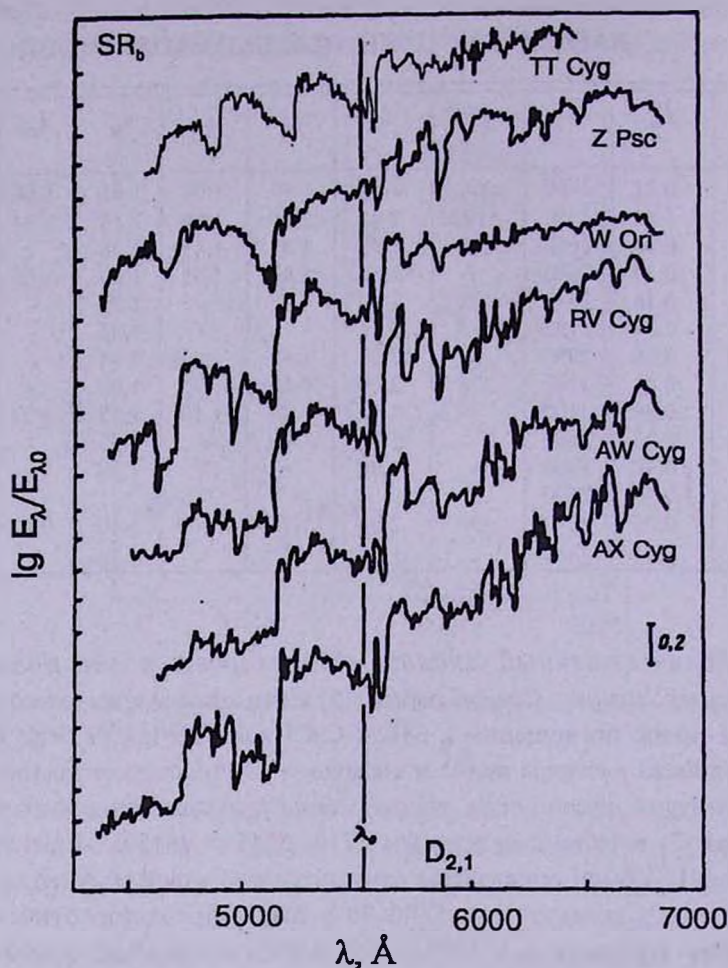


Рис.3. Относительные распределения энергии в спектрах полуправильных переменных углеродных звезд типа SR_b .

C_2 системы Свана, Меррилла-Санфорда, $CaCl$ и линии дублета NaI 5890-96 Å.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

THE SPECTROPHOTOMETRY OF CARBON STARS

S.G.NERSESSIAN, M.SH.KARAPETIAN

13 carbon stars have been studied spectrophotometrically in the wavelength region $4000\text{--}6800\text{\AA}$ with a $2.75\text{ \AA}$ resolution. The obtained energy distributions for the studied stars with respect to the flux at the wavelength $\lambda_0 = 5556\text{\AA}$ are presented in graphical form. The colour temperatures defined on the basis of monochromatic $[5710] - [6680]$ colour indexes for corresponding spectral region are presented. It is supposed that the star U Cyg probably have circumstellar dust envelope. The indexes of the C_2 , Merrill-Sanford, CaCl molecular bands and $D_{2,1}$ line are determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Х. Оганесян, С.Е. Нерсисян, М.Ш. Карапетян, *Астрофизика*, 23, 99, 1985.
2. Р.Х. Оганесян, С.Е. Нерсисян, *Астрофизика*, 23, 245, 1985.
3. С.Е. Нерсисян, Р.Х. Оганесян, *Астрофизика*, 29, 245, 1986.
4. А.В. Харитонов, В.М. Терещенко, Л.Н. Князева. Сводный спектрофотометрический каталог, Алма-Ата, 1978, 147с.
5. М.Ш. Карапетян, Р.А. Саркисян, *Сообщ. Бюраканской обс.* 56, 61, 1985.
6. C.B. Stephenson. A General Catalogue of Cool Carbon Stars. Publ. Warner Swassey Observ., 1, 79, 1979.
7. C.P. Shane. *Lick Observ. Bull.*, 13, 132, 1928.
8. Y. Yamashita. *Ann. Tokyo Astron. Observ. Ser.*, 2, 13, 167, 1972.
9. Б.В. Кукаркин и др., *Общий каталог переменных звезд. Изд. АН СССР*, Т 1-2, 1969-1970.
10. J. Bergeat., F. Sibille, M. Lunel., I. Lefevre. *Astron. Astrophys.*, 52, 227, 1976.

УДК: 524.382

ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ОТКРЫТОГО ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 6913

Р.А.ВАРДАНЯН

Поступила 17 декабря 1997

Принята к печати 25 марта 1998

По фотографическим и инфракрасным наблюдениям скопления NGC 6913 было обнаружено около 15 широких двойных звездных систем, один из компонентов которых является красной звездой.

1. *Введение.* Еще в 1936 г. Амбарцумян [1] указал, что теоретическое отношение числа широких пар и одиночных звезд при диссоциативном равновесии во много тысяч раз больше наблюдаемого. Вслед за этой работой в 1937 г. Амбарцумян [2] показал, что звездных спутников с расстоянием порядка 10^4 а.е. так много, что таким свойством обладает из нескольких десятков по меньшей мере одна звезда.

Амбарцумян в работе [1] сделал очень важный вывод о том, что "сейчас процессы разрушения происходят гораздо (может быть в миллион раз) чаще, чем процессы образования пар. Только в равновесном состоянии эти процессы компенсируют друг друга".

Касаясь динамики звездных скоплений, Амбарцумян указал [3], что они со временем разрушаются. Доказательство такого явления - результаты исследования Мирзояном и др. [4] скопления η и χ Персея, показывающие, что эта звездная система расширяется.

Поскольку настоящая работа посвящена поиску двойных звезд, принадлежащих к звездному скоплению NGC 6913, то приведем одну из важных особенностей двойных звезд. Как известно [5], у двойных звезд более слабому компоненту соответствует более поздний спектральный класс. Поэтому при поисках двойных звезд в скоплениях необходимо их наблюдать как в фотографической, так и в инфракрасной областях спектра, чтобы обнаружить слабые компоненты в парах.

2. *Наблюдение открытых звездных скоплений и их обработка.* Еще в 1970 г. с помощью трехкаскадного ЭОП УМ-92 в Бюраканской обсерватории проводились наблюдения 75 открытых звездных скоплений в инфракрасной ($\lambda_{eff} = 0.9\mu$) области спектра, с целью

выявления инфракрасных звезд в этих скоплениях. Данные этих наблюдений опубликованы в [6]. По четыре инфракрасные звезды были обнаружены в звездных скоплениях NGC 6913, IC 4996 и по одной - в областях скопления NGC 225, 654, 6834, 6871, 7031, 7128 и IC 1805, которые, в основном, являются О-скоплениями.

С целью детального изучения скопления NGC 6913 (принадлежащего к звездной ассоциации Лебедь OB1) в 1977 г. на 6-м телескопе САО и на 2.6-м телескопе БАО были получены прямые снимки этого скопления соответственно на фотопластинке ZU-2 (без светофильтра) и на фотопластинке Кодак II-а, с использованием американского ЭОП ИТТ + IR, т.е. в фотографической и инфракрасной областях спектра.

Изображения прямых снимков скопления NGC 6913, полученных на 6-м телескопе, приводятся на рис.1, а на 2.6-м телескопе - на рис.2.

При сравнении полученного на 6-м телескопе снимка с О-картой Паломарского атласа оказалось, что предельные звездные величины на обоих снимках одинаковы ($I = 14^m.0 - 15^m.0$). Однако инфракрасные звезды № 1, 2, 3 не были обнаружены на снимке, полученном на 6-м телескопе (рис.1).

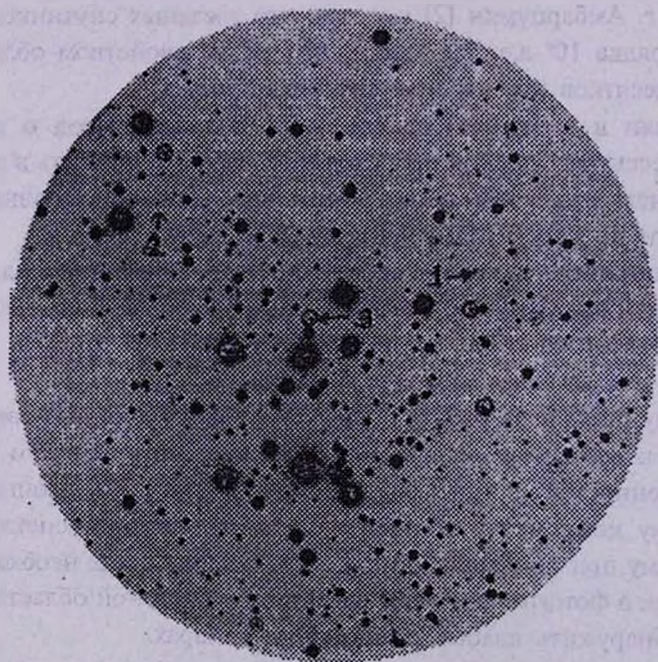


Рис.1. Изображение прямого снимка скопления NGC 6913, полученного в фотографической области спектра на 6.0-м телескопе САО.

В настоящей работе мы приводим результаты наблюдений красных звезд в области скопления NGC 6913, полученных на 2.6-м и 6-м телескопах.

На рис.2, кроме ранее известных инфракрасных объектов (№ 1, 2, 3), были обнаружены еще 25 красных объектов.

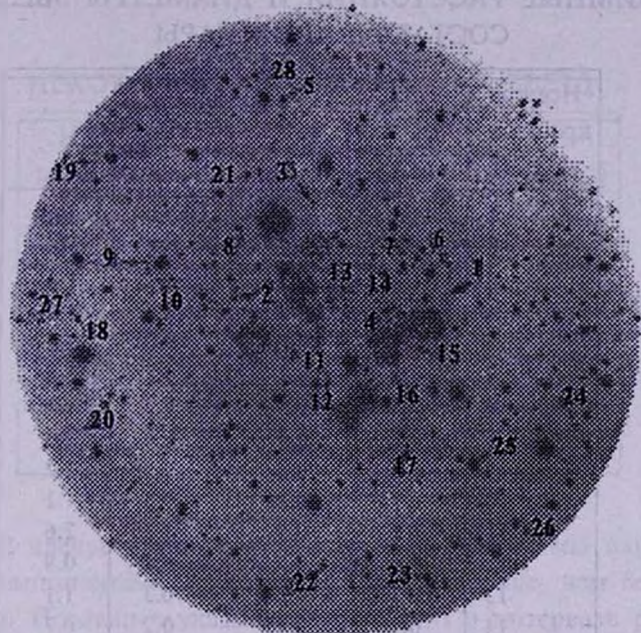


Рис.2. Изображение прямого снимка скопления NGC 6913, полученного в инфракрасной области спектра на 2.6-м телескопе БАО.

Кроме того, на рис.1 отмечены также достаточно голубые объекты, которые не были обнаружены во время наблюдений на 2.6-м телескопе.

Рассмотрение рис.2 показало, что более половины красных звезд довольно близко расположены от фоновых звезд скопления NGC 6913, что наводит на мысль о возможной двойственности этих звезд.

Для проверки возможной двойственности этих звезд нами были определены расстояния $d_{1,2}$ между красными и синими звездами в миллиметрах (первый сосед, рис.2). Были определены также диаметры красного (d_1) и синего (d_2) компонентов пар. Ошибка этих измерений составляет 0.1 мм. (Масштаб на снимках 1 мм = 8".4).

Эти данные ($d_{1,2}$, d_1 , d_2) собраны в табл.1. В пятом столбце таблицы приводится также расстояние $d_{2,3}$ между синим компонентом (в паре с красным) и другим ближайшим соседом, не являющимся красной звездой.

3. Результаты наблюдения. Из приведенных в табл.1 данных и по плотности распределения звезд в области скопления NGC 6913 можно оценить число пар звезд (один из компонентов которых является красной звездой).

Таблица 1

ВЗАИМНЫЕ РАССТОЯНИЯ И ДИАМЕТРЫ ЗВЕЗД,
СОСТАВЛЯЮЩИХ ПАРЫ

Номера красных звезд (п)	$d_{1,2}$	d_1	d_2	$d_{2,3}$
1	3.0	0.4	0.4	3.0
2	1.7	0.7	0.8	1.6
3	4.3	0.7	0.7	1.6
4	≤ 0.7	0.7	≈ 1.2	1.8
5	≤ 0.5	0.7	0.6	2.2
6	0.6	0.7	0.8	1.5
7	0.55	0.4	0.5	1.1
8	0.6	0.4	0.6	2.6
9	0.5	0.3	0.45	1.2
10	0.75	0.25	0.5	1.1
11	≈ 0.7	0.9	1.25	2.6
12	0.4	0.3	0.4	0.9
13	≈ 0.3	≈ 0.3	≈ 0.3	1.1
14	0.2	0.15	0.2	0.7
15	≤ 0.4	0.4	0.5	1.2
16	0.75	0.25	0.4	1.3
17	1.8	0.5	0.7	1.6
18	2.1	0.4	0.6	2.8
19	2.1	0.35	1.6	2.5
20	1.9	0.45	0.8	2.5
21	0.7	0.3	0.5	2.2
22	0.6	0.6	0.5	0.7
23	0.6	0.9	0.9	1.1
24	0.5	0.4	0.5	1.9
25	1.7	1.8	0.7	2.1
26	2.5	1.4	0.7	4.9
27	1.8	0.3	0.4	2.2
28	1.5	0.3	0.4	2.6

С этой целью приведенные в табл.1 расстояния $d_{1,2}$ и $d_{2,3}$ были разбиты на интервалы $d_{1,2}$; $d_{2,3} = 0.00 - 1.0$; $1.0 + 2.0$; $2.0 + 3.0$; $3.0 + 4.0$; ≥ 4.0 мм и подсчитано количество пар $N(d_{1,2})$ и $N(d_{2,3})$ для каждого интервала расстояний $d_{1,2}$ и $d_{2,3}$.

Далее, имея значения $N(d_{1,2})$ и $N(d_{2,3})$, мы определили сумму $N(d_{1,2}) + N(d_{2,3})$ и затем вычислили величину

$$P(d_{1,2}) = \frac{N(d_{1,2})}{N(d_{1,2}) + N(d_{2,3})} \cdot 100,$$

т.е. относительные числа пар звезд, один из компонентов которых является красной звездой. Эти данные приводятся в табл.2.

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О ПАРАХ ЗВЕЗД

Интервал расстояния $d_{1,2}, d_{2,3}$ (в мм)	$N(d_{1,2})$	$N(d_{2,3})$	$P(d_{1,2})$
0.0 - 1.0	17	3	85%
1.0 - 2.0	5	13	28
2.0 - 3.0	3	10	23
3.0 - 4.0	1	1	50
≥ 4.0	2	3	40

Из табл.2 следует, что в интервале $d_{1,2} = 0.0 - 1.0$ мм пары звезд с красными компонентами встречаются в 5.5 раз чаще, чем без красных компонентов. Последнее указывает на то, что в интервале расстояний $d_{1,2} = 0.0 - 1.0$ мм из 17 пар (с красными компонентами) лишь 3 пары звезд могут оказаться нефизическими системами; все остальные 14 пар являются двойными системами.

В пользу этого говорят и данные математического ожидания числа пар с красными компонентами, вычисленные по плотности распределения звезд в области NGC 6913.

По нашим оценкам оказалось, что в области NGC 6913 можно ожидать всего лишь 2 + 3 пары звезд, один из компонентов которых является красной звездой, расстояние между которыми меньше $d_{1,2} < 7''$.

Итак, из вышеприведенных данных можно заключить, что в области скопления NGC 6913 обнаружено всего 17 пар звезд, один из компонентов которых является красной звездой.

Нами были проведены также поиски голубых звезд в области NGC 6913 на снимке 6-м телескопа CAO на фотопластинке ZU-2 (см. рис.1). На этом рисунке отмечены обнаруженные нами три голубые звезды (№ 1, 2, 3), которые не обнаружены на снимках, полученных на 2.6-м телескопе. Возможно, что эти звезды являются белыми карликами.

Теперь, убедившись в том, что обнаруженные нами пары звезд, расстояние между компонентами которых меньше $7''$, являются физическими системами, рассмотрим вопрос зависимости между диаметрами компонентов d_1, d_2 этих пар. Эта зависимость приводится на рис.3.

Как следует из рис.3, с увеличением диаметра главного (яркого) компонента двойных звезд (d_1) увеличивается диаметр второго (красного) компонента, хотя второй компонент на снимке, полученном на 6-м

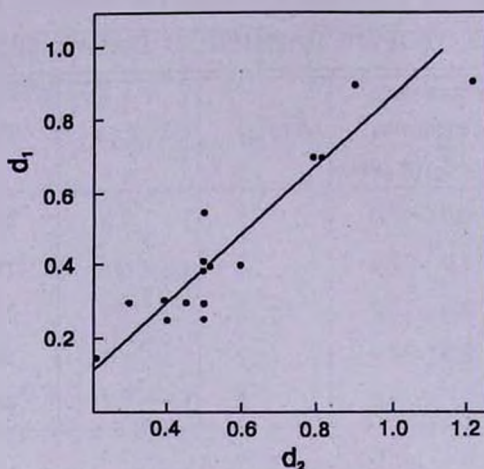


Рис.3. Зависимость между диаметрами (d_1 , d_2) красных и синих компонентов двойных звезд.

телескопе САО в фотографической области спектра не обнаружен (см. рис.1). Приведенная на рис.3 зависимость между диаметрами компонентов двойных звезд ($d_{1,2} \leq 0.7\text{мм}$) еще раз показывает, что найденные нами пары звезд являются физическими системами.

Теперь, учитывая, что у других скоплений (например, IC 4996, которое расположено ближе к скоплению NGC 6913 - оба они принадлежат к ассоциации Лебедь OB1) не было обнаружено столь большое количество двойных звезд, можно предположить, что найденные нами двойные звезды принадлежат к скоплению NGC 6913. Если это так, то, учитывая расстояние скопления NGC 6913, которое согласно Хемфри [7] равно $r = 1200$ пк, можно оценить расстояние компонентов двойных звезд. Расчеты показывают, что расстояния между компонентами этих двойных звезд находятся в интервале $R = 20000 - 60000$ а.е.

Согласно Амбарцумяну [2], такие пары считаются широкими парами, следовательно они со временем должны разрушиться.

Итак, мы имеем данные о широких двойных системах звезд в области скопления NGC 6913, которые говорят о короткой шкале этих галактических систем.

4. Заключение. Из анализа фотографических и инфракрасных наблюдений скопления NGC 6913 можно заключить:

1. Звездное скопление NGC 6913 содержит около 15 широких двойных систем, один из компонентов которых является красной звездой.

2. Существование столь широких ($R=2.10^4+6.10^4$ а.е.) пар у открытых звездных скоплений указывает на статистическое неравновесие подобных галактических систем.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

DOUBLE STARS IN THE REGION OF THE NGC 6913 CLUSTER

R.A.VARDANIAN

From photographic and infrared observations of the cluster NGC 6913 15 wide double stars one of components of which is a cool star have been discovered.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.І, под ред. В.В.Соболева, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960, с.140.
2. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.І, под ред. В.В.Соболева, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960, с.142.
3. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.ІІ, под ред. В.В.Соболева, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960, с.123.
4. Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян, Астрофизика, 6, 1970, 411.
5. Т.А.Агекян и др., Курс астрофизики и звездной астрономии, т.ІІ, под ред. А.А.Михайлова, Гос. изд. физ.-мат. лит., М., 1962, с.60.
6. Р.А.Варданян, Астрофизика, ІІ, 1975, 351.
7. R.M.Humphreys, A. J. Suppl. Ser., 38, 309, 1978.

УДК: 524.4-76-626

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОБЪЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ОБЛАСТЯМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. СВЯЗЬ СО ЗВЕЗДНЫМИ АССОЦИАЦИЯМИ, ИК-ИСТОЧНИКАМИ И МАЗЕРАМИ ВОДЫ

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 15 декабря 1997

Принята к печати 25 сентября 1998

Исследована связь двух видов объектов, в основном найденных в Бюракане, со звездными ассоциациями, точечными источниками IRAS и мазерами воды. Это кометарные туманности и объекты Х-А. Показано, что почти все исследуемые объекты связаны с ОБ- или Т-ассоциациями. Найденны две группировки, состоящие из нестационарных объектов. Возможно, они являются частью неизвестных Т-ассоциаций. Выяснилось, что около половины кометарных туманностей и объектов Х-А связаны с точечными источниками IRAS. С мазерами воды связаны 22% объектов Х-А и 8% кометарных туманностей.

1. *Введение.* Мы выбрали два вида объектов, являющихся молодыми нестационарными объектами, в основном связанными с областями звездообразования нашей Галактики. Подавляющее большинство этих объектов найдено в БАО. Это кометарные туманности и объекты Хербига-Аро. В данной работе будет установлена связь этих объектов с ОБ- или Т-ассоциациями, точечными источниками IRAS [1] и мазерами воды.

Для уточнения связи объектов с определенными ассоциациями использованы полученные нами, совместно с мексиканскими астрономами [2], лучевые скорости (по линиям ^{12}CO) ряда этих объектов. Как будет показано ниже, почти все исследованные нами объекты оказались связанными с теми или иными звездными ассоциациями.

2. *Объекты CLN - кометарные туманности и сходные с ними туманности.* Как известно, кометарные туманности являются маленькими туманностями определенной формы, физически связанными в основном с нестационарными звездами типа Т Тельца, А_c/В_c Хербига и др. Многие кометарные туманности связаны с объектами Х-А и яркими струями.

Поскольку списки кометарных туманностей все время обновляются из-за обнаружения все новых объектов, мы сочли целесообразным привести новый список кометарных туманностей. Для каждого объекта из этого списка определена ОБ- или Т-ассоциация, с которой связан этот

объект. Связь с ассоциацией подтверждена посредством сравнения радиальных скоростей. В [3] приведены средние радиальные скорости звезд ассоциаций, а в [2] найдены радиальные скорости кометарных туманностей (по линиям ^{12}CO). Предпочтение из ассоциаций, имеющих сходные координаты с кометарными туманностями, дано той ассоциации, средняя скорость которой близка к полученным нами радиальным скоростям кометарных туманностей.

В столбце 1 табл.1 приводится номер CLN, в 2 - оригинальные обозначения кометарных туманностей: PP - [4], GM1 - [5], GM2 - [6], G1 - [7], G2 - [8], G3 - [9], G4 - [10], GRV - [11]. В столбцах 3 и 4 приводятся координаты объектов CLN (соответственно α_{1950} и δ_{1950}), в 5 - вид туманности, причем использованы следующие обозначения: I - в виде конуса, Ia - в виде биконуса, II - в виде запятой (хвоста), IIa - в виде кольца (восьмерки), III - в виде дуги, в 6 - название OB- или Т-ассоциации, с которой связан объект CLN, в 7- расстояние до ассоциации в пк [3], в 8 - средняя радиальная скорость звезд ассоциации [3], в 9 - лучевая скорость объектов CLN, полученная по линиям ^{12}CO [2], в 10 - наличие точечного источника IRAS, связанного с туманностью, в 11 - вид источника IRAS согласно [12].

Как видно из табл.1, почти все объекты CLN удалось отождествить с известными OB- или Т-ассоциациями. На месте объектов CLN 26, 124, 132, 142 и 150 известных ассоциаций найти не удалось. Объекты CLN 108 - 116 расположены в темном облаке LDN 1664. Эта группа объектов проецируется на OB-ассоциацию Pup OB 1, которая расположена на расстоянии 2500 пк. Однако принадлежность этой группы вышеназванной ассоциации весьма сомнительна. Средние размеры гигантских молекулярных облаков 50 пк [2]. Взяв эту величину в качестве истинного размера облака LDN 1664 и имея его угловые размеры 5° , можно оценить расстояние до облака. Это составляет 570 пк. Далее будет показано, что с этой группой объектов CLN связаны несколько объектов X-A (NH 50-53). Таким образом можно считать, что на расстоянии порядка 500-600 пк расположена группировка (14 объектов) молодых объектов, связанных с темным облаком LDN 1664.

Уточним некоторые данные из табл.1. Объект CLN 11 находится в ассоциации Апоп, которая найдена нами [13], объект CLN 122 найден в [14]. Средняя радиальная скорость для Сер OB 2 приводится в [15], а для объектов CLN из этой ассоциации в [16]. Данные о Т-ассоциациях взяты из [17], группировка звезд типа Т Тельца N 26 (CLN 170 и 174) взята из табл.28 [17] (список заподозренных Т-ассоциаций).

Использованные нами скорости рассчитаны для входящих в ассоциацию звезд. Однако радиальные скорости кометарных туманностей скорее относятся к скоростям молекулярных облаков, связанных с ассо-

Таблица 1

СВЯЗЬ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ СО ЗВЕЗДНЫМИ
АССОЦИАЦИЯМИ И ИК-ИСТОЧНИКАМИ

N	Назв.	α_{1950}	δ_{1950}	Типе	Ассоц.	D(пк)	$V(stars)$	V_x	IR	Тип
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	PP1	0 ^h 04 ^m .9	65° 22'	II	CasOB1	1180	-8	-5.2	-	—
2	PP2	0 08 .7	58 32	II	"—"	"—"	"—"	-0.8	+	2
3	PP3	0 09 .1	58 33	II	"—"	"—"	"—"	-0.5	+	2
4	PP4	0 09 .7	65 16	II	"—"	"—"	"—"	-18.2	+	3
5	GM1-58	0 14 .2	65 30	-	"—"	"—"	"—"	—	-	—
6	PP5	0 17 .5	59 02	-	CasOB9	800	-25.9	—	+	3
7	GM1-59	0 17 .8	61 41	-	"—"	"—"	"—"	—	-	—
8	GM1-1	0 31 .6	58 39	III	"—"	"—"	"—"	—	-	—
9	GM1-33	0 34 .0	63 13	II	CasOB14	1180	-8	-18.2	+	1
10	G1-1	0 37 .4	62 35	-	"—"	"—"	"—"	—	-	—
11	GM2-2	0 44 .1	52 18	-	Anon	1200	—	—	-	—
12	GM2-4	2 13 .2	55 09	-	CasOB6	1960	-47.0	—	+	—
13	PP7	2 53 .4	60 29	II	"—"	"—"	"—"	-39.0	-	—
14	G1-2	2 53 .6	60 30	I	"—"	"—"	"—"	-39.0	+	—
15	G1-3	2 57 .6	60 19	I	"—"	"—"	"—"	-39.0	+	1
16	G1-4	3 13 .4	59 59	I	CamOB1	740	-5.73	—	+	3
17	GM1-2	3 21 .0	30 07	III	PerOB2	330	15	6.2	-	—
18	GM1-55	3 22 .1	30 36	Ia	"—"	"—"	"—"	4.4	+	2
19	GM1-13	3 24 .8	30 02	I	"—"	"—"	"—"	6.2	+	—
20	G1-5	3 25 .6	31 08	I	"—"	"—"	"—"	—	-	—
21	PP10	3 25 .7	30 34	II	"—"	"—"	"—"	6.5	-	—
22	G1-6	3 27 .7	30 23	IIa	"—"	"—"	"—"	—	-	—
23	GM1-14	3 50 .8	38 02	I	"—"	"—"	"—"	-2.6	+	2
24	GM1-34	3 56 .2	51 25	II	CamOB1	740	-5.73	—	+	3
25	G1-7	3 59 .1	35 51	I	PerOB2	330	15	—	-	—
26	G3-1	4 06 .8	85 43	Ia	—	—	—	—	-	—
27	GM1-60	4 07 .3	38 00	—	PerOB2	330	15	-3.0	+	2
28	G3-2	4 10 .9	24 42	II	TauT1	200	—	—	-	—
29	PP14	4 15 .6	28 09	—	"—"	"—"	"—"	7.5	-	—
30	PP15	4 17 .8	14 33	I	OriOB1	460	18	—	-	—
31	PP16	4 18 .9	28 18	I	TauT1	200	—	7.5	+	2
32	NGC1555	4 19 .1	19 25	III	TauT2	170	—	—	+	2
33	PP18	4 23 .7	25 59	III	TauT1	200	—	—	-	—
34	G1-8	4 26 .6	35 16	IIa	PerOB2	330	15	-1.0	-	—
35	PP20	4 32 .9	22 47	III	TauT3	170	—	—	+	2
36	PP21	4 35 .4	26 05	II	"—"	"—"	—	—	-	—
37	PP22	4 37 .4	07 16	—	OriOB1	460	18	—	-	—
38	PP23	4 52 .8	30 29	II	AurT1	170	—	6.2	-	—
40	GM1-36	5 12 .2	09 27	II	OriOB1	460	18	—	-	—
41	GM1-37	5 12 .4	09 21	II	"—"	"—"	"—"	—	-	—
42	PP28	5 28 .1	34 09	I	AurOB1	1170	-3.25	—	+	—
43	PP29	5 28 .6	12 07	I	OriOB1	460	18	—	-	—
44	GM1-61	5 29 .7	12 30	—	"—"	"—"	"—"	—	-	—
45	GM1-62	5 30 .6	30 29	—	AurOB2	2960	-13.0	—	+	1

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
46	GM1-17	5 32.6	13 31	I	OriOB1	460	18	—	-	—
47	PP32	5 33.4	-5 30	II	"—"	"—"	"—"	11.7	-	—
48	PP33	5 33.9	-6 28	II	"—"	"—"	"—"	8.6	-	—
49	NGC1999	5 34.0	-6 44	II	"—"	"—"	"—"	9.1	-	—
50	GM1-39	5 34.0	31 59	II	AurOB2	2960	-13.0	-19.5	+	—
51	GM1-40	5 35.6	30 39	II	"—"	"—"	"—"	-16.9	+	1
52	PP37	5 35.9	-7 03	II	OriOB1	460	18	6.0	+	2
53	PP38	5 36.3	26 21	II	TauT4	200	—	—	+	3
54	PP39	5 36.9	-7 27	—	OriOB1	460	18	6.5	+	1
55	GM1-63	5 36.9	-0 39	—	"—"	"—"	"—"	—	+	3
56	GM1-64	5 37.5	23 50	—	TauT4	200	—	—	+	1
57	GM1-65	5 37.5	35 40	—	AurOB2	2960	-13.0	-18.2	+	1
58	GM1-66	5 37.5	35 41	—	"—"	"—"	"—"	-18.2	+	1
59	PP41	5 39.0	06 40	—	OriOB1	460	18	—	-	—
60	PP42	5 39.4	-8 03	III	"—"	"—"	"—"	—	-	—
61	PP43	5 42.6	05 03	II	"—"	"—"	"—"	12.4	-	—
62	PP44	5 43.5	-0 13	Па	"—"	"—"	"—"	10.4	+	1
63	PP45	5 45.0	00 38	II	"—"	"—"	"—"	—	+	1
64	PP46	5 51.4	01 38	I	"—"	"—"	"—"	—	-	—
65	GM1-67	5 51.6	01 43	—	"—"	"—"	"—"	—	-	—
66	GM1-18	5 53.0	03 23	I	"—"	"—"	"—"	—	-	—
67	GM1-68	5 55.5	16 30	—	GemOB1	1100	13.1	7.8	-	—
68	GM1-4	5 55.7	16 31	III	"—"	"—"	"—"	"—"	-	—
69	PP48	5 55.7	16 32	II	"—"	"—"	"—"	"—"	-	—
70	G4-1	5 56.8	32 05	—	AurOB1	1170	-3.25	—	+	2
71	GM1-5	5 57.3	31 57	III	"—"	"—"	"—"	—	+	1
72	GM1-6	5 58.9	26 25	III	TauT4	200	—	—	+	2
73	PP49	5 59.0	16 31	III	GemOB1	1100	13.1	2.6	+	2
74	PP50	6 00.0	-9 07	II	OriOB1	460	18	—	+	1
75	PP51	6 01.1	-9 44	—	"—"	"—"	"—"	13.5	+	1
76	PP52	6 01.3	30 31	II	AurOB1	1170	-3.25	2.6	+	1
77	PP53	6 03.6	-15 39	II	OriOB1	460	18	—	-	—
78	PP54	6 04.9	18 42	Ia	MonOB1	550	21.8	—	-	—
79	GM1-41	6 05.4	-5 15	II	OriOB1	460	18	—	-	—
80	GM1-69	6 05.4	-6 16	—	"—"	"—"	"—"	—	-	—
81	GM1-70	6 06.2	-6 54	—	"—"	"—"	"—"	—	-	—
82	PP55	6 09.4	-6 08	—	"—"	"—"	"—"	—	+	—
83	GM1-19	6 10.0	18 00	I	MonOB1	550	21.8	—	+	—
84	GM1-43	6 10.1	-6 12	II	OriOB1	460	18	—	-	—
85	GM1-71	6 10.3	-6 11	—	"—"	"—"	"—"	—	+	1
86	PP57	6 10.6	17 56	Па	MonOB1	550	21.8	—	+	1
87	GM1-44	6 10.8	-6 13	II	OriOB1	460	18	—	-	—
88	GM1-45	6 11.5	17 45	II	MonOB1	550	21.8	—	+	1
89	PP59	6 11.7	13 51	Ia	"—"	"—"	"—"	—	+	1
90	PP60	6 12.0	-6 19	—	OriOB1	460	18	—	-	—
91	PP61	6 12.4	-6 21	—	"—"	"—"	"—"	—	+	3
92	PP62	6 29.9	10 21	I	MonOB1	550	21.8	—	+	—
93	GM1-20	6 34.0	05 38	I	"—"	"—"	"—"	—	+	3

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
94	GM1-72	6 34 .0	05 39	—	"—"	"—"	"—"	—	+	3
95	GM1-7	6 34 .0	05 39	III	"—"	"—"	"—"	—	+	3
96	GM1-73	6 34 .5	06 01	—	"—"	"—"	"—"	—	-	—
97	GRV1	6 34 .6	-30 23	—	PupOB1	2500	43	—	+	1
98	NGC2261	6 36 .4	08 46	I	MonOB1	550	21.8	—	+	2
99	GM1-65	6 42 .9	03 01	—	"—"	"—"	"—"	—	-	—
100	GM1-66	6 54 .9	-8 16	—	CMaOB1	350	26.6	—	-	—
101	PP67	6 55 .6	-7 53	I	"—"	"—"	"—"	—	+	2
102	G3-3	6 56 .5	-4 50	IIa	"—"	"—"	"—"	—	-	—
103	PP68	6 57 .3	-7 42	I	"—"	"—"	"—"	—	+	1
104	GM1-69	6 58 .4	-8 51	—	"—"	"—"	"—"	—	+	—
105	GM1-70	7 00 .2	-11 21	I	"—"	"—"	"—"	—	-	—
106	GM1-71	7 01 .5	-11 28	II	"—"	"—"	"—"	—	+	2
107	PP72	7 01 .8	-11 15	—	"—"	"—"	"—"	—	-	—
108	GM1-46	7 22 .2	-25 48	II	—	—	—	—	-	—
109	GM1-21	7 22 .3	-26 10	I	—	—	—	—	+	—
110	GM1-8	7 22 .5	-24 28	III	—	—	—	—	-	—
111	GM2-7	7 22 .6	-24 24	—	—	—	—	—	+	—
112	GM1-22	7 22 .8	-24 23	I	—	—	—	—	+	1
113	G1-9	7 18 .1	-18 29	II	—	—	—	—	-	—
114	PP75	7 30 .2	-16 55	—	—	—	—	—	-	—
115	PP76	7 30 .9	-16 49	—	—	—	—	—	-	—
116	PP77	7 33 .6	-18 41	II	—	—	—	—	-	—
117	GRV2	7 48 .7	-32 59	II	PupOB3	1700	—	—	+	3
118	PP78	8 19 .0	-36 05	I	"—"	"—"	"—"	—	+	1
119	GRV4	8 36 .7	-40 52	II	VelaOB1	1450	—	—	-	—
120	GM1-23	8 51 .4	-42 02	I	PupOB3	1700	—	—	+	1
121	GRV10	10 40 .6	-62 54	II	CarOB1	—	—	—	+	3
122	Anon	11 07 .3	-77 28	I	ChaT1	500	—	—	+	1
123	PP79	11 09 .3	-61 06	—	CarOB1	1500	—	—	-	—
124	GM2-9	11 46 .6	05 24	—	—	—	—	—	-	—
125	GRV11	12 03 .7	-59 54	I	CarOB1	1500	—	—	+	3
126	GRV12	13 28 .9	-60 10	II	CenOB1	1500	—	—	+	1
127	GRV13	13 54 .3	-63 36	I	"—"	"—"	—	—	-	—
128	GRV14	13 54 .3	-63 35	I	"—"	"—"	—	—	+	2
129	GRV17	14 59 .2	-63 09	II	"—"	"—"	—	—	-	—
130	GRV18	15 40 .6	-34 00	II	ScoOB2	180	—	4.2	-	—
131	PP81	15 42 .0	-34 08	—	"—"	"—"	—	4.2	+	2
132	G3-4	16 04 .4	00 34	I	—	—	—	—	-	—
133	PP82	16 23 .9	-24 39	II	ScoOB2	180	—	3.9	-	—
134	GM1-47	16 26 .6	-26 40	II	"—"	"—"	—	—	-	—
135	GM1-48	16 31 .5	-15 41	II	"—"	"—"	—	0.8	+	1
136	GRV19	16 44 .9	-48 00	I	AraOB1	1400	—	—	-	—
137	GRV20	17 03 .5	-45 25	I	"—"	"—"	—	—	-	—
138	GM1-24	17 13 .7	-36 18	I	ScoOB4	1180	—	-9.7	+	1
139	GM1-25	17 16 .8	-35 51	I	"—"	"—"	—	—	-	—
140	G1-10	17 18 .1	-44 05	I	"—"	"—"	—	—	+	-
141	G1-11	17 18 .1	-44 05	I	"—"	"—"	—	—	-	—

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
142	GRV21	17 35 .4	-76 34	I	---	---	---	---	-	---
143	GM1-74	18 07 .4	-23 50	I	SgrOB1	1520	-4.0	---	+	3
144	GM1-9	18 08 .7	-15 31	III	SctOB2	730	1.5	---	-	---
145	G3-5	18 15 .4	-16 52	I	---	---	---	---	+	1
146	GM1-75	18 16 .1	-20 49	---	---	---	---	---	+	1
147	G1-12	18 17 .9	-15 39	I	---	---	---	---	-	---
148	GM1-49	18 21 .6	-1 05	II	---	---	---	---	-	---
149	GM1-50	18 26 .5	00 27	II	---	---	---	---	+	---
150	GM1-56	18 39 .2	08 05	Ia	---	---	---	16.9	+	3
151	NGC6729	18 58 .4	-37 02	I	CmT1	115	---	6.8	+	1
152	G3-6	19 04 .7	05 08	I	AqlOB1	2750	---	---	-	---
153	GM1-76	19 18 .0	11 18	---	VulOB4	1020	4.0	---	-	---
154	G2-3	19 24 .7	22 29	I	---	---	---	---	-	---
155	PP88	19 26 .6	09 32	I	---	---	---	---	+	1
156	GM1-26	19 40 .3	22 58	I	VulOB2	4000	15.0	27.3	+	1
157	GM2-10	19 43 .4	27 43	---	VulOB4	1020	4.0	---	+	1
158	GM1-77	20 10 .6	35 46	---	CygOB9	1000	-19.7	10.1	+	1
159	GM1-27	20 18 .4	37 01	I	---	---	---	2.3	+	1
160	GM1-28	20 21 .8	35 56	I	---	---	---	---	-	---
161	PP92	20 22 .0	42 03	IIa	---	---	---	6.5	+	---
162	GM1-10	20 22 .2	35 41	III	---	---	---	10.1	+	---
163	GM1-11	20 22 .5	33 51	III	---	---	---	---	-	---
164	PP95	20 22 .7	42 04	Ia	---	---	---	5.2	-	---
165	G4-2	20 35 .9	67 45	IIa	CepT1	280	---	2.6	-	---
166	GM1-29	20 45 .4	67 46	I	---	---	---	2.6	+	1
167	GM1-30	20 47 .4	47 54	I	CygOB7	740	-10.1	---	-	---
168	PP98	20 57 .1	44 04	III	---	---	---	3.9	-	---
169	PP99	20 59 .6	50 10	III	---	---	---	0.0	-	---
170	GM1-54	21 01 .6	59 19	II	CepOB2	710	-8	---	+	---
171	G2-5	21 02 .3	50 02	I	CygOB7	740	-10.1	---	+	2
172	PP100	21 02 .3	67 55	---	CepT1	280	---	3.6	-	---
173	G3-7	21 04 .3	66 34	III	CepT1	280	---	---	-	---
174	GM1-51	21 21 .1	46 38	II	CygOB7	740	-10.1	---	+	3
175	GM1-31	21 35 .2	57 18	I	CepOB2	710	-8	-7.8	-	---
176	GM2-14	21 39 .3	58 45	I	---	---	---	---	-	---
177	GM1-12	21 40 .7	54 41	III	---	---	---	0.8	-	---
178	GM1-52	21 41 .0	55 43	II	---	---	---	---	-	---
179	GM1-53	21 41 .6	65 57	II	N26	---	---	---	-	---
180	GM1-57	21 41 .7	65 51	IIa	---	---	---	---	+	1
181	GM1-32	22 05 .1	58 48	I	CepOB2	710	-8	-1.65	+	1
182	PP103	22 33 .2	40 18	IIa	LacT1	---	---	---	-	---
183	GM1-76	22 33 .8	68 55	---	N26	---	---	---	+	---
184	GM2-14	22 55 .1	61 40	---	CepOB3	720	-12	---	+	1
185	G1-13	22 57 .0	59 14	---	---	---	---	---	+	1
186	GM1-79	23 03 .7	59 59	---	CepOB1	3000	-50.6	-50.7	-	---
187	G3-8	23 43 .6	63 03	I	CepOB3	720	-12	---	-	---
188	GM2-15	23 43 .8	63 06	---	---	---	---	---	-	---
189	PP106	23 56 .2	66 09	---	---	---	---	-6.5	+	---

циями. Посмотрим, как соотносятся эти скорости для реальных ассоциаций.

а) Сер OB 2. В [15] нами подсчитана средняя V_d звезд ассоциации: -8 км/с. В [16] мы получили для облаков, связанных с ассоциацией, $V_d = -2.8$ км/с и 6.4 км/с. Как видно из этих данных, скорости звезд и облаков разнятся на 14 км/с.

б) Сер OB 3. Средние скорости двух подгрупп звезд -9 и -15 км/с [18]. Скорости в облаках -8 - -15 км/с [18], т.е. разница может достигать 7 км/с.

в) Пер OB 2. Средняя скорость звезд 15 км/с, скорости облаков 3 - 11 км/с [18], т.е. разница может достигать 12 км/с.

г) Ори OB 1. Средняя скорость звезд ассоциации 18 км/с, средняя скорость в молекулярном облаке, связанном с ассоциацией, 9.6 км/с (± 2.1 км/с) [19]. Разница этих скоростей может достигать 10 км/с.

Из вышеприведенных данных можно сделать вывод о том, что разница между величинами радиальных скоростей в столбцах 8 и 9 в табл.1 может достигать 10 км/с, что вполне реально будет отражать наличие физической связи между объектами CLN и ассоциациями.

Из этой схемы выпадают объекты CLN 23, 27 и 34. Как сказано у Сарджент [18], некоторые авторы причисляют молекулярное облако, примыкающее к светлой туманности NGC 1499, к Пер OB 2. Сарджент предпочитает не причислять, т.к. скорость этого молекулярного облака (-4 км/с) существенно отличается от скорости Пер OB 2 (см. выше). Наши объекты CLN 23, 27 и 34, по-видимому, принадлежат этому облаку, о чем кроме радиальных скоростей свидетельствует и их расположение. Ввиду того, что NGC 1499 освещается звездой ξ Пер, которая входит в ассоциацию Пер OB 2, можно считать, что и NGC 1499 вместе с молекулярным облаком находится на расстоянии Пер OB 2 - 330 пк (следовательно на этом расстоянии расположены и CLN 23, 27 и 34).

Еще об одной группе объектов следует сказать особо. Это объекты CLN 158 - 164. В табл.1 эти объекты отнесены к Суг OB 9, однако большая разница между радиальными скоростями (-19.7 км/с для ассоциации и 2.3 - 10.1 км/с для объектов CLN) исключает возможность физической связи. Можно предположить, что эта группировка объектов CLN просецируется на Суг OB 9, а сама группировка составляет часть неизвестной пока Т-ассоциации.

Из табл.1 на основе найденных нами радиальных скоростей объектов можно сделать вывод и о скоростях некоторых Т-ассоциаций, для которых нет подобных данных. Так, для Тау T1 имеем 7.1 км/с, для Тау T4 - 3.1 км/с, для Ауг T1 - 5.1 км/с, для Сга T1 - 6.8 км/с, для Сер T1 - 3.1 км/с (здесь использованы также данные для радиальных скоростей некоторых объектов NHL, приведенные далее в табл.2).

О связи объектов из табл.1 с ИК-источниками и мазерами воды будет сказано ниже в разделе 4.

3. *Объекты Хербига-Аро (объекты HNL).* Это найденные в Бюракане объекты, внешне похожие на объекты Х-А. Они обнаружены при просмотре карт Паломарского атласа и карт южного неба ESO [20-24,11]. Спектральные наблюдения многих из этих объектов подтвердили бытность этих объектов объектами Х-А [21,25].

В табл.2, в которой выявлена связь объектов HNL со звездными ассоциациями, в столбце 1 дается номер объекта HNL, в 2 - оригинальное название объекта [20-24,11], в 3 и 4 - координаты (соответственно α_{1950} и δ_{1950}), в 5 - название ОБ или Т-ассоциации, с которой связан объект HNL, в 6 - расстояние до ассоциации в пк [3], в 7 - средняя V_r звезд ассоциации в км/с [3], в 8 - V_r , найденная для объектов HNL по линиям ^{12}CO [2,16], в 9 - наличие точечного источника IRAS, связанного с HNL, в 10 - вид этого точечного источника согласно [12].

Как видно из табл.2, почти все объекты HNL удалось отождествить с известными ОБ- или Т-ассоциациями, кроме HNL 4, 54 и 55. Как сказано выше, намечается группировка нестационарных объектов, связанных с темным облаком LDN 1664. В табл.2 таковыми являются HNL 50 - 53а. В табл.2, кроме каталога ОБ-ассоциаций [3] и Т-ассоциаций [17] использован также список заподозренных Т-ассоциаций (табл.28 из [17], из которой взяты N8 и N26).

С молекулярным облаком, расположенным около Per OB 2 (об этом облаке сказано выше), связаны HNL 9, 11 и 13. Как отмечено выше, допустимым отличием радиальных скоростей звезд ассоциации от радиальных скоростей связанных с ними молекулярных облаков является примерно 10 км/с, так что соответствие объектов HNL звездным ассоциациям в основном удовлетворяет этому критерию.

4. *Связь объектов CLN и HNL с точечными источниками IRAS и мазерами воды.* В работе [12] сделана удачная попытка классификации ИК-источников на основе определения их разностей цвета. Вводятся три величины: $R_{12} = \lg ((F_{25} \cdot 12)/(F_{12} \cdot 25))$, $R_{23} = \lg ((F_{60} \cdot 25)/(F_{25} \cdot 60))$ и $R_{34} = \lg ((F_{100} \cdot 60)/(F_{60} \cdot 100))$. Затем для разного рода ИК-источников рассчитываются эти величины. Оказывается, что для трех видов объектов, связанных с областями звездообразования, эти величины попадают в достаточно определенные интервалы. Вид 1 - объекты, связанные с мазерами воды. Для них $R_{12} = 0.2 - 0.8$, $R_{23} = 0 - 1.3$, $R_{34} = -0.3 - 0.3$. Вид 2 - звезды типа Т Тельца. Для них $R_{12} = -0.25 - 0.15$, $R_{23} = -0.5 - 0.1$, $R_{34} = -0.25 - 0.2$. Вид 3 - холодные источники, погруженные в темные облака (предположительно звезды на ранней стадии эволюции). Для них $R_{34} > 0.3$. В нашей статье мы будем использовать эту клас-

Таблица 2

СВЯЗЬ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА-АРО СО ЗВЕЗДНЫМИ
АССОЦИАЦИЯМИ И ИНФРАКРАСНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

N	Назв.	α_{1950}	δ_{1950}	Ассоц.	D(пк)	φ (звезд)	V_A	IR	Тип
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	G1-1	0 ^h 17 ^m . 8	61°41'	CasOB9	800	-25.9	-29.9	-	---
2	GGD1	0 18. 0	61 40	"---	"--	"--	"--	-	---
3	G1-2	0 33. 9	63 12	"---	"--	"--	-18.2	+	1
4	G1-3	2 55. 9	17 04	N8	---	---	-5.2	-	---
5	G1-4	3 03. 5	58 20	CasOB6	1960	-47.0	-40.3	+	1
6	G4-1	3 13. 4	59 59	CamOB1	740	-5.73	-14.7	+	3
7	GGD2	3 25. 7	30 51	PerOB2	330	15	---	+	1
8	GGD3	3 25. 8	30 54	"---	"--	"--	---	-	---
9	G1-5	3 33. 3	37 05	"---	"--	"--	0.6	-	---
10	G1-6	3 44. 5	32 50	"---	"--	"--	10.0	-	---
11	G1-7	3 48. 5	38 44	"---	"--	"--	-2.1	-	---
12	G1-8	3 57. 2	36 03	"---	"--	"--	---	-	---
13	G1-9	4 07. 3	38 00	"---	"--	"--	-3.0	+	2
14	G2-1	4 19. 0	26 50	TauT1	200	---	---	-	---
15	G1-10	4 23. 9	25 55	"---	"--	---	7.1	-	---
16	G1-11	4 24. 0	25 59	"---	"--	---	---	-	---
17	G1-12	4 59. 1	-8 57	OriOB1	460	18	5.2	+	3
17a	G4-2	5 15. 9	-5 39	"---	"--	"--	---	-	---
18	G1-13	5 17. 3	-5 56	"---	"--	"--	8.3	-	---
19	G2-2	5 25. 1	11 29	"---	"--	"--	---	-	---
20	G2-3	5 26. 0	11 51	"---	"--	"--	---	-	---
21	G2-4	5 26. 5	11 26	"---	"--	"--	---	-	---
22	G2-5	5 29. 1	12 25	"---	"--	"--	---	-	---
23	G1-14	5 29. 6	12 49	"---	"--	"--	---	+	3
24	G2-6	5 32. 8	03 55	"---	"--	"--	---	-	---
25	G1-15	5 35. 6	30 34	AurOB2	2960	-13.0	-16.9	-	---
26	GGD4	5 37. 4	23 51	TauT4	200	---	3.1	+	1
27	GGD5	5 37. 5	35 37	AurOB1	1170	-3.25	---	+	1
28	GGD6	5 37. 6	35 42	"---	"--	"--	---	+	1
29	GGD7	5 38. 4	-8 09	OriOB1	460	18	---	+	1
30	G1-16	5 38. 7	-8 06	"---	"--	"--	5.8	-	---
31	G1-17	5 44. 0	30 34	AurOB2	2960	-13.0	-18.2	+	1
32	GGD8	5 48. 2	03 07	OriOB1	460	18	---	-	---
33	GGD9	5 53. 0	03 23	"---	"--	"--	---	-	---
34	GGD10	5 59. 8	-9 07	"---	"--	"--	---	+	1
35	G1-18	6 05. 6	-6 25	"---	"--	"--	10.4	-	---
35a	G4-3	6 05. 9	-9 35	"---	"--	"--	---	+	---
36	GGD11	6 06. 2	-6 18	"---	"--	"--	---	-	---
37	GGD12	6 08. 3	-6 12	"---	"--	"--	11.6	+	---
38	GGD13	6 08. 4	-6 12	"---	"--	"--	11.6	+	---
39	GGD14	6 08. 4	-6 11	"---	"--	"--	11.6	+	---

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
40	GGD15	6 08. 4	-6 10	"--"	"--"	"--"	11.6	+	---
41	GGD16	6 10. 3	-6 14	"--"	"--"	"--"	---	+	1
42	GGD17	6 10. 4	-6 12	"--"	"--"	"--"	---	+	1
43	G3-1	6 24. 9	-10 08	"--"	"--"	"--"	---	+	1
43a	G4-4	6 29. 2	10 30	MonOB1	550	21.8	---	-	---
44	GGD18	6 31. 9	04 15	"--"	"--"	"--"	---	+	1
45	GGD19	6 36. 9	01 35	"--"	"--"	"--"	---	-	---
46	G3-2	6 56. 9	-3 56	CMaOB1	950	26.6	---	+	1
47	G3-3	6 57. 1	-4 42	"--"	"--"	"--"	---	-	---
48	G3-4	6 57. 2	-4 46	"--"	"--"	"--"	---	+	---
49	G2-7	7 07. 0	-10 45	"--"	"--"	"--"	---	+	1
50	GGD20	7 22. 6	-24 28	Pup-CMa	540	28	---	+	---
51	GGD21	7 22. 7	-24 23	"--"	"--"	"--"	---	+	---
52	GGD22	7 22. 8	-24 24	"--"	"--"	"--"	---	+	3
53	GGD23	7 23. 2	-24 22	"--"	"--"	"--"	---	+	---
53a	GRV3	7 48. 9	-33 36	---	---	---	---	+	2
53b	GRV6	9 04. 0	-47 42	VelaOB1	1450	---	---	+	3
53c	GRV7	9 04. 0	-47 41	"--"	"--"	---	---	+	3
53d	GRV8	9 16. 8	-46 06	"--"	"--"	---	---	-	---
53e	GRV15	14 56. 6	-62 59	CenOB1	1500	---	---	-	---
53f	GRV16	14 56. 9	-63 05	"--"	"--"	---	---	+	---
54	G2-8	16 22. 2	-9 30	---	---	---	---	-	---
55	G2-9	16 22. 5	-9 38	---	---	---	---	-	---
56	GGD24	16 31. 4	-15 41	ScoOB2	180	---	---	-	---
57	GGD25	17 17. 0	-35 51	ScoOB4	1180	---	---	-	---
58	GGD26	17 27. 8	-20 08	ScoOB2	180	---	---	-	---
58a	GRV22	17 48. 6	-31 21	ScoOB4	1180	---	---	-	---
59	G1-19	17 55. 5	-26 07	"--"	"--"	---	---	+	2
60	GGD27	18 16. 2	-20 49	SctOB2	730	1.5	12.3	+	1
61	GGD28	18 16. 3	-20 48	"--"	"--"	"--"	12.3	+	1
62	GGD29	18 27. 5	01 14	"--"	"--"	"--"	---	+	---
63	GRV23	18 59. 5	-37 28	ScoOB4	1180	---	---	+	2
64	GGD31	20 23. 2	39 01	CygOB9	1000	-19.7	---	-	---
65	G2-10	20 52. 5	66 59	CepOB2	710	-8	---	-	---
66	G1-20	21 00. 4	78 11	CepT1	280	---	---	+	2
67	G3-5	21 04. 2	66 35	CepOB2	710	-8	---	-	---
67a	G4-5	21 38. 7	56 20	"--"	"--"	"--"	0.39	-	---
68	GGD32	21 41. 2	65 51	N26	---	---	---	-	---
69	GGD33	21 41. 9	65 58	"--"	---	---	---	-	---
70	GGD34	21 42. 3	65 55	"--"	---	---	---	-	---
71	G4-6	21 42. 4	58 00	CepOB2	710	-8	-3.1	-	---
72	GGD35	21 42. 5	65 55	N26	---	---	---	-	---
73	G2-11	21 43. 3	47 19	CygOB7	740	-10.1	---	+	1
75	G1-21	22 05. 1	58 48	CepOB2	710	-8	-1.6	+	---
76	G2-12	22 26. 1	63 04	CepOB3	720	-12	---	-	---
77	GGD37	22 54. 3	61 46	"--"	"--"	"--"	-12	+	---

сификацию.

Как можно видеть из табл.1, с точечными источниками IRAS связано довольно много объектов CLN. Если учитывать не отдельные объекты, а группы объектов (за группу считаются объекты, попадающие в квадрат площадью 16 кв.мин), то таких групп будет 178. Из 178 групп с точечными источниками связаны 88, т.е. 50%. С мазерами воды связаны 14 групп, т.е. 8% (с мазерами воды связаны объекты CLN 18, 19, 27, 32, 57, 58, 84, 85, 88, 89, 110, 145, 166 и 180 [26,27]). Из них 8 (больше половины) связаны с источниками типа 1, а 3 - с источниками типа 2. Этого и следовало ожидать, т.к. тип 1 соответствует точечным источникам, связанным с мазерами воды. Из 14 кометарных туманностей, связанных с мазерами воды, 12 связаны с точечными источниками, т.е. 86%. Этот процент намного выше, чем приведенный выше процент (50%) связи кометарных туманностей с точечными источниками. Отсюда можно сделать вывод, что эти мазеры воды связаны с точечными источниками намного сильнее, чем кометарные туманности.

Как видно из табл.2, многие объекты NHL связаны с точечными источниками IRAS. Так же, как и для кометарных туманностей, объекты, попадающие в квадрат площадью в 16 кв.мин, будем считать отдельной группой объектов. Таким образом, у нас будет не 87 отдельных объектов, а 77 отдельных групп объектов. Из этих 77 групп 36, т.е. 47%, связаны с точечными источниками. С мазерами воды связаны 17 групп, т.е. 22% (с мазерами воды связаны объекты NHL 3, 5, 13, 26, 27, 28, 37-42, 50-52, 57, 60-62, 68, 70, 72, 73, 77 [26,27]). Как и для случая с кометарными туманностями, для объектов NHL, связанных с мазерами воды, доля связанных с точечными источниками, 71%, намного выше, чем доля связанных с ИК-источниками всех NHL объектов - 47%. Отсюда напрашивается вывод о том, что мазеры воды связаны с ИК-источниками сильнее, чем объекты NHL.

Доля групп объектов X-A, связанных с мазерами воды, среди известных объектов X-A [26] (объектов Н-Н) - 16%. Полученные для объектов NHL 22% слабо отличаются от этой величины (объекты NHL более тщательно изучались на предмет связи с мазерами воды, что, видимо, и привело к несколько большему проценту).

Сравним полученные нами результаты относительно кометарных туманностей и объектов NHL. В табл.3 приведены данные об этих трех видах объектов. В первом столбце приводится вид объектов, во втором - доля объектов (в процентах), связанных с точечными источниками IRAS. Как видно из табл.3, этот процент довольно высокий для всех видов объектов, причем для кометарных туманностей и объектов NHL доля объектов, связанных с ИК-источниками, примерно одинакова. Это и следовало ожидать, т.к. очень часто и кометарные туманности,

и объекты Х-А бывают выброшены из одной и той же звезды (которая часто и является ИК-источником).

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ ОБЪЕКТОВ CLN и NHL

Тип	IRAS	IRAS(1)	IRAS(2)	IRAS(3)	IRAS(2')	H ₂ O
CLN	50%	56%	25%	19%	69%	8%
NHL	47	62	19	19	70	22

В третьем, четвертом и пятом столбцах приводится соответственно доля (в процентах) ИК-источников, относящихся соответственно к видам 1, 2 и 3 согласно классификации [12]. В шестом столбце указана доля (в процентах) ИК-источников, которые попадают в квадрат со стороной 2' и с центром на данном объекте. Как видим, большинство ИК-источников попадают в этот квадрат, что свидетельствует в пользу наличия физической связи между объектами и ИК-источниками (не исключены также идентичность некоторых объектов и ИК-источников, т.к. точность определения координат ИК-источников 0'.5 - 1'.0). В седьмом столбце таблицы приводится доля (в процентах) объектов, связанных с мазерами воды. Сравнительно низкий процент наличия мазеров воды у кометарных туманностей можно объяснить отсутствием систематических поисков мазеров воды около них.

5. Заключение. В данной статье исследована связь объектов, в основном найденных в Бюракане, со звездными ассоциациями, точечными источниками IRAS и мазерами воды. Это кометарные туманности и объекты Х-А. Для подтверждения связи с ассоциациями использованы данные о радиальных скоростях вышеупомянутых объектов.

Почти все объекты CLN и NHL оказались связанными с уже известными ОВ- или Т-ассоциациями. Выявлено наличие двух группировок нестационарных объектов, которые могут быть частью неизвестных ранее Т-ассоциаций. Установление связи объектов с ассоциациями дало нам возможность оценить расстояния до этих объектов (принимая за расстояния до них расстояния до ассоциаций, с которыми эти объекты связаны).

Выяснилось, что около половины кометарных туманностей и объектов Х-А связаны с точечными источниками IRAS. С мазерами воды связаны 22% объектов Х-А, а кометарные туманности связаны слабее - 8%. Слабую связь последних можно объяснить отсутствием специальных поисковых работ вокруг них.

NON STABLE OBJECTS, CONNECTED WITH THE REGIONS OF STAR FORMATION. CONNECTION WITH STELLAR ASSOCIATIONS, IRAS POINT SOURCES AND WATER MASERS

A.L.GYULBUDAGHIAN

The connection of cometary nebulae and Herbig-Haro objects (mainly found in Byurakan) with stellar associations, IRAS point sources and water masers is investigated. It is shown that almost all of these objects are connected with OB- or T-associations. Two groups of non stable objects are found. Apparently these groups are parts of two unknown T-associations. It is found that about half of cometary nebulae and Herbig-Haro objects are connected with IRAS point sources. About 32% of Herbig-Haro objects and 8% cometary nebulae are connected with water masers.

ЛИТЕРАТУРА

1. IRAS Point Source Catalog, Joint IRAS Science Working Group, Washington, D.C., 1985.
2. A.L.Gyulbudaghian, J.M.Torrelles, L.F.Rodriguez, J.Canto, J.Marcaide, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 8, 147, 1983.
3. B.Balazs (ed.), Catalogue of Star Clusters and Associations, Supplement 1, Budapest, 1981.
4. Э.С.Парсаян, В.М.Петросян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 51, 3, 1979.
5. А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1979.
6. А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян, Астрон. циркуляр, № 653, 1977.
7. А.Л.Гюльбудагян, Письма в Астрон. ж., 8, 222, 1982.
8. А.Л.Гюльбудагян, Астрон. циркуляр, № 1224, 1982.
9. А.Л.Гюльбудагян, Астрофизика, 21, 185, 1984.
10. А.Л.Гюльбудагян, Р.Д.Шварц, Ф.С.Назаретян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 63, 3, 1990.
11. A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, V.M.Villanueva, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 25, 19, 1993.
12. J.Wouterloot, C.Walmsley, Astron. Astrophys., 168, 237, 1986.
13. А.Л.Гюльбудагян, Г.Б.Оганян, Л.Г.Ахвердян, Астрофизика, 37, 1, 1994.
14. R.D.Schwartz, K.G.Henize, Astron. J., 88, 1165, 1985.
15. А.Л.Гюльбудагян, Астрофизика, 24, 201, 1986.
16. А.Л.Гюльбудагян, Л.Ф.Родригес, Х.Канто, Астрофизика, 24, 201, 1986.
17. П.Н.Холопов, в сб.: Эруптивные звезды, Наука, М., 1970, с.271.

18. *A.Sargent*, *Astrophys. J.*, **233**, 163, 1979.
19. *K.D.Tucker, M.L.Kutner, P.Thaddeus*, *Astrophys.J.*, **186**, L13, 1973.
20. *А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян*, Докл. АН Арм.ССР, **64**, 104, 1977.
21. *A.L.Gyulbudaghian, Yu.I.Glushkov, E.K.Denisyuk*, *Astrophys. J.*, **224**, L137, 1978.
22. *А.Л.Гюльбудагян*, Письма в Астрон. ж., **8**, 232, 1982.
23. *А.Л.Гюльбудагян*, Астрофизика, **20**, 631, 1984.
24. *А.Л.Гюльбудагян*, Астрон. циркуляр, № 1342, 1984.
25. *А.Л.Гюльбудагян*, Астрофизика, **33**, 31, 1990.
26. *A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, E.Mendoza-Torres*, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **15**, 53, 1987.
27. *A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, J.M.Moran, D.F.Dickinson*, *Astrophys. J.*, **226**, 115, 1978.

УДК: 524.726

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. IV. СРАВНИТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB- И SA-ГАЛАКТИК В РАДИО И РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНАХ

Р.А.КАНДАЛЯН, А.Т.КАЛЛОГЛЯН

Поступила 1 июля 1998

Обсуждаются радио и рентгеновские свойства спиральных галактик с перемычкой и без перемычки на основе составленных нами полных выборок. Показано, что по мощности излучения в двух указанных диапазонах оба типа спиралей не отличаются друг от друга. В случае SB-галактик существуют тесные связи между светимостями в ИК, радио и рентгеновском диапазонах. Спектральные индексы SB- и SA-галактик в диапазоне 1.4 - 5 ГГц в среднем одинаковы. Однако в случае галактик с перемычкой наблюдается определенная связь между спектральным индексом и как ИК, так и рентгеновской светимостями, а именно: при увеличении обеих светимостей спектральный индекс увеличивается. Предполагается, что причиной этого является сама перемычка, стимулирующая звездообразование в галактиках с перемычкой.

1. *Введение.* Радиосвойства спиральных галактик с перемычкой мало исследованы. Из полученных в работах [1,2] результатов следует, что радиосветимость центрального компонента спиральных галактик с перемычкой в среднем в два раза больше, чем у галактик без перемычки. По данным авторов работ [3,4] радио и ИК-излучения галактик с перемычкой сильно коррелированы. Согласно [4], для многих исследованных SB-галактик спектральный индекс между 1.4 и 10.7 ГГц более плоский, чем его среднее значение для дисковых галактик вообще. Такой результат предполагает наличие в галактиках с перемычкой теплового излучения, обусловленного недавним звездообразованием. Однако следует заметить, что эта корреляция слабо выражена.

В рентгеновском диапазоне спиральные галактики с перемычкой отдельно от галактик без перемычки практически не рассматривались. Известны лишь некоторые общие характеристики спиральных галактик в этом диапазоне независимо от наличия перемычки (см., например, [5]). Поэтому имеет смысл раздельное рассмотрение SB-галактик также и в рентгеновском диапазоне.

В предыдущих статьях этой серии были рассмотрены оптические и ИК-свойства галактик с перемычкой и без перемычки [6,7] на основе составленных нами полных выборок [8]. Обе выборки полны до 13.5

звездной величины.

В настоящей работе обсуждаются радио и рентгеновские характеристики спиральных галактик обоих типов на основе тех же выборок. При этом радио, рентгеновские и ИК-светимости приводятся в единицах солнечной светимости и вычислены при $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

Заметим, что в дальнейшем статистическом анализе вычисленные коэффициенты корреляции или разницы между двумя средними значениями величин будут считаться достоверными, если их значимость ≤ 0.01 .

2. *Сравнение галактик с перемычкой с галактиками без перемычки.* Средние значения радио и рентгеновских светимостей SB- и SA-галактик приведены в табл.1. В первом столбце таблицы указаны интервалы морфологических подтипов, во втором - средние значения радиосветимостей на частоте 1.49 ГГц, в третьем и четвертом - соответственно стандартные ошибки среднего σ и число галактик N с радиоизлучением. В последующих столбцах значения этих же величин приведены в рентгеновском диапазоне (0.2-4) кэВ.

Данные радио и рентгеновских наблюдений были взяты из набора данных NED*. Использованы также результаты работ [4,9,10] по радионаблюдениям и результаты работ [5, 11-13] по рентгеновским наблюдениям. Отметим, что были использованы интегральные потоки излучения галактик в радио и рентгеновском диапазонах. Центральные и дисковые компоненты излучения отдельно не рассматривались.

Радио и рентгеновские светимости были вычислены соответственно по формулам:

$$\lg L_{1.4} = 0.5 + 2 \lg D + \lg f_{1.4}$$

и

$$\lg L_X = 16.50 + 2 \lg D + \lg f_X,$$

где D - расстояние галактики в Мпк, $f_{1.4}$ - плотность потока излучения на частоте 1.49 ГГц в мЯн, а f_X - плотность потока рентгеновских волн в диапазоне (0.2-4) кэВ, в единицах $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Данные табл.1 приводят к следующим выводам: по мощности радио и рентгеновского излучений галактики с перемычкой не отличаются более или менее существенно от галактик без перемычки во всех подтипах спиралей. Поздние подтипы спиральных галактик (Sc - Sm) являются более слабыми источниками радио и рентгеновского излучений, чем галактики ранних и средних подтипов. Это свойство спиральных галактик более отчетливо выражено у галактик с перемычкой.

* NASA/IPAC Внегалактический Набор Данных (NED) внедрен Jet Propulsion Лабораторией Калифорнийского технологического института по контракту с Национальной Космонавтикой и Внеатмосферной Адыопистрацией.

Таблица 1

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ РАДИО И РЕНТГЕНОВСКИХ
СВЕТИМОСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Морф. тип	$\lg L_{1.4}$	σ	N	$\lg L_x$	σ	N
SB0a - SBab	4.41	0.17	31	6.76	0.39	13
S0a - Sab	4.15	0.29	15	6.90	0.48	11
SBb - SBc?	4.64	0.09	84	6.77	0.22	18
Sb - Sc?	4.68	0.20	26	6.57	0.23	14
SBc - Irr	3.87	0.13	60	5.84	0.28	11
Sc - Sm	3.60	0.33	6	6.11	0.83	2
Все SB	4.33	0.07	175	6.52	0.18	42
SA	4.37	0.17	42	6.67	0.23	27

Является ли это свойство галактик с перемычкой следствием того, что распределения радиоизлучающих SB- и SA-галактик по морфологическим подтипам отличаются друг от друга? Для выяснения этого вопроса на рис.1 приведены эти распределения, откуда видно, что они имеют одинаковую форму. Следовательно, вышеуказанные свойства

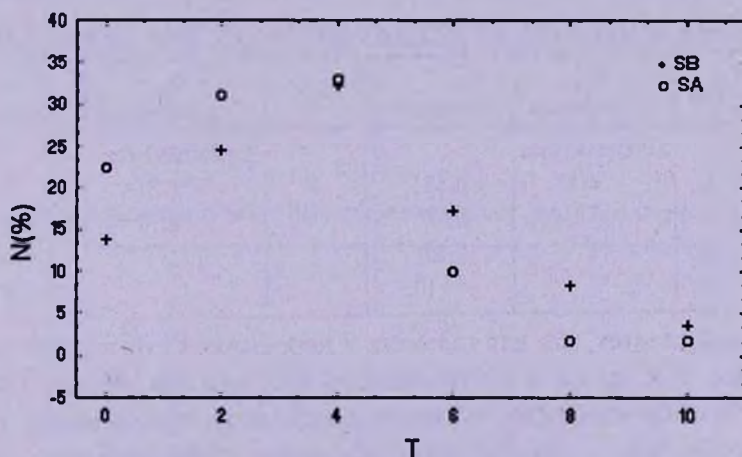


Рис.1. Распределение радиоизлучающих галактик с перемычкой и без перемычки по морфологическим типам. Обозначения типов на оси абсцисс согласно RC3.

галактик с перемычкой являются реальными.

Согласно [1] интегральная радиосветимость не зависит от морфологического подтипа спиральных галактик, хотя центральные компоненты ярче у ранних спиралей, а дисковые компоненты ярче у спиралей средних подтипов (Sb - Sc). Однако в этой статистике не проводилось разделение спиральных галактик на галактики с перемычкой и без перемычки. Сог-

ласно нашим данным (табл.1), интегральные радиосветимости галактик с перемычкой и без перемычки примерно одинаковы, что подтверждает ранее полученный результат работы [1]. Однако среди SB-галактик ранние и средние подтипы ярче на частоте 1.4 ГГц, чем поздние подтипы (~3.5 раза со значимостью 0.01 и ~6 раз со значимостью $< 10^{-5}$, соответственно). Что касается галактик без перемычки, то у них радиоизлучение только средних подтипов существенно превосходит радиоизлучение поздних подтипов (более чем в 10 раз со значимостью 0.01).

Рентгеновское излучение SB-галактик средних подтипов существенно больше, чем у поздних подтипов (~8.5 раз со значимостью 0.01).

Теперь перейдем к рассмотрению вопросов корреляций между излучениями в ИК, радио и рентгеновском диапазонах для SB- и SA-галактик. С этой целью были вычислены соответствующие коэффициенты корреляции и их значимости. Следует отметить, что при вычислении коэффициентов корреляции и их значимости были учтены искусственные корреляции между светимостью и расстоянием галактик, возникающие вследствие того, что на больших расстояниях мы, в основном, наблюдаем относительно более мощные источники (см., например, [14], где подробно обсужден этот вопрос). Исправленные значения коэффициентов вместе с их значимостями приведены в табл.2.

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ И ИХ ЗНАЧИМОСТИ

Свети- мость	L_{FIR}	$L_{1.4}$ значимость	L_X значимость	L_{FIR}	$L_{1.4}$ значимость	L_X значимость
	SB-галактики			SA-галактики		
L_{FIR}	1	0.88 10^{-4}	0.66 $2 \cdot 10^{-4}$	1	0.81 $6 \cdot 10^{-4}$	0.62 $2 \cdot 10^{-2}$
$L_{1.4}$		1	0.73 10^{-5}		1	0.55 $5 \cdot 10^{-2}$

Из табл.2 следует, что для галактик с перемычкой существуют тесные связи между ИК, радио и рентгеновским излучениями. Между тем, для галактик без перемычки тесная связь имеет место только между ИК- и радиоизлучениями, а рентгеновское излучение слабо связано с ИК- и радиоизлучениями. Соответствующие зависимости представлены на рис. 2-5.

Аналитически эти зависимости даются следующими формулами:
Для SB-галактик:

$$\begin{aligned} \lg L_{1.4} &= (1.18 \pm 0.05) \lg L_{\text{FIR}} - (6.79 \pm 0.46), \\ \lg L_{1.4} &= (0.67 \pm 0.13) \lg L_X + (0.14 \pm 0.75), \\ \lg L_X &= (0.80 \pm 0.16) \lg L_{\text{FIR}} - (1.45 \pm 1.45). \end{aligned}$$

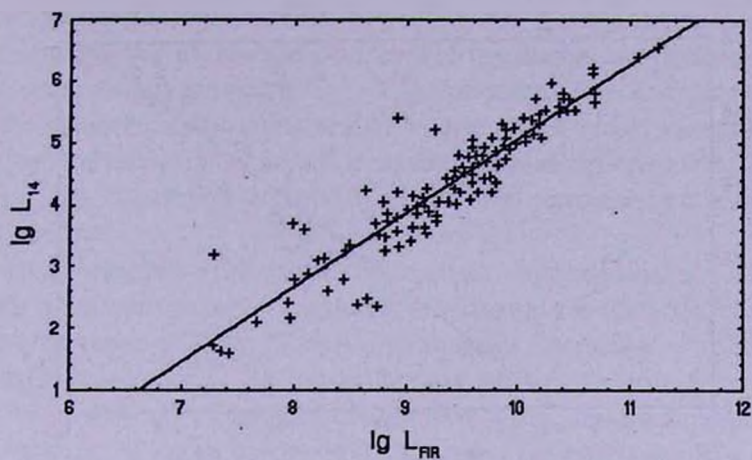


Рис.2. Связь между радио и ИК- светимостями для SB-галактик.

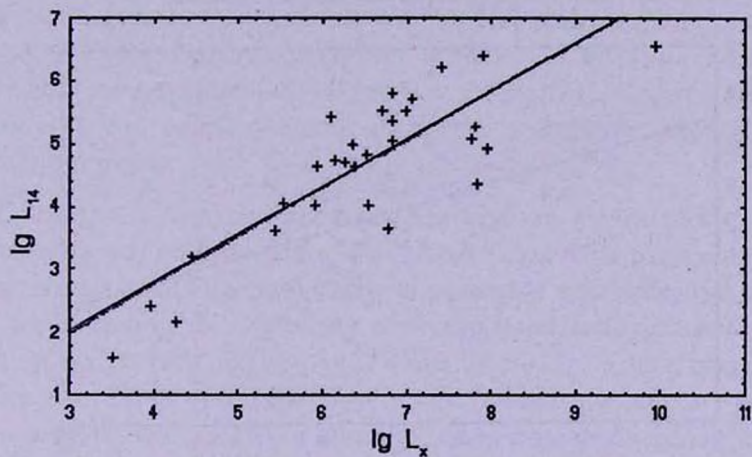


Рис.3. Связь между радио и рентгеновской светимостями для SB-галактик.

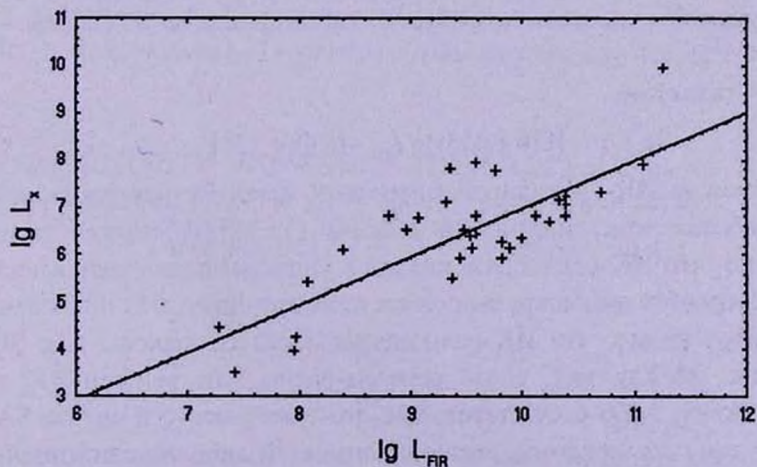


Рис.4. Связь между ИК- и рентгеновской светимостями для SB-галактик.

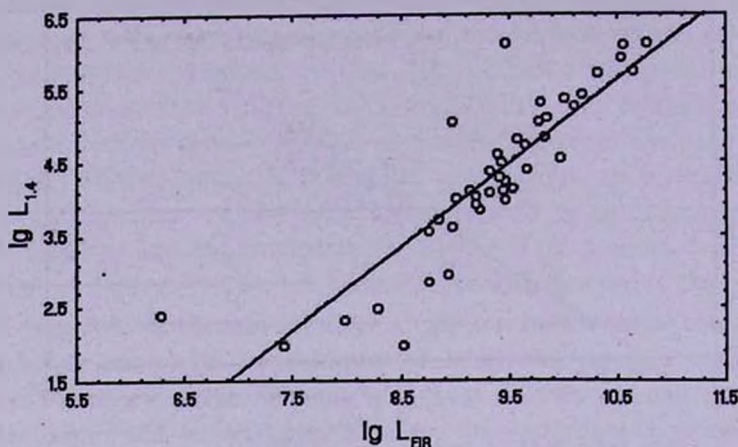


Рис.5. Связь между радио и ИК светимостями для SA-галактик.

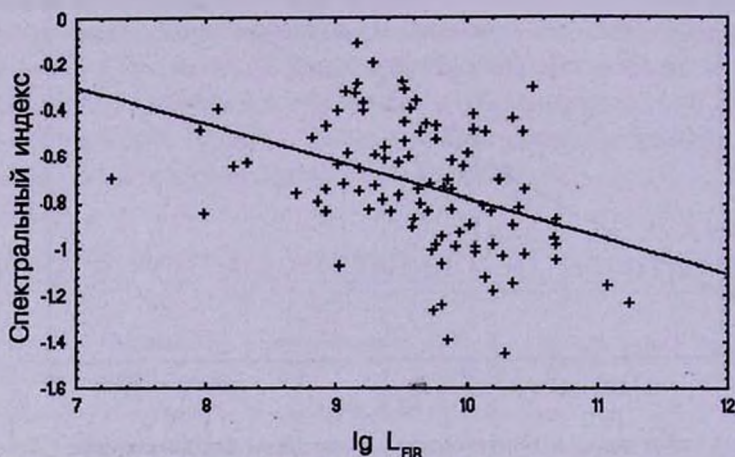


Рис.6. Зависимость спектрального индекса от ИК-светимости для SB-галактик.

Для SA-галактик:

$$\lg L_{1.4} = (116 \pm 0.15) \lg L_{\text{FIR}} - (6.68 \pm 1.34).$$

Связь между ИК- и радиосветимостями галактик исследовалась во многих работах (см., например, обзоры [15,16] и ссылки в них). Установлено, что ИК-радиосвязь является универсальной зависимостью. Часто наблюдается линейная зависимость между ними. Из приведенных выше формул видно, что ИК-радиозависимости одинаковы для SB- и SA-галактик. Между тем, связь рентген-радио или рентген-ИК либо слабо выражена, либо отсутствует, как это имеет место в случае SA-галактик. К тому же наклоны этих зависимостей меньше единицы.

Фабиано и др. [5] исследовали эти же зависимости для выборок спиральных галактик вообще без разделения SB и SA типов. В пределах

ошибок, наклоны зависимостей $L_{1.4} - L_X$ и $L_I - L_{FIR}$ примерно совпадают с соответствующими наклонами, полученными в настоящей работе. Однако наклон зависимости $L_{1.4} - L_{FIR}$, согласно [5], составляет 0.94 ± 0.07 , что существенно отличается от полученного нами значения 1.18 ± 0.05 . Для спиральных галактик в целом наклон зависимости $L_X - L_{FIR}$, согласно [12], составляет 0.83 ± 0.13 , что хорошо согласуется с результатом нашей работы.

Недавно Никлас [17] также исследовал зависимость $L_{1.4} - L_{FIR}$ для выборки ярких спиральных галактик и получил для наклона этой зависимости значение 1.23 ± 0.05 , что практически совпадает с полученным нами выше результатом. Наблюдаемые отклонения от линейной зависимости радио-ИК обсуждались неоднократно (см., например, вышеуказанные обзоры, а также работу [17]). Поэтому мы здесь на этом вопросе останавливаться не будем.

Анализ наших данных показывает, что ИК-радиосвязь не зависит от морфологического подтипа галактик, а также от наличия перемычки. Ранее такой же результат был получен в работе [18]. С другой стороны, согласно [5], эта связь сильнее выражена у поздних, чем у ранних подтипов спиралей.

3. Спектральные индексы галактик с перемычкой и без перемычки в радиодиапазоне. Используя результаты радионаблюдений на частотах 1.4 и 5 ГГц, нами были определены спектральные индексы SB- и SA-галактик. Для галактик с перемычкой спектральный индекс в среднем составляет $\bar{\alpha}(SB) = -0.72 \pm 0.03$ ($N = 112$), а для галактик без перемычки - $\bar{\alpha}(SA) = -0.76 \pm 0.05$ ($N = 49$). Таким образом, в указанном диапазоне частот спектральные индексы обоих типов спиральных галактик в среднем не отличаются друг от друга. В табл.3 приведены коэффициенты корреляций и их значимости между α , L_{FIR} и L_X для SB- и SA-галактик в отдельности. Из данных таблицы следует, что для галактик

Таблица 3

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ α , L_{FIR} , L_X И ИХ
ЗНАЧИМОСТИ ДЛЯ SB- И SA- ГАЛАКТИК

Свети- мость	α (значимость)	N	α (значимость)	N
	SB		SA	
L_{FIR}	-0.40 ($3 \cdot 10^{-5}$)	102	-0.16 (0.44)	27
L_X	-0.47 (10^{-2})	27	0.13 (0.63)	16

с перемычкой имеется определенная связь между спектральным индексом и светимостями в ИК и рентгеновском диапазонах. А именно, с

увеличением ИК или рентгеновской светимости спектральный индекс по абсолютному значению увеличивается. Эта зависимость в ИК-области показана на рис.6 (см. также [17]). В случае галактик без перемиčky спектральный индекс не зависит от $L_{\text{ГР}}$ или L_X .

4. *Обсуждение.* В настоящей статье мы ставили цель путем сравнения выборок SB- и SA-галактик выявить влияние перемиčky на наблюдаемые свойства спиральных галактик в радио и рентгеновском диапазонах. Для этого были использованы полные выборки галактик с перемичкой и без перемиčky [8].

В предыдущих статьях этой серии было установлено, что основные свойства выборки SB-галактик обусловлены активностью звездообразования в этих галактиках, а не активностью ядра [6,7]. Более того, активность ядра не зависит от наличия или отсутствия перемиčky. Поэтому в данной работе при сравнении выборок SB- и SA-галактик, выявленные сходства и различия между ними обсуждаются именно с точки зрения активности звездообразования.

В результате анализа выявлены следующие сходства и различия между SB- и SA-галактиками.

а) По мощности радио и рентгеновского излучений SB-галактики существенно не отличаются от SA-галактик. Свойство спиральных галактик ранних и средних подтипов быть более сильными источниками в радио и рентгеновском диапазонах, чем поздние подтипы, более отчетливо выражено у галактик с перемичкой.

б) Для галактик с перемичкой имеется тесная связь между ИК, радио и рентгеновской светимостями. Между тем, подобная тесная связь в случае галактик без перемиčky существует лишь между ИК и радио-светимостями.

в) Хотя спектральные индексы галактик с перемичкой и без перемиčky в диапазонах 1.4 и 5 ГГц в среднем одинаковы, однако в случае SB-галактик имеется определенная связь между спектральным индексом и ИК и рентгеновской светимостями: при увеличении обеих светимостей спектральный индекс увеличивается. Для SA-галактик спектральный индекс не зависит ни от $L_{\text{ГР}}$, ни от L_X .

Как известно, радиоизлучение галактик обычно состоит из двух компонентов: теплового и нетеплового. Нетепловой компонент обусловлен синхротронным излучением, а тепловой компонент - свободно-свободным излучением от областей ионизированного водорода. Вклад этих компонентов в интегральное излучение зависит от частоты и типа галактики. В частности, согласно [19], на частоте 1 ГГц тепловой компонент излучения составляет примерно 8%, а на частоте 10 ГГц достигает в среднем 30%.

Для объяснения вышеприведенных зависимостей между α , L_{FIR} и L_X можно предложить следующую схему. В слабых галактиках (низкие L_{FIR} и L_X), где частота звездообразования невысокая, электроны космических лучей могут свободно покидать материнскую галактику и в этом случае потери энергии электронов на синхротронное излучение и на обратное комптоновское рассеивание малы. Как следствие, у этих галактик наклон спектрального индекса оказывается более плоским. Когда частота звездообразования повышается, происходит увеличение $L_{1.4}$, L_{FIR} и L_X и потери энергии электронов космических лучей на синхротронное излучение и обратно-комптоновское рассеивание увеличиваются. Это приводит к увеличению наклона спектрального индекса. Чи и Вольфендейл [20] допускают, что с увеличением частоты звездообразования удержание электронов космических лучей в пределах галактики усиливается, что и приводит к увеличению спектрального индекса. Вполне вероятно, что перемычка, стимулирующая звездообразовательный процесс, повышает вероятность удерживания электронов и препятствует их свободному удалению из галактики.

Согласно [21], чем ярче и в относительном смысле длиннее перемычка, тем выше активность звездообразования, а в галактиках со слабовыраженной перемычкой активность звездообразования, наоборот, ниже. Поэтому можно предполагать, что в галактиках низкой светимости, где перемычка выражена слабо, вероятность удаления электронов больше, чем в галактиках с высокой светимостью и сильно выраженной перемычкой. Этот вопрос исследовался также в [19], но корреляция между α и L_{FIR} отсутствовала. Отметим, однако, что в работе [19] SB- и SA-галактики рассматривались вместе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

INVESTIGATION OF BARRED GALAXIES. IV. A COMPARATIVE STATISTICS OF SB AND SA GALAXIES IN RADIO AND X-RAY RANGES

R.A.KANDALYAN, A.T.KALLOGLHYAN

The characteristics of SB and SA galaxies in radio and X-ray ranges are analyzed using two complete samples compiled by authors. It is shown that in radiation strength in these two ranges the both types of spirals do not differ

from each other. For SB galaxies there are tight connections between luminosities in FIR, radio and X-ray ranges. The spectral indices of SB and SA galaxies between 1.4 and 5 GHz are the same. However there are certain connections between spectral index of SB galaxies and their FIR and X-ray luminosities, namely with increasing of both luminosities the spectral index increases. It is suggested that this may be caused by existence of the bar which stimulates star formation process in SB galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Hummel*, *Astron. Astrophys.*, 93, 93, 1981.
2. *А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, 24, 47, 1986.
3. *T.G.Hawarden, C.M.Mountain, S.K.Leggett, P.J.Puxley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 221, 41, 1986.
4. *J.A.Garcia-Barreto, R.Carrillo, U.Klein, M.Dahlem*, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 25, 31, 1993.
5. *G.Fabbiano, I.M.Gioia, G.Trinchieri*, *Astrophys. J.*, 324, 749, 1988.
6. *А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, 41, 185, 1998.
7. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян*, *Астрофизика*, 41, 349, 1998.
8. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян*, *Астрофизика*, 41, 5, 1998.
9. *J.J.Condon*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 65, 485, 1987.
10. *J.J.Condon, Q.F.Yin, D.Burstein*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 65, 543, 1987.
11. *G.Fabbiano, G.Trinchieri*, *Astrophys. J.*, 296, 430, 1985.
12. *P.J.Green, S.F.Anderson, M.J.Ward*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 254, 30, 1992.
13. *D.Burstein, C.Jones, W.Forman, A.P.Marston, R.O.Marzke*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 111, 163, 1997.
14. *Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, 39, 417, 1996.
15. *Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, 39, 327, 1996.
16. *J.J.Condon*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 30, 575, 1992.
17. *S.Niklas*, *Astron. Astrophys.*, 322, 29, 1997.
18. *S.W.Unger, R.D.Wolstencroft, A.Pedlar, A.Savage, R.G.Clowes, S.K.Leggett, Q.A.Parker*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 236, 425, 1989.
19. *S.Niklas, U.Klein, R.Wielebinski*, *Astron. Astrophys.*, 322, 19, 1997.
20. *X.Chi, A.W.Wolfendale*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 245, 101, 1990.
21. *L.Martinet, D.Friedli*, *Astron. Astrophys.*, 323, 363, 1997.

УДК: 524.726

ВЕРЕНИЦЫ ВОРОНЦОВА-ВЕЛЬЯМИНОВА В ГИГАНТСКИХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ: ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

А.Д. ЧЕРНИН

Поступила 10 июня 1998

Принята к печати 20 июля 1998

Изучается открытый Воронцовым-Вельяминовым феномен верениц - прямолинейных сегментов в спиральной структуре гигантских галактик. На примере галактик М 101 и особенно М 51 демонстрируются основные геометрические и физические характеристики этих структур. Показано, что вереницы очерчивают регулярные спиральные рукава на почти полной их протяженности в М 101, М 51 и ряде других галактик. Прослеживается связь верениц с прямолинейными темными пылевыми полосами на внутренних кромках спиральных ветвей. В предположении, что эти полосы представляют собой слои газа, сжатые спиральной ударной волной, обсуждается возможность формирования верениц в уплощающихся локальных участках фронта спиральной ударной волны. Количественные следствия этой газодинамической картины находят подтверждение в новых наблюдательных фактах о вереницах.

1. *Введение.* Воронцов-Вельяминов [1] первым обратил внимание на протяженные структурные элементы спиральных галактик, названные им вереницами. Это "спрямленные, изолированные участки спиральных ветвей... или изолированные прямолинейные образования". Важно, что они "встречаются довольно часто"; примеры приведены в параграфе 8 "Признаки магнитоподобных явлений", гл. III книги Воронцова-Вельяминова [1]: М 101, NGC 2805, NGC 3134, NGC 309, NGC 3310.

Стоит сразу же заметить, что речь идет не о мелких или слабых деталях, которые нужно еще специально отыскивать, а о бросающихся в глаза крупных и ярких формах. Длины верениц могут достигать 10-15 кпк. Они обычно заметно ярче (и голубее) других участков спиральных ветвей в той же галактике.

Арп [2] отметил (позднее) прямолинейность цепочек, образуемых областями Н II в М 81, и счел это фактом, достойным удивления. Прямолинейная геометрия длинных, до 10-15 кпк, сегментов спирального узора действительно удивительна, если учесть, что крупномасштабная структура гравитационного потенциального рельефа, связанного со спиральными волнами плотности (гранд-дизайн), не содержит прямоли-

нейных участков. К этому нужно добавить, что на масштабах порядка 10 кпк вращение галактических дисков отнюдь не является твердотельным. О проблеме прямолинейных цепочек, образуемых звездными комплексами, упоминается также в книге Ефремова [3] (где содержится, насколько известно, единственная до последнего времени ссылка на феномен верениц Воронцова-Вельяминова).

Ниже на ряде новых примеров рассматриваются основные физические характеристики верениц Воронцова-Вельяминова и обсуждается их возможная физическая природа. Предполагается, что прямолинейные сегменты спиральных рукавов обязаны своим происхождением газодинамическим процессам в ударных волнах, возникающих в межзвездном газе при его протекании сквозь потенциальную яму волнового спирального узора. Скорее всего, магнитогидродинамические эффекты, которые, возможно, имелись в виду у Воронцова-Вельяминова, когда он говорил о "магнитоподобных явлениях", тоже могли бы быть существенными в рассматриваемой картине; но, как кажется, стоит ограничиться пока рассмотрением ударных волн без магнитного поля.

2. *Вереницы в галактике М 101.* Архетипом спиралей с вереницами служит у Воронцова-Вельяминова [1] близкая (расстояние ≈ 5 Мпк) гигантская галактика М 101, видимая почти плашмя. В ее внешней области имеются две вереницы размерами примерно по 10 кпк каждая, отчетливо различимые как в голубых лучах, так и по распределению поверхностной плотности H I. Недавно эта галактика наблюдалась в ультрафиолетовых лучах с помощью 38-см инструмента UIT (Ultraviolet Imaging Telescope), установленного на космическом челноке "Endeavour". На полученном снимке [4] диск М 101 выглядит как распределение ярких дискретных областей звездообразования. Последние представляют собой звездные комплексы - обширные агрегаты ярких звезд и газовых облаков с массой до миллиона масс Солнца и размером около 1 кпк, описанные и изученные Ефремовым на материале наблюдений нашей Галактики, М 31, других гигантских спиралей.

В общем распределении звездных комплексов, рассеянных по диску М 101, вырисовывается сложная крупномасштабная спиральная структура, в которой можно различить две основные квазирегулярные ветви. В западной ветви располагаются две мощные вереницы, о которых говорится у Воронцова-Вельяминова [1]. Валлер и др. [4] находят в этом распределении еще 10 прямолинейных цепочек с длинами в интервале от 5 до 20 кпк.

Более строгий анализ, учитывающий дополнительно данные о распределении H I [6], а также данные по излучению в линии H_α и радиоизлучению CO (см. [7] и указанную там литературу), приводит к несколько

иной картинс: надежно могут быть выявлены 8 верениц. Все они располагаются в регулярных спиральных рукавах и ни одной нет во флоккулентных, хаотических рукавах (рис.1).

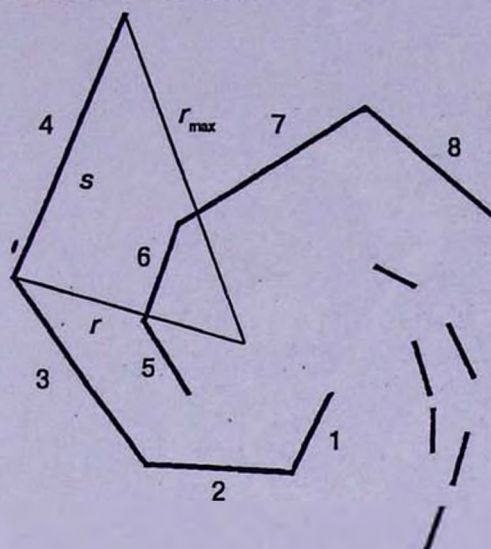


Рис.1. Схема верениц и спиральных рукавов в М 101.

Из сегментов-верениц, показанных на рис.1, сегменты с номерами 1, 2, 3, 4, 6, 8 совпадают соответственно с сегментами 4, 6, 10+12, 11, 8, 1 работы [4]. Сегменты 5, 7 нашего рисунка в [4] отсутствуют; пять сегментов из двенадцати, указанные в работе [4], не подтверждаются нашим анализом. В работе [4], в отличие от рис.1, не была выделена структура регулярных рукавов, составленных из верениц.

Вереницы очерчивают в М 101 регулярные рукава на протяжении почти всей их длины; только в самой внутренней части диска, области с радиусом 3-5 кпк, наблюдательные данные недостаточны для выяснения геометрии рукавов. Длины верениц, измеренные в единицах максимального расстояния от центра, составляют, в порядке их номеров, 0.30; 0.30; 0.65; 0.85; 0.30; 0.50; 0.40. Угол между соседними, примыкающими друг к другу вереницами практически всегда близок к 120° ; последнее замечено и в [4].

3. *Вереницы и пылевые полосы в М51.* Обратимся теперь к другой близкой галактике, видимой тоже почти плашмя, - это замечательная спираль М 51 в созвездии Гончих Псов, служащая уже более 150 лет (со времен Росса, открывшего в ней спиральную структуру в 1845г.) объектом детального изучения. Геометрия ее спирального узора очерчивается яркими вереницами звездных комплексов и - еще более четко - резкими и узкими темными полосами на внутренней кромке рукавов (рис.2а).

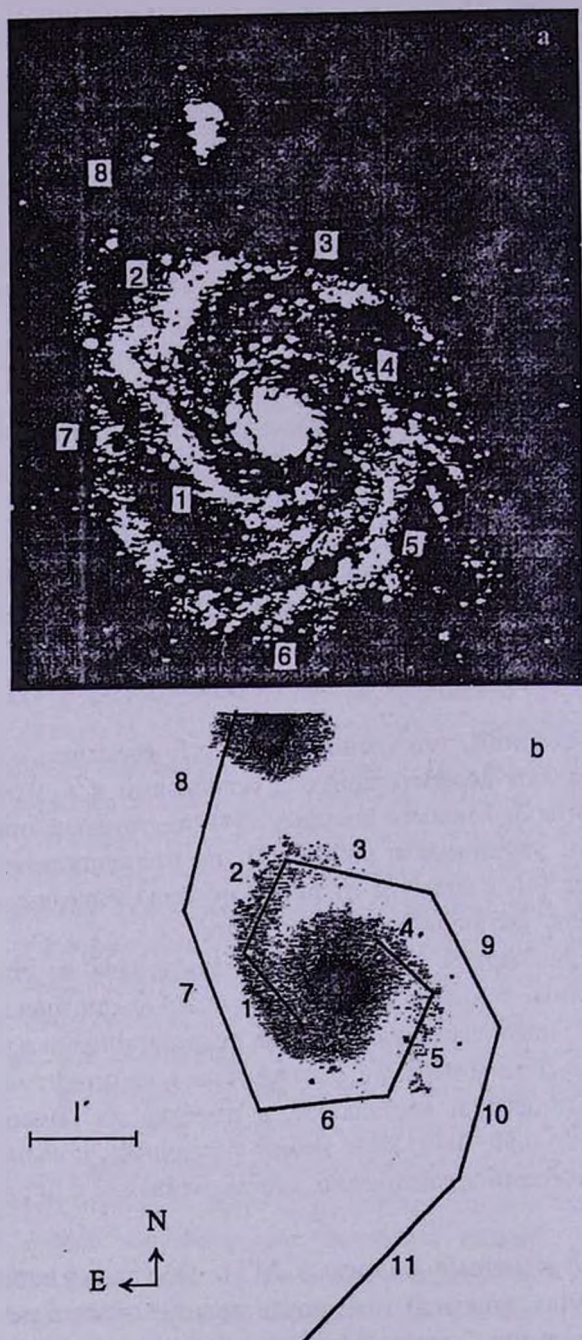


Рис.2. а) М 51 на фотографии Цвикси [8]. б) Схема темных пылевых полос на внутренних краях регулярных спиральных рукавов М 51; наложена на изображение М 51 в К-полосе спектра [24].

Полосы очень хорошо прослеживаются на протяжении практически всей длины обоих главных регулярных рукавов - см. также фотографии М 51 в голубых, желтых и красных лучах в книге Воронцова-Вельяминова [1]. Важным дополнительным материалом для изучения геометрии, а также и поперечного строения рукавов служат карты ионизованного, атомного и молекулярного газа в М 51 [9-14]. В своей совокупности упомянутые данные позволяют различить 11 основных верениц в двух главных спиральных рукавах М 51, из которых по крайней мере 8 или 9 практически безупречно прямолинейны. Схема верениц в М 51 показана на рис.2b. (Как ни удивительно, Воронцов-Вельяминов не заметил очень ярких верениц в этой галактике, приведя вместе с тем в своей книге, помимо М101, несколько других примеров верениц в более далеких и гораздо хуже, чем М 51, изученных галактиках).

На рис.3 воспроизводится карта интенсивности излучения молекулы СО, а на рис.4а - синхротронного излучения в диске М 51; линия

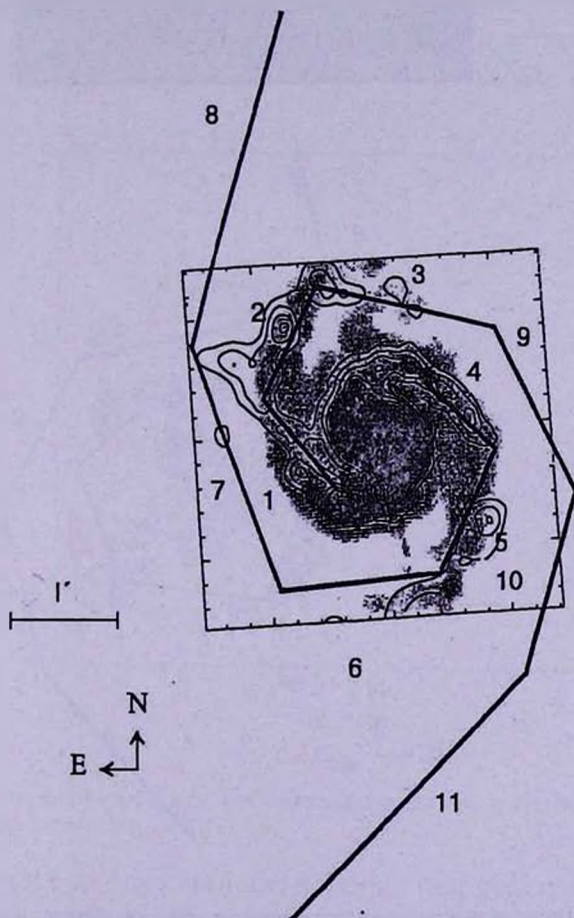


Рис.3. То же; наложено на карту М 51 в излучении молекулы СО [9].

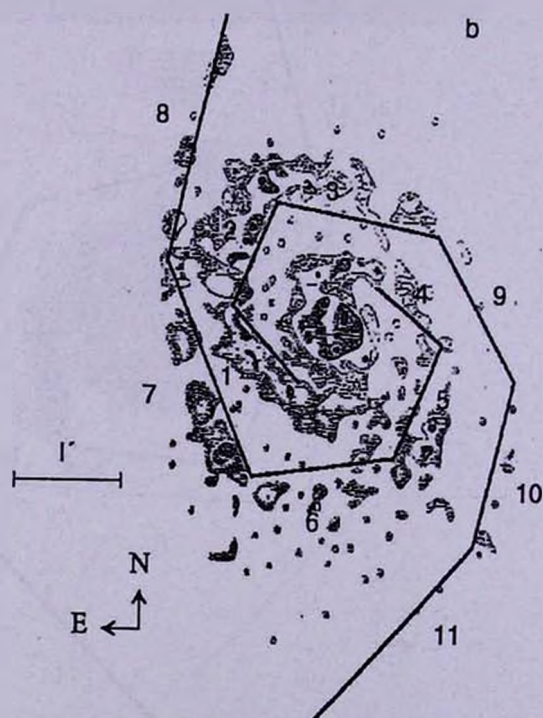
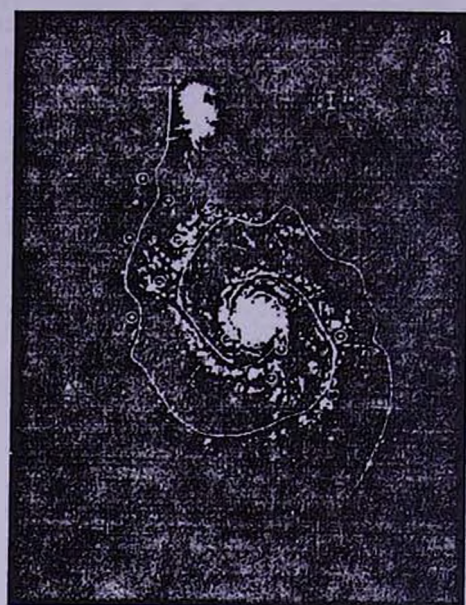


Рис.4. а) Линия максимумов синхротронного излучения М 51 [15]. б) Темные полосы и карта М 51 в излучении H_α [35].

максимумов излучения хорошо совпадает в обоих случаях с темными полосами в рукавах. Рис.4b показывает положение темных полос на карте М 51 в излучении H_α .

В каждом из рукавов вереницы почти везде примыкают друг к другу, так что в результате геометрия рукава представляется - с некоторой небольшой долей упрощения и схематизации - ломаной линией на протяжении практически всей его длины (кроме самой внутренней области диска, где строение рукава прослеживается не очень уверенно).

Длины верениц, измеренные в единицах наибольшего расстояния от центра, составляют, в порядке номеров: 0.35; 0.30; 0.60; 0.80; 0.85; 0.45; 0.50; 0.60; 0.80; 0.85. Как и в М 101, угол между соседними вереницами близок к 120° .

Сравнивая геометрию основных рукавов в М 51 и М 101, можно сказать, что во всех четырех случаях они очерчиваются очень схожими ломаными линиями. Кроме близости углов излома этих линий, обращает на себя внимание и другое свойство рукавов: длины сегментов-верениц возрастают с удалением от центра по закону, близкому к линейному (рис.5).

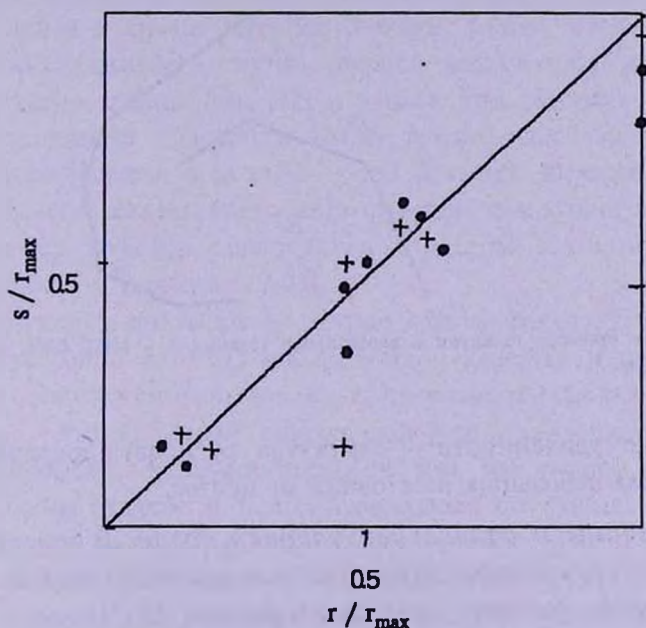


Рис.5. Зависимость длины вереницы s от расстояния до центра r , кресты - М 101, точки - М 51 (s , r , $r_{\max}$ определены на рис.1).

Замечательно и еще одно свойство верениц: они представляют собою чаще всего самые яркие и самые голубые отрезки спиральных рукавов. В каждой из них обычно сосредоточено от 5 до 15-20 звездных комплексов, в которых протекает эффективное звездообразование. Если в

галактике имеются сверхассоциации, то последние находятся, как правило, именно в вереницах. Так, в одной из западных верениц галактики М 101 находится сверхассоциация, известная под номером NGC 5462; другой ярчайший объект той же вереницы, NGC 5461, тоже, вероятно, может считаться сверхассоциацией. Сверхассоциации рассматриваются как звездные комплексы с экстремально высокой скоростью и эффективностью преобразования газа в звезды [16,17]. Самые яркие области звездообразования в М 51 располагаются в вереницах 1, 2, 3, 5.

Судя по ряду известных примеров [18], эти свойства верениц являются распространенными, а, может быть, и универсальными. На рис.6 показаны 3 примера более далеких галактик с вереницами, в которых -

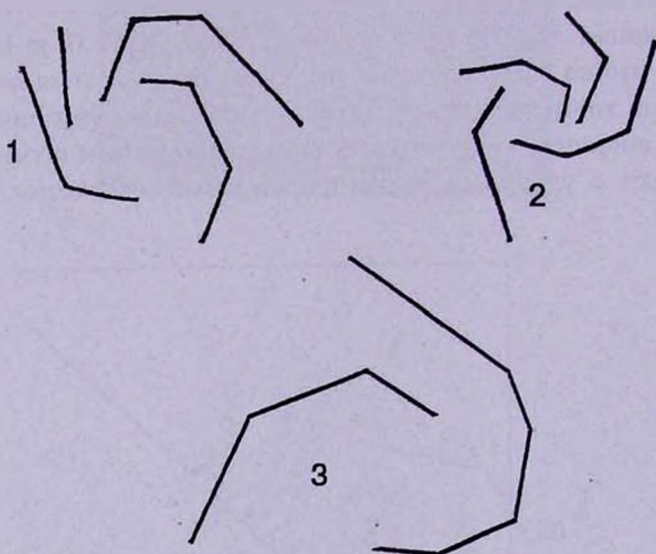


Рис.6. Три примера галактик с вереницами (схема); 1 - NGC 6946, 2 - NGC 5457, 3 - NGC 2997.

по причине удаленности - структура рукавов прослеживается до сравнительно небольших расстояний от центра.

4. Вереницы и спиральная ударная волна. В поисках ответа на вопрос о физической природе верениц будем следовать газодинамическому подходу, начало которому положено в работах [19-21]; см. также книги [22,23], где имется обзор дальнейших исследований в этой области. В духе этого подхода спиральные рукава рассматриваются как волновые образования двоякого рода: во-первых, это области максимума плотности в крупномасштабных спиральных волнах плотности, распространяющихся по распределению звезд диска; во-вторых, это ударные волны в межзвездном газе, возникающие при его протекании сквозь

гравитационный потенциальный рельеф, обязанный этим волнам. Максимумы плотности в распределении звезд диска создают минимумы гравитационного потенциала, и именно в этих минимумах происходит торможение сверхзвукового потока газа и формирование ударных волн. Уплотнение газа за фронтами ударных волн создает условия для конденсации газа в звезды, и таким путем в спиральных рукавах возникают очаги звездообразования, самые крупные из которых являются звездными комплексами Ефремова. Молодые и яркие звезды, родившиеся в этом процессе, очерчивают рукава и создают в диске наблюдаемый крупномасштабный и регулярный спиральный узор (который часто называют гранд-дизайном).

В этой общей картине далеко не все элементы разработаны к настоящему времени одинаково надежно и детально. Для нашего обсуждения важнее всего то обстоятельство, что существование крупномасштабных спиральных ударных волн, предсказанных в упомянутых выше пионерских работах, нашло прямое наблюдательное подтверждение. В дисках, видимых плашмя (как М 101 или М 51), фронты ударных волн наблюдаются в виде тонких темных полос, располагающихся вдоль рукава с его (обычно) внутренней стороны (в книге [1] приведено немало примеров, когда в дисках ищутся "тонкие, резкие темные волокна"). Так и должны выглядеть сжатые ударной волной слои плотного газа сразу за фронтом волны (см. [22] и данные там ссылки).

Далее за темной полосой в толщу рукава идет чаще всего слой молекулярных облаков, а за ним - слой областей звездообразования и зон Н II. Таково обычно внутреннее строение спиральных рукавов [3]. Все это тоже хорошо согласуется в целом с общими идеями газодинамического подхода [19-21].

Обратим теперь внимание на другую группу фактов. В ряде случаев (особенно уверенно в М 51) наблюдения в красных и инфракрасных лучах обнаруживают спиральную структуру в распределении старых звезд диска (рис.3). Этот "красный" спиральный узор отличается от "голубого" узора, образуемого молодыми звездами, тем, что рукава в нем более широкие, более гладкие и более правильные по форме - см. [24] и упомянутые там работы. Красный узор очерчивает в действительности упомянутый выше гравитационный потенциальный рельеф диска с ямами вдоль его рукавов, создаваемыми спиральной волной плотности в основном в звездном населении II.

Для нашего рассмотрения особенно существенно, что в красных рукавах отсутствуют какие-либо прямолинейные сегменты. Отсюда, по-видимому, вытекает, что вереницы имеют негравитационное происхождение, так как их геометрия не повторяет геометрию потен-

циальных ям. Показанная на рис. 2-4 схема верениц в рукавах М 51 опирается на картину темных волокон в этой галактике. Поперечный профиль верениц, судя по всему, не отличается от стандартного: на их внутренней, обращенной к натекающему потоку газа, кроме имеется практически всегда четкая темная и - в данном случае - прямолинейная полоса. Голубые вереницы уже красных рукавов (т.е. потенциальных ям) и целиком помещаются в них; они следуют геометрии потенциального рельефа в целом, но не повторяют его буквально в локальных участках рукава.

В духе всего сказанного нетрудно заключить, что прямолинейная темная полоса в вереницах тоже представляет собой видимый с ребра плотный слой газа за плоским фронтом ударной волны. Так как ударный фронт - самый молодой структурный элемент в рукаве и, в частности, в веренице, то естественно предположить, что прямолинейная геометрия вереницы задается и определяется местной геометрией ударного фронта. Иными словами, вереницы потому прямолинейны, что они формируются за плоскими участками ударного фронта.

Если так, то ключевой вопрос физики верениц таков: почему в глобальной спиральной ударной волне формируются плоские локальные участки? Поиск ответа на этот вопрос возможен, как кажется, на основе общих представлений об устойчивости плоской ударной волны в газе с "обычными" термодинамическими свойствами (см. пионерские работы [25,26] и книги [27-30]). Примем во внимание, что вскоре после возникновения ударной волны в гравитационной потенциальной яме, а фактически уже в ходе этого процесса, структура и эволюция фронта волны определяется как гравитацией, так и нелинейными газодинамическими эффектами, которые даже сильнее последней на самом фронте. Поэтому в данном случае можно - по крайней мере при качественном локальном рассмотрении - пренебречь гравитацией (см. работу [31]) и судить о поведении ударного фронта на основании стандартных газодинамических соображений.

Так, хорошо известно, что "обычный" плоский ударный фронт обладает высокой степенью устойчивости относительно слабых возмущений, искажающих его поверхность [25-30]. Если, например, на этой поверхности возникла слабая рябь, или "гофрировка", то немедленно включается механизм уплощения поверхности фронта, который приводит к замедлению выступивших вперед участков фронта и ускорению отставших. В результате поверхность фронта стремится быстро сгладиться и распрямиться.

Этот механизм уплощения фронта должен, очевидно, действовать и в случае глобальной спиральной ударной волны (как было замечено

ранее [32,33]). Под возмущением поверхности фронта в этом случае нужно понимать отклонение этой поверхности от плоскости, причем такое отклонение должно быть малым. Некоторый участок поверхности фронта можно считать слабо искаженным, если "стрелка прогиба" этой поверхности δ мала по сравнению с некоторой линейной характеристикой геометрии фронта. В качестве последней должны фигурировать длина отрезка хорды s и/или локальный радиус кривизны фронта R (в средней точке данного участка фронта): $\delta \ll s, R$. Уместно положить в данном случае, что $s \approx R$. Тогда эти два соотношения дают критерий локального уплощения фронта спиральной ударной волны.

Соображения об устойчивости плоской ударной волны не означают, что ударный фронт сначала возникает как спиральный, а затем уплощается в отдельных участках рукава. Скорее оба процесса протекают одновременно за время приблизительно одного оборота галактики. Это происходит на ранней стадии формирования диска галактики, когда спиральная структура приобретает законченные очертания и выходит на квазистационарный режим, который длится потом миллиарды лет.

5. Обсуждение. Рассмотрим, что вытекает из полученного выше критерия уплощения для, например, спирального фронта, который с ребра имеет форму логарифмической спирали (по замечанию Воронцова-Вельяминова [1], "как многие спирали в природе, спиральные ветви галактик являются логарифмическими спиралями"). Из уравнения спирали, $r = r_0 \exp(k\phi)$, (где r_0, k - константы, r, ϕ - полярные координаты) вытекает, что радиус кривизны R возрастает линейно с расстоянием: $R \propto r$. Вместе с критерием уплощения это соотношение ведет к выводу, что длины распрямляющихся участков фронта растут линейно с расстоянием от центра, и именно так должны тогда зависеть от радиального расстояния длины верениц в наблюдаемых спиралях. Как мы видели (раздел 3), эта закономерность замечена в М 101, М 51 (да и в других случаях).

Можно также видеть, что при выполнении условия $s \approx R$ угол между соседними вереницами $\alpha \approx 120^\circ$. Тем самым находит объяснение и второе из геометрических свойств верениц, указанных в разделе 3.

Третье свойство верениц - повышенная яркость - требует, как кажется, более сложного объяснения, не сводящегося целиком к геометрическим соображениям, но, несомненно, зависящее от них. Можно лишь предположить, что в плоской геометрии вереницы легче реализуется возможность взаимностимулированного звездообразования [33, 34, 17], которое, вероятно, ответственно за повышение эффективности и скорости преобразования газа в звезды, наблюдаемое в сверхассоциациях.

Наконец, необходимо понять, почему вереницы наблюдаются во

многих, но все же далеко не всех галактиках. Например, почти идеальную спиральную структуру имеют рукава в галактике NGC 4622. Скорее всего, возможность уплощения ударного фронта на достаточно большом протяжении спирального рукава связана с профилем гравитационной потенциальной ямы рукава. Мы видели (раздел 3), что в М 51 потенциальные ямы весьма широкие и не туго закрученные. Напротив, в NGC 4622 видимые в оптике рукава являются более узкими и гораздо более туго закрученными. Весьма вероятно, в этом случае потенциальные ямы тоже весьма узкие и резкие. При таких условиях ударная волна, фронт которой должен - по условию существования - располагаться в пределах потенциальной ямы, оказывается запертой в узкой спиральной яме.

Перечислим в заключение основные результаты работы.

1. Найдены прямолинейные сегменты - вереницы Воронцова-Вельяминова - в спиральных рукавах галактики М 51 и ряда других галактик.

2. На примере галактик М 51 и М 101 показано, что вереницы способны очерчивать регулярные (гранд-дизайн) спиральные рукава почти на полной их протяженности.

3. Геометрия таких рукавов весьма схожа: это ломаные линии с одинаковым углом излома ($\approx 120^\circ$), в которых длина сегментов возрастает линейно с удалением от центра.

4. Предложена физическая интерпретация феномена верениц, основанная на представлениях о спиральной ударной волне в регулярных рукавах, и на этой основе дано объяснение основных количественных характеристик верениц и очерчиваемых ими спиральных рукавов.

Некоторые из затронутых в работе вопросов требуют дальнейшего более детального наблюдательного и теоретического изучения. Это касается доли галактик, содержащих вереницы в своих спиральных рукавах, корреляции феномена верениц с общими характеристиками галактик и их спиралей (массы диска и балджа, угол закрутки спиральных ветвей и т.п.), повышенной яркости верениц и происхождения сверхассоциаций в них. Эти вопросы предполагается рассмотреть в последующих работах.

Некоторые из результатов данной работы были представлены в нашем докладе на конференции "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" (Пушино, 13-16 мая 1997г.). Благодарю В.Г.Горбачкова, В.М.Конторовича и других участников конференции за ценные замечания по этому докладу. За многочисленные обсуждения проблемы верениц я благодарен также В.П.Архиповой, Ю.Н.Ефремову и А.В.Засову. Работа выполнена при частичной поддержке Программы "Университеты России".

VORONTSOV - VEL' YAMINOV' S ROWS IN GIANT GALAXIES: GEOMETRY AND PHYSICS

A.D.CHERNIN

The phenomenon of rows which are straight segments of spiral arms discovered by Vorontsov-Vel'yaminov are studied. The galaxies M 101 and especially M 51 are used to demonstrate geometrical and physical characteristics of the rows. I demonstrate that the rows constitute the spiral arms of these galaxies almost completely along their length. A relation between rows and straight dark dust lanes on the inner edges of the spiral arms is followed. Assuming that the dark lanes are gas layers compressed by the spiral shock, a mechanism of the formation of the rows is discussed via local flattening segments of the spiral shocks. Qualitative consequences of this gasdynamical picture seem to be confirmed by the new observational facts concerning rows.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А.Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1978.
2. H.C.Arps, IEEE Trans. Plasma Sci., PS-14, 748, 1986.
3. Ю.Н.Ефремов, Очаги звездообразования в галактиках. Наука, М., 1989.
4. W.H.Waller, R.C.Bohlin, R.H.Cornett et al., Astrophys. J., 481, 169, 1997.
5. Yu.N.Efremov, Astron. J., 110, 2757, 1995.
6. J.Kamphuis, R.Sancisi, in "Panchromatic View of Galaxies", eds. G.Gensler, Ch. Theis, J. Gallagher; Kiel, 1993, p. 317.
7. J.H.Knapen, J.E.Beckman, J.Сера, N.Nakai, Astron. Astrophys., 308, 27, 1996.
8. F.Zwicky, in "Handbuch der Physik", vol. 53, Berlin, Springer, 1959.
9. S.Garcia-Burillo, M.Gu  lin, J.Cernicharo, Astron. Astrophys., 274, 123, 1993.
10. H.Visser, Astron. Astrophys., 88, 159, 1980.
11. G.Rydbeck, A.Hjalmarsen, O.E.H.Rydbeck, Astron. Astrophys., 144, 282, 1985.
12. H.Petit, C.T.Hua, D.Bersier, G.Cout  s, Astron. Astrophys., 309, 446, 1996.
13. H.Hippelein, D.Lemke, M.Haas, et al, Astron. Astrophys., 315, L82, 1996.
14. J.E.Beckman, R.F.Peletier, J.H.Knapen, et al, Astrophys. J., 467, 175, 1996.

15. *D.S.Mathewson, P.C. van der Kruit, W.N.Broun*, *Astron. Astrophys.*, 17, 468, 1972.
16. *Yu.N.Efremov, A.D.Chernin*, *Vistas Astron.*, 38, 165, 1994.
17. *А.Д.Чернин*, *Письма в Астрон. ж.*, 23, 1, 1997.
18. *В.П.Архипова, А.В.Засов, А.Д.Чернин* (готовится к печати).
19. *C.C.Lin, F.Shu*, *Astrophys. J.*, 140, 646, 1964.
20. *W.W.Roberts*, *Astrophys. J.*, 158, 123, 1969.
21. *С.Б.Пикельнер*, *Астрон. ж.*, 47, 254, 1970.
22. *Л.С.Марочник, А.А.Сучков*, *Галактика*, Наука, М., 1984.
23. *G.Bertin, C.C.Lin*, *Spiral Structure in Galaxies*, The MIT Press, 1996.
24. *R.A.González, J.R.Graham*, *Astrophys. J.*, 460, 651, 1996.
25. *С.П.Дьяков*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 27, 288, 1954.
26. *В.М.Конторович*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 33, 1527, 1957.
27. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Гидродинамика*, Наука, М., 1986.
28. *Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер*, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966.
29. *В.Г.Горбачукский*, *Космическая газодинамика*, Наука, М., 1977.
30. *G.B.Whitham*, *Linear and Nonlinear Waves*, New York: John Wiley and Sons, 1974.
31. *V.V.Dwarkadas, S.A.Balbus*, *Astrophys. J.*, 467, 87, 1996.
32. *А.Д.Чернин*, *Астрофизика*, 39, 627, 1996.
33. *В.Г.Сурдин*, *Письма в Астрон. ж.*, 20, 378, 1994.
34. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, 231, 372, 1979.
35. *R.B.Tully*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 27, 437, 1974.

МЕТОД АЛЬБЕДНОГО СДВИГА В ЗАДАЧЕ ОБ АНИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА В ПЛОСКИХ АТМОСФЕРАХ

В.В.ИВАНОВ, А.М.КАСАУРОВ

Поступила 20 июля 1998

Рассматривается стандартная задача теории переноса излучения - расчет диффузного отражения и пропускания излучения плоской рассеивающей атмосферой. Недавно предложенный метод альбедного сдвига применяется для расчета X - и Y -функций (а также H -функции) для случая анизотропного рассеяния с индикатрисой Хенри-Гринштейна. Метод позволяет "подавлять" рассеяния и получать итеративные решения высокой точности всего за несколько итераций даже в тех случаях, когда среднее число рассеяний фотона в атмосфере очень велико.

1. *Введение.* Недавно был предложен новый численно-аналитический метод расчета полей излучения в плоских рассеивающих атмосферах - метод альбедного сдвига [1-4]; см. также [5]. Суть его состоит в следующем. По уравнению переноса в интегральной или дифференциальной форме и по порождаемым им уравнениям для стандартных функций теории переноса излучения - H -функции, X - и Y -функций, резольвентной функции Соболева $\Phi(\tau)$ - строятся вспомогательные однопараметрические семейства уравнений той же общей структуры, что и обычные уравнения теории переноса. В этих вспомогательных уравнениях за счет выбора фигурирующего в них параметра вклад членов, описывающих рассеяния, может быть сильно подавлен. Поэтому решения вспомогательных уравнений без труда получают итерациями. Вспомогательные уравнения построены таким образом, что по решению, найденному для произвольного значения параметра, по простым формулам может быть восстановлено точное решение исходной физической задачи.

До сих пор численная реализация этого подхода была сделана лишь для простейшего случая изотропно рассеивающей полубесконечной атмосферы. В настоящей работе приводятся результаты применения этого подхода к задачам анизотропного рассеяния. Рассматриваются как полубесконечные, так и конечные атмосферы. Решается задача о диффузном отражении и пропускании. Точнее, описанным выше в общих чертах методом находятся X - и Y -функции (а также H -функция) для случая рассеяния с индикатрисой Хенри-Гринштейна.

2. *Уравнение переноса излучения.* Стандартная задача теории переноса излучения - расчет поля излучения в плоском слое оптической толщины τ_0 , верхняя граница которого освещается параллельными лучами. Для нулевой азимутальной гармоники поля излучения эта задача сводится к решению следующего уравнения переноса [6,7]:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = -I(\tau, \mu) + \frac{a}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' + \frac{a}{4} p(\mu, \mu_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (1)$$

при граничных условиях

$$I(0, \mu) = 0, \quad \mu > 0; \quad I(\tau_0, \mu) = 0, \quad \mu < 0. \quad (2)$$

Здесь $I(\tau, \mu)$ - усредненная по азимуту интенсивность излучения на оптической глубине τ , распространяющегося под углом $\arccos \mu$ к внутренней нормали к верхней ($\tau=0$) границе, $p(\mu, \mu')$ - усредненная по азимуту индикатриса рассеяния, a - альбедо однократного рассеяния, μ_0 - косинус угла падения внешнего излучения. Если индикатриса рассеяния $x(\gamma)$, где γ - угол рассеяния, разлагается в ряд по полиномам Лежандра $P_i(\cos \gamma)$:

$$x(\gamma) = \sum_{i=0}^{\infty} x_i P_i(\cos \gamma), \quad (3)$$

то

$$p(\mu, \mu') = \sum_{i=0}^{\infty} x_i P_i(\mu) P_i(\mu'). \quad (4)$$

Мы считаем, что $x(\gamma)$ нормирована:

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi x(\gamma) \sin \gamma d\gamma = 1, \quad (5)$$

так что в (3) и (4) $x_0 = 1$.

Излагаемая ниже теория относится к случаю произвольной индикатрисы рассеяния, численные же результаты будут приводиться для часто используемой (см., например, [8,9]) модельной индикатрисы Хенли-Гринстейна

$$x(\gamma) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \gamma)^{3/2}}, \quad (6)$$

где g - параметр, $-1 < g < 1$, характеризующий степень ее вытянутости вперед ($g > 0$) или назад ($g < 0$). Для индикатрисы Хенли-Гринстейна

$$x_i = (2i+1) g^i. \quad (7)$$

Один из наиболее удивительных и вместе с тем один из самых важных результатов теории анизотропного рассеяния состоит в том, что для получения интенсивности, удовлетворяющей уравнению (1) и граничным условиям (2), вместо уравнения переноса можно решать другое, более простое уравнение. Согласно Чандрасекару, который впервые обнаружил такую возможность, это вспомогательное уравнение имеет вид (см. [6], разд. 89)

$$\mu \frac{d\vartheta(\tau, \mu)}{d\tau} = -\vartheta(\tau, \mu) + \int_{-1}^1 \Psi(\mu') \vartheta(\tau, \mu') d\mu' + e^{-\tau/\mu_0}. \quad (8)$$

Его решение - *псевдоинтенсивность* $\vartheta(\tau, \mu)$. Как и физическая интенсивность $I(\tau, \mu)$, она должна искаться при нулевых граничных условиях.

Главное упрощение здесь состоит в следующем. В обычном уравнении переноса в интегральном члене, описывающем рассеяния, фигурирует зависящая от *двух* переменных фазовая функция $p(\mu, \mu')$, во вспомогательном же уравнении (8) ее место занимает функция *одной* переменной $\Psi(\mu)$ - чандрасекаровская характеристическая функция. Она представляет собой ряд по степеням μ^2 вида

$$\Psi(\mu) = \frac{a}{2} \sum_{i=0}^{\infty} x_i R_i(\mu) P_i(\mu), \quad (9)$$

где $R_i(\mu)$ - многочлены порядка i такие, что

$$R_0(\mu) = 1, \quad R_1(\mu) = (1-a)\mu, \quad (10)$$

а при $i \geq 2$

$$i R_i(\mu) + (i-1) R_{i-2}(\mu) = (2i-1 - ax_{i-1}) \mu R_{i-1}(\mu). \quad (11)$$

Это трехчленное рекуррентное соотношение подобно аналогичному соотношению для полиномов Лежандра

$$i P_i(\mu) + (i-1) P_{i-2}(\mu) = (2i-1) \mu P_{i-1}(\mu), \quad (12)$$

которые являются частным случаем $R_i(\mu)$, соответствующим $a=0$.

Важный момент, который необходимо подчеркнуть с самого начала, состоит в следующем. В уравнении для псевдоинтенсивности аналогом обычного альбеда однократного рассеяния a выступает величина

$$\lambda = 2 \int_0^1 \Psi(\mu) d\mu, \quad (13)$$

которую мы будем называть *псевдоальбедо*. Через обычное альбеда рассеяния a и коэффициенты x_i разложения индикатрисы по полиномам Лежандра псевдоальбеда выражается следующим образом (см. [7], гл.V, §3; [8], разд. 6.2):

$$\lambda = 1 - \prod_{l=0}^{\infty} \left(1 - \frac{ax_l}{2l+1} \right). \quad (14)$$

В консервативном случае, когда $a = 1$, псевдоальbedo также равно 1. Отметим, что при консервативном рассеянии имеет место следующее полезное соотношение [10]:

$$2 \int_0^1 \mu^2 \Psi(\mu) d\mu = \frac{1}{3} \prod_{l=2}^{\infty} \left(1 - \frac{x_l}{2l+1} \right), \quad a = 1. \quad (15)$$

Укажем также, что при очень сильно вытянутых вперед индикатрисах псевдоальbedo заметно больше физического альbedo однократного рассеяния. Более подробно это обсуждается в разделе 8.1.

Мы не приводим здесь довольно громоздких соотношений, позволяющих по псевдоинтенсивности $q(\tau, \mu)$ находить обычную интенсивность $I(\tau, \mu)$. Обсуждение этого вопроса см. в книге В.В.Соболева [7], гл. VI, §1.

3. *Функции X и Y .* В задаче о диффузном отражении и пропускании, сформулированной выше, для получения усредненных по азимуту интенсивностей излучения, выходящего из атмосферы, решать уравнение переноса (1) или даже уравнение (8) для псевдоинтенсивности не обязательно. По существу, достаточно найти порождаемые уравнением (8) X - и Y -функции и их моменты (см. [7], гл. VII, [8], разд. 6.5). Функции X и Y удовлетворяют следующей системе нелинейных интегральных уравнений:

$$X(\mu) = 1 + \mu \int_0^1 \frac{X(\mu)X(\mu') - Y(\mu)Y(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi(\mu') d\mu', \quad (16)$$

$$Y(\mu) = e^{-\tau_0/\mu} + \mu \int_0^1 \frac{Y(\mu)X(\mu') - X(\mu)Y(\mu')}{\mu - \mu'} \Psi(\mu') d\mu'. \quad (17)$$

Они связаны между собой соотношением

$$Y(\mu) = e^{-\tau_0/\mu} X(-\mu). \quad (18)$$

Наряду с системой (16)-(17), функции X и Y удовлетворяют также линейным уравнениям

$$T(\mu)X(\mu) = 1 - \mu \int_0^1 \frac{X(\mu')}{\mu - \mu'} \Psi(\mu') d\mu' - e^{-\tau_0/\mu} \mu \int_0^1 \frac{Y(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi(\mu') d\mu', \quad (19)$$

$$T(\mu)Y(\mu) = e^{-\tau_0/\mu} - e^{-\tau_0/\mu} \mu \int_0^1 \frac{X(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi(\mu') d\mu' - \mu \int_0^1 \frac{Y(\mu')}{\mu - \mu'} \Psi(\mu') d\mu', \quad (20)$$

где $T(\mu)$ - так называемая дисперсионная функция

$$T(\mu) = 1 - 2\mu^2 \int_0^1 \frac{\Psi(\mu')}{\mu^2 - \mu'^2} d\mu'. \quad (21)$$

При $\mu \in [0, 1]$ интегралы в (19)-(20), содержащиеся в знаменателях $\mu - \mu'$, а также интеграл в (21) понимаются в смысле главного значения по Коши.

Будем предполагать, что у так называемого *характеристического уравнения*

$$2 \int_0^1 \frac{\Psi(\mu)}{1 - k^2 \mu^2} d\mu = 1 \quad (22)$$

существует неотрицательный корень k . В этом случае решение системы (19)-(20) неединственно, так как соответствующая ей однородная система имеет нетривиальные решения. Как известно (см., например, [11]), имеющее физический смысл решение системы (19)-(20) должно удовлетворять дополнительным соотношениям

$$\int_0^1 \frac{X(\mu)}{1 - k\mu} \Psi(\mu) d\mu + e^{-k\tau_0} \int_0^1 \frac{Y(\mu)}{1 + k\mu} \Psi(\mu) d\mu = 1, \quad (23)$$

$$e^{-k\tau_0} \int_0^1 \frac{X(\mu)}{1 + k\mu} \Psi(\mu) d\mu + \int_0^1 \frac{Y(\mu)}{1 - k\mu} \Psi(\mu) d\mu = e^{-k\tau_0}. \quad (24)$$

Такое решение будем называть *физическим*. В дальнейшем $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ будут обозначать у нас физическое решение.

Заметим, что характеристическое уравнение (22) можно записать также в виде

$$T\left(\frac{1}{k}\right) = 0. \quad (25)$$

Соотношения (23) и (24) получаются из (19) и (20) при $\mu = 1/k$, если потребовать, чтобы $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ не имели сингулярности при $\mu = 1/k$.

В консервативном случае, когда гибели фотонов при рассеяниях не происходит ($a = \lambda = 1$), мы имеем из (13)

$$2 \int_0^1 \Psi(\mu) d\mu = 1 \quad (26)$$

Согласно (22), это означает, что в этом случае $k = 0$. Соотношения (23)-(24), выделяющие физическое решение, заменяются в консервативном случае на следующие:

$$\int_0^1 X(\mu) \Psi(\mu) d\mu + \int_0^1 Y(\mu) \Psi(\mu) d\mu = 1, \quad (27)$$

$$\int_0^1 \mu X(\mu) \Psi(\mu) d\mu - \int_0^1 \mu Y(\mu) \Psi(\mu) d\mu = \tau_0 \int_0^1 Y(\mu) \Psi(\mu) d\mu. \quad (28)$$

В предельном случае полубесконечной атмосферы ($\tau_0 = \infty$) для физического решения мы имеем

$$X(\mu) = H(\mu), \quad Y(\mu) = 0, \quad (29)$$

где $H(\mu)$ - решение уравнения

$$H(\mu) = 1 + \mu H(\mu) \int_0^1 \frac{H(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi(\mu') d\mu', \quad (30)$$

удовлетворяющее следующему условию:

$$\int_0^1 \frac{H(\mu)}{1 - k\mu} \Psi(\mu) d\mu = 1. \quad (31)$$

Уравнение (30) и соотношение (31) являются предельными случаями (16) и (23), соответствующими $\tau_0 = \infty$. Уравнение же (19) переходит в линейное уравнение для H -функции

$$T(\mu) H(\mu) = 1 - \mu \int_0^1 \frac{H(\mu')}{\mu - \mu'} \Psi(\mu') d\mu'. \quad (32)$$

4. *Краткие обозначения.* Как приведенные выше формулы, так и особенно ряд даваемых ниже соотношений довольно громоздки. Структура формул становится гораздо яснее, если ввести следующие краткие обозначения:

$$\mathcal{X}(\mu) = 1 - \mu \int_0^1 \frac{X(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi(\mu') d\mu', \quad (33)$$

$$\mathcal{Y}(\mu) = \mu \int_0^1 \frac{Y(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi(\mu') d\mu'. \quad (34)$$

Тогда линейные уравнения (19) и (20) для X и Y принимают вид

$$T(\mu) X(\mu) = \mathcal{X}(-\mu) - e^{\tau_0/\mu} \mathcal{Y}(\mu), \quad (35)$$

$$T(\mu) Y(\mu) = e^{-\tau_0/\mu} \mathcal{X}(\mu) - \mathcal{Y}(-\mu), \quad (36)$$

а нелинейные уравнения (16)-(17) записываются так:

$$X(\mu) \mathcal{X}(\mu) + Y(\mu) \mathcal{Y}(\mu) = 1, \quad (37)$$

$$X(\mu) \mathcal{Y}(-\mu) + Y(\mu) \mathcal{X}(-\mu) = e^{-\tau_0/\mu}. \quad (38)$$

Соотношения (23) и (24) в этих обозначениях имеют вид

$$\mathcal{X}(-\gamma) - e^{-k\tau_0} \mathcal{Y}(\gamma) = 0, \quad (39)$$

$$e^{-k\tau_0} \mathcal{X}(\gamma) - \mathcal{Y}(-\gamma) = 0, \quad (40)$$

где для краткости обозначено

$$\gamma = \frac{1}{k}. \quad (41)$$

Это γ не следует путать с фигурирующим в формулах (3), (5) и (6) углом рассеяния, обозначавшимся той же буквой; оба обозначения традиционны.

Заметим, что функции $\mathcal{X}$ и $\mathcal{Y}$ удовлетворяют соотношению

$$\mathcal{X}(\mu)\mathcal{X}(-\mu) - \mathcal{Y}(\mu)\mathcal{Y}(-\mu) = T(\mu). \quad (42)$$

Если в (37)-(38) $\mathcal{X}$ и $\mathcal{Y}$ считать известными, то эти уравнения можно рассматривать как линейную систему для X и Y . Определитель этой системы, согласно (42), есть функция $T(\mu)$, а ее решение - это линейные уравнения (35) и (36). При $\mu = 1/k \equiv \gamma$ из (42) получаем

$$\mathcal{X}(\gamma)\mathcal{X}(-\gamma) - \mathcal{Y}(\gamma)\mathcal{Y}(-\gamma) = 0. \quad (43)$$

В предельном случае полубесконечной атмосферы мы имеем $\mathcal{Y}(\mu) = 0$, и (42) переходит в известную винер-хопфовскую факторизацию

$$T(\mu) = \mathcal{H}(\mu)\mathcal{H}(-\mu), \quad (44)$$

где

$$\mathcal{H}(\mu) = 1 - \mu \int_0^1 \frac{H(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi(\mu') d\mu' = \frac{1}{H(\mu)}. \quad (45)$$

Введем также следующие восходящие к Chandrasekara [6] обозначения для обобщенных моментов $X(\mu)$ и $Y(\mu)$:

$$x_n = \int_0^1 \mu^n X(\mu) \Psi(\mu) d\mu, \quad y_n = \int_0^1 \mu^n Y(\mu) \Psi(\mu) d\mu, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (46)$$

Пусть h_n - аналогичный момент H -функции:

$$h_n = \int_0^1 \mu^n H(\mu) \Psi(\mu) d\mu. \quad (47)$$

Обозначим, далее,

$$\vartheta_n = \int_0^1 \mu^n \Psi(\mu) d\mu. \quad (48)$$

Моменты x_n следует отличать от коэффициентов разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра, см. формулу (3) и следующие за ней в разделе 2.

Нулевые моменты $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ удовлетворяют, как известно, соотношению (см., например, [6], разд.57)

$$x_0^2 - 2x_0 + \lambda = y_0^2, \quad (49)$$

которое в предельном случае полубесконечной атмосферы даст

$$h_0 = 1 - \sqrt{1 - \lambda}. \quad (50)$$

Из соотношений между моментами старших порядков нам понадобится лишь следующее:

$$2(1-x_0)x_2+2y_0y_2+x_1^2-y_1^2=2\varphi_2. \quad (51)$$

При $\tau_0 = \infty$ оно принимает вид

$$2\sqrt{1-\lambda}h_2+h_1^2=2\varphi_2. \quad (52)$$

Из (33)-(34) следует, что

$$\mathcal{X}(\infty)=1-x_0, \quad \mathcal{Y}(\infty)=y_0, \quad (53)$$

а (35) - (36) при $\mu = \infty$ дают, если учесть (49),

$$X(\infty)=Y(\infty)=(1-x_0+y_0)^{-1}. \quad (54)$$

В частном случае консервативного рассеяния вместо (49) будем иметь

$$x_0+y_0=1, \quad (55)$$

что есть краткая запись соотношения (27). Формула же (28) во введенных только что обозначениях принимает вид

$$x_1-y_1=\tau_0y_0. \quad (56)$$

В консервативном случае соотношение (51) записывается так:

$$2y_0(x_2+y_2)+x_1^2-y_1^2=2\varphi_2, \quad (57)$$

а (54) дает

$$X(\infty)=\frac{1}{2y_0}. \quad (58)$$

5. Общее решение. Как уже говорилось, решение линейных уравнений (19)-(20) неединственно, поскольку соответствующая однородная система имеет нетривиальные решения. Можно показать [11], что существуют два линейно независимых решения однородной системы. Одно из них есть

$$x(\mu)=\frac{\mu}{1-k\mu}[\mathcal{X}(\gamma)X(\mu)+\mathcal{Y}(\gamma)Y(\mu)], \quad (59)$$

$$y(\mu)=-\frac{\mu}{1+k\mu}[\mathcal{Y}(\gamma)X(\mu)+\mathcal{X}(\gamma)Y(\mu)], \quad (60)$$

а другое отличается от этого тем, что в качестве $x(\mu)$ стоит правая часть (60), а в качестве $y(\mu)$ - правая часть (59), т.е. $x(\mu)$ и $y(\mu)$ переставлены местами. Поэтому общее решение $\tilde{X}(\mu), \tilde{Y}(\mu)$ уравнений (19)-(20) имеет вид

$$\tilde{X}(\mu)=X(\mu)+C^+x(\mu)+C^-y(\mu), \quad (61)$$

$$\tilde{Y}(\mu)=Y(\mu)+C^+y(\mu)+C^-x(\mu), \quad (62)$$

где $C^{\pm}$ - произвольные постоянные.

Ниже предлагается метод, позволяющий получать итеративные решения нелинейных уравнений (16)-(17), которые быстро сходятся всегда, даже при консервативном и почти консервативном рассеянии и большой оптической толщине слоя τ_0 .

6. *Альбедный сдвиг для X- и Y-функций.* Пусть k_1 - произвольное вещественное число, $k_1 \in (-\infty, +\infty)$. Введем семейство характеристических функций $\Psi_1(\mu)$, зависящих от параметра k_1 , таких, что

$$\frac{\Psi_1(\mu)}{1 - k_1^2 \mu^2} = \frac{\Psi(\mu)}{1 - k^2 \mu^2}. \quad (63)$$

Согласно (22) и (63), мы имеем

$$2 \int_0^1 \frac{\Psi_1(\mu)}{1 - k_1^2 \mu^2} d\mu = 1, \quad (64)$$

т.е. характеристическое уравнение (22) сохраняет свой вид. Обозначим, далее, через $T_1(\mu)$ дисперсионную функцию, соответствующую характеристической функции $\Psi_1(\mu)$:

$$T_1(\mu) = 1 - 2\mu^2 \int_0^1 \frac{\Psi_1(\mu')}{\mu^2 - \mu'^2} d\mu'. \quad (65)$$

Из (63) и (21) легко получить, что T_1 и T связаны между собой так же, как и характеристические функции Ψ_1 и Ψ :

$$\frac{T_1(\mu)}{1 - k_1^2 \mu^2} = \frac{T(\mu)}{1 - k^2 \mu^2}. \quad (66)$$

Из (66) при $\mu \rightarrow \infty$ следует, что

$$\frac{1 - \lambda_1}{k_1^2} = \frac{1 - \lambda}{k^2}, \quad (67)$$

где

$$\lambda_1 = 2 \int_0^1 \Psi_1(\mu) d\mu. \quad (68)$$

Величину λ_1 будем называть *смещенным альбедо* однократного рассеяния. За счет выбора параметра k_1 значение λ_1 можно изменять по произволу.

Обозначим через $X_1(\mu)$, $Y_1(\mu)$ физическое решение системы линейных уравнений вида (19)-(20), в которой вместо $\Psi(\mu')$ под интегралами стоит $\Psi_1(\mu')$. Будем называть эту систему *смещенной по альбедо*. Аналогично вводятся и смещенные по альбедо нелинейные уравнения для X_1 и Y_1 . Пусть, далее, $\tilde{X}_1(\mu)$ и $\tilde{Y}_1(\mu)$ - общее решение такой смещенной по альбедо системы. Оно дастся, очевидно, формулами типа (59)-(62),

в которых k заменено на k_1 , вместо γ стоит $\gamma_1 = 1/k_1$, функции X и Y заменены на X_1 и Y_1 и, наконец, $C^\pm$ - на $C_1^\pm$, т.е. фактически все величины, входящие в (59)-(62), снабжены индексом 1 (разумеется, кроме аргумента μ).

Пусть, далее, X и Y - обсуждавшееся выше физическое решение исходных, не смещенных по альбедо, уравнений. Справедливо следующее утверждение [4]. Физическое решение исходной задачи $X(\mu)$, $Y(\mu)$ может быть полностью восстановлено по регулярному решению $X_1(\mu)$, $Y_1(\mu)$ смещенной по альбедо вспомогательной задачи с произвольно взятым значением параметра k_1 . Для этого постоянные $C_1^\pm$ в выражениях для $\tilde{X}_1(\mu)$ и $\tilde{Y}_1(\mu)$ следует выбрать так, чтобы

$$\tilde{X}_1(\gamma) = 0, \quad \tilde{Y}_1(\gamma) = 0. \quad (69)$$

При таком выборе $C_1^\pm$ окажутся выполненными следующие соотношения:

$$(1 - k^2 \mu^2) X(\mu) = (1 - k_1^2 \mu^2) \tilde{X}_1(\mu), \quad (70)$$

$$(1 - k^2 \mu^2) Y(\mu) = (1 - k_1^2 \mu^2) \tilde{Y}_1(\mu). \quad (71)$$

Формулы (69)-(71) являются для нас основными.

Соотношения (69), служащие для нахождения постоянных $C_1^\pm$, полезно выписать в развернутом виде:

$$x_1(\gamma) C_1^+ + y_1(\gamma) C_1^- = -X_1(\gamma), \quad (72)$$

$$y_1(\gamma) C_1^+ + x_1(\gamma) C_1^- = -Y_1(\gamma), \quad (73)$$

где согласно (59) и (60)

$$x_1(\gamma) = \frac{1}{k - k_1} [\mathcal{X}_1(\gamma_1) X_1(\gamma) + \mathcal{Y}_1(\gamma_1) Y_1(\gamma)], \quad (74)$$

$$y_1(\gamma) = -\frac{1}{k + k_1} [\mathcal{Y}_1(\gamma_1) X_1(\gamma) + \mathcal{X}_1(\gamma_1) Y_1(\gamma)] \quad (75)$$

В консервативном случае система (72)-(73) вырождается в одно уравнение. Можно показать (см. Приложение), что в этом случае вместо (72)-(73) постоянные $C_1^\pm$ могут быть найдены из соотношений

$$(C_1^+ + C_1^-) [\mathcal{X}_1(\gamma_1) + \mathcal{Y}_1(\gamma_1)] = k_1, \quad (76)$$

$$(C_1^+ - C_1^-) [(-2X_1(\infty) + \Delta_1) \mathcal{X}_1(\gamma_1) + (-2X_1(\infty) - \Delta_1) \mathcal{Y}_1(\gamma_1)] = k_1 \Delta_1, \quad (77)$$

где

$$\Delta_1 = -\frac{k_1}{1 - \lambda_1} [\tau_0 - \tau_0(x_{10} - y_{10}) - 2(x_{11} - y_{11})] \quad (78)$$

Моменты $x_{1,i}$, $y_{1,i}$ входящие в (78), относятся к смещенным по альбедо функциям X_1 и Y_1 . Первый индекс (1) указывает на факт смещения по альбедо, а второй (i) - порядок момента.

В частном случае полубесконечной атмосферы ($\tau_0 = \infty$) мы имеем $X_1(\mu) = H_1(\mu)$, $Y_1(\mu) = 0$. Пусть $\tilde{H}_1(\mu)$ - общее решение линейного уравнения вида (32) для $H_1(\mu)$. Оно имеет вид

$$\tilde{H}_1(\mu) = H_1(\mu) + C_1 \frac{\mu}{1 - k_1 \mu} H_1(\mu), \quad (79)$$

где C_1 - произвольная постоянная. Эту формулу легко получить как непосредственно из уравнения (32), так и в качестве предельного случая выражения для $\tilde{X}_1(\mu)$ вида (61). Если потребовать, чтобы $\tilde{H}_1(\gamma) = 0$, что представляет собой предельный случай первой из формул (69), то мы найдем, что $C_1 = k_1 - k$. Вводя (79) при этом значении C_1 в формулу

$$(1 - k^2 \mu^2) H(\mu) = (1 - k_1^2 \mu^2) \tilde{H}_1(\mu), \quad (80)$$

являющуюся предельным случаем (70), соответствующим $\tau_0 = \infty$, получаем

$$(1 + k \mu) H(\mu) = (1 + k_1 \mu) H_1(\mu). \quad (81)$$

Это соотношение, полученное ранее Х.Домке [1], послужило затем отправным пунктом при формулировке метода альбедного сдвига [2].

7. Численная реализация метода

7.1. *Схема расчета.* Расчет X - и Y -функций для индикатрисы Хенли-Гринстейна по описанной выше методике осуществляется следующим образом.

1. Задаются оптические параметры. Их три. Два из них, альбедо частицы a и параметр вытянутости индикатрисы g , характеризуют элементарный акт рассеяния, третий - это оптическая толщина слоя τ_0 . Итак, искомые функции X и Y зависят от одного аргумента (μ) и трех параметров.

2. Выбирается значение параметра k_1 . Это тот свободный параметр, варьируя которым мы можем менять значение λ_1 , тем самым регулируя скорость сходимости итеративных решений уравнений для функций $X_1(\mu)$ и $Y_1(\mu)$. Более подробно влияние k_1 на сходимость обсуждается в разделе 8.2.

3. Осуществляется дискретизация нелинейных уравнений для $X_1(\mu)$ и $Y_1(\mu)$. Для вычисления интегралов мы использовали квадратурную формулу Симпсона. При решении уравнения для функции Y_1 следует учитывать, что при $\mu' = \mu$ в подынтегральном выражении появляется неопределенность вида $0/0$. Раскрываем ее:

$$\frac{Y_1(\mu)X_1(\mu') - X_1(\mu)Y_1(\mu')}{\mu - \mu'} = X_1(\mu)Y_1'(\mu) - Y_1(\mu)X_1'(\mu). \quad (82)$$

В результате оказывается, что нужно иметь не только сами функции $X_1(\mu)$ и $Y_1(\mu)$, но и их производные. Эти производные вычислялись по пятиточечным формулам. Именно, для произвольной функции $f = f(z)$ не у границ промежутка интегрирования бралось обычное пятиточечное представление производной ($i = 2, 3, \dots, n-3, n-2$):

$$f'_i = \frac{1}{12h} (f_{i-2} - 8f_{i-1} + 8f_{i+1} - f_{i+2}). \quad (83)$$

На левом и правом концах промежутка производные вычислялись, соответственно, по формулам

$$f'_0 = \frac{1}{12h} (-25f_0 + 48f_1 - 36f_2 + 16f_3 - 3f_4), \quad (84)$$

$$f'_n = \frac{1}{12h} (3f_{n-4} - 16f_{n-3} + 36f_{n-2} - 48f_{n-1} + 25f_n), \quad (85)$$

а в непосредственно соседствующих с ними точках - по формулам

$$f'_1 = \frac{1}{12h} (-3f_0 - 10f_1 + 18f_2 - 6f_3 + f_4), \quad (86)$$

$$f'_{n-1} = \frac{1}{12h} (-f_{n-4} + 6f_{n-3} - 18f_{n-2} + 10f_{n-1} + 3f_n). \quad (87)$$

В (83)-(87) $f_i \equiv f(z_i)$, $f'_i \equiv f'(z_i)$, а $h \equiv z_{i+1} - z_i$ - шаг дискретизации.

4. Производится расчет характеристической функции. Вначале вычисляем $\Psi(\mu)$ по формулам (9)-(12), а затем $\Psi'_1(\mu)$ по формуле (63). Следует отметить, что для сильно вытянутых индикатрис сходимость ряда (9) медленная, так что необходимо брать большое число членов разложения. В наших расчетах в (9) удерживались, как правило, члены вплоть до $i = N = 100$. Для проверки точности характеристическая функция $\Psi(\mu)$ вычислялась также по следующему альтернативному представлению (см. [8], разд. 6.2.2):

$$\Psi(\mu) = \frac{N+1}{2\mu} (P_{N+1}(\mu)R_N(\mu) - P_N(\mu)R_{N+1}(\mu)). \quad (88)$$

5. Выполняется решение нелинейных уравнений вида (16)-(17) для X_1 и Y_1 методом простой итерации.

6. По функциям $X_1(\mu)$ и $Y_1(\mu)$ восстанавливаются значения $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ (формулы (70)-(71)). Для этого необходимо найти коэффициенты $C_1^\pm$, входящие в выражения для $\tilde{X}_1(\mu)$ и $\tilde{Y}_1(\mu)$. Это требует решения линейной системы двух уравнений (72)-(73) (либо (76)-(77) в консер-

вативном случае).

7.2. Оценка точности результатов. Самым убедительным свидетельством правильности работы наших программ является совпадение значений X и Y , восстанавливаемых по функциям X_1 и Y_1 , рассчитанным для различных значений параметра k_1 .

Для оценки точности, которую дают наши расчеты, были также выполнены сравнения их результатов с имеющимися в литературе данными.

Во-первых, для предельного случая полубесконечной среды имеются таблицы H -функций для случая индикатрисы Хенли-Гринштейна [12]. При $g < 0.7$ наши результаты показали полное согласие с приводимыми в этой работе (совпадают все 5 значащих цифр). Однако в случае вытянутых индикатрис ($g \geq 0.7$) имеется расхождение в несколько единиц четвертого знака, что, вероятно, связано с неточностью расчетов А.К. Колесова. Такое заключение основано на следующем факте. Если в разложении $\Psi(\mu)$ в ряд удерживать ~ 40 членов (а не 100, как делали мы), то расхождение с результатами А.К. Колесова существенно уменьшается (до 1-2 единиц пятого знака).

Во-вторых, для изотропного рассеяния ($g = 0$) имеется целый ряд расчетов функций X и Y (см., например, [13-15]). В различных областях значений параметров τ_0 и a имеющиеся таблицы разных авторов, как известно, обладают различной точностью (обсуждение см., например, в [15]). Сравнение с опубликованными значениями, а также проверка того, с какой точностью выполняются приведенные выше в разделе 4 соотношения между моментами функций X и Y (или H -функции) позволяет утверждать, что наша программа обеспечивает точность не хуже 1 - 2 единиц пятой значащей цифры.

8. Численные результаты.

8.1. Псевдоальbedo. Начнем с обсуждения вопроса о связи альbedo однократного рассеяния a и псевдоальbedo λ , определенного формулой (13). На рис.1 приведено семейство кривых, дающих $\lambda = \lambda(a)$ для нескольких значений параметра асимметрии g . Любопытный факт состоит в том, что при фиксированном a , $a < 1$, значения псевдоальbedo λ с ростом g увеличиваются. Когда индикатриса сильно вытянута вперед (большие g), значения λ оказываются очень близкими к 1 даже тогда, когда отличия a от 1 довольно значительны. Так, при $a = 0.8$ роль многократных рассеяний в исходной физической задаче сравнительно небольшая: среднее число рассеяний (в бесконечной среде) $1/(1-a) = 5$, а после всего 10 рассеяний выживает лишь порядка 10% фотонов ($0.8^{10} = 0.107$). Если же индикатриса сильно вытянута вперед, например $g = 0.8$, то псевдоальbedo λ оказывается равным $\lambda = 0.997$, так что параметр $1/(1-\lambda)$, дающий среднее число "псевдорассеяний" в

бесконечной среде, равен ~ 330 , а после 10 "псевдорассеяний" выживает 97% "псевдофотонов".

Итак, хотя традиционное сведение уравнений переноса к псевдозадаче в целом дает хорошо известное огромное упрощение (системы уравнений

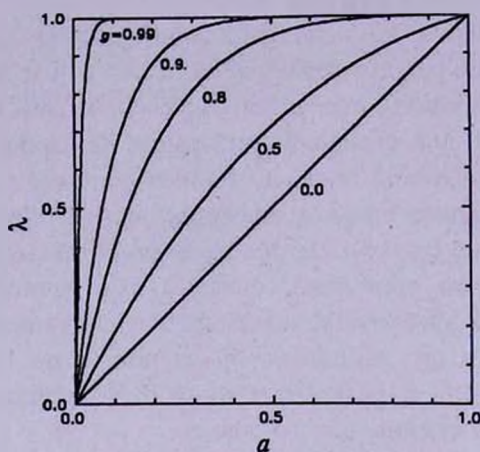


Рис.1. Псевдоальbedo λ как функция альbedo a при различных значениях параметра вытянутости индикатрисы g .

высокого порядка заменяются на одно уравнение), при этом появляется побочная трудность - резкое ухудшение сходимости итеративных решений уравнения для псевдоинтенсивности (и порождаемых им). Этот факт ранее, видимо, не отмечался.

8.2. H -функция. Приведем вначале некоторые данные, относящиеся к предельному случаю полубесконечных атмосфер. Нелинейное уравнение вида (30) для смещенной H -функции решалось методом прямой итерации. На рис.2 приведена зависимость числа итераций, необходимых для достижения точности 10^{-8} (относительная погрешность последовательных итераций). Приведенные на рис.2 данные относятся к сильно вытянутой индикатрисе ($g = 0.8$). В случае консервативного рассеяния прямые итерации "несмещенного" H -уравнения не сходятся, тогда как для смещенного по альbedo уравнения имеются такие значения параметра k_1 , при которых для достижения указанной выше точности достаточно всего 17 итераций, так что каждые две итерации уменьшают погрешность на порядок. Оптимальное значение k_1 оказывается в этом случае около 8.5 (рис.2А). Ему соответствует смещенное альbedo $\lambda_1 \approx 0.6$ (рис.2Б). С уменьшением альbedo однократного рассеяния a наивысшая скорость сходимости несколько увеличивается, а оптимальное значение k_1 уменьшается. Так, при $a = 0.9$ оно близко к $k_1 = 7$.

На рис.3 приведены графики функций $H_1(\mu)$, соответствующих

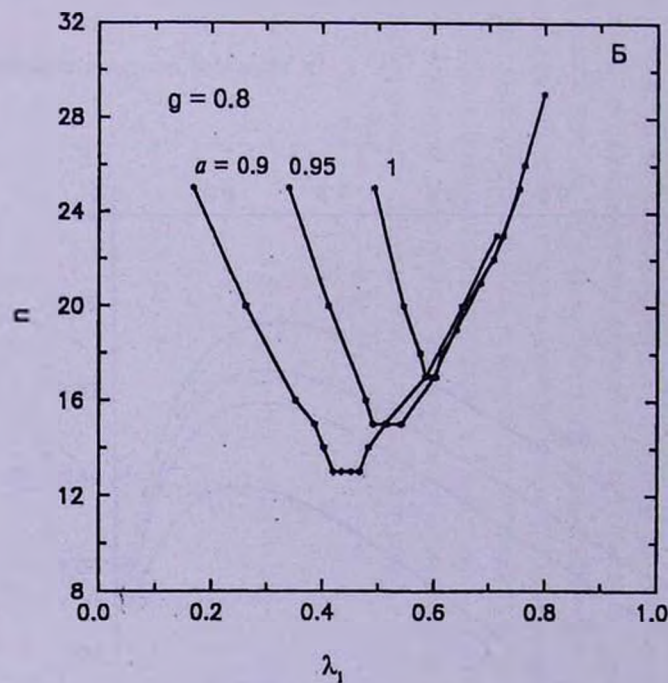
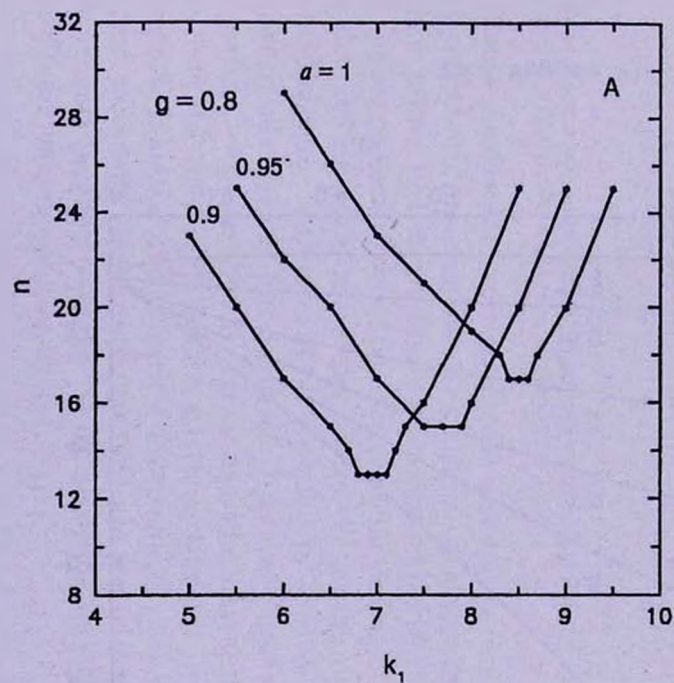


Рис.2. Зависимость числа итераций n от параметра k_1 (рис.А) и от "сдвинутого" альбеда λ_1 (рис.Б) для нескольких значений альбеда частицы a .

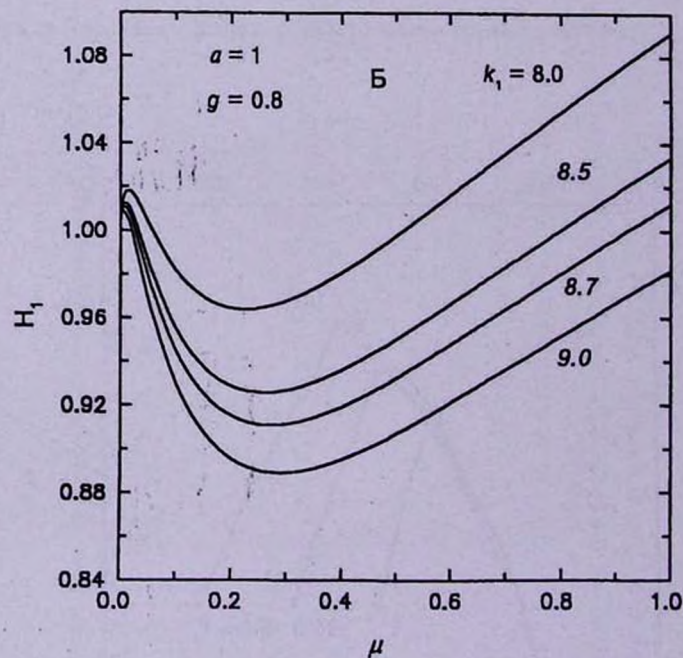
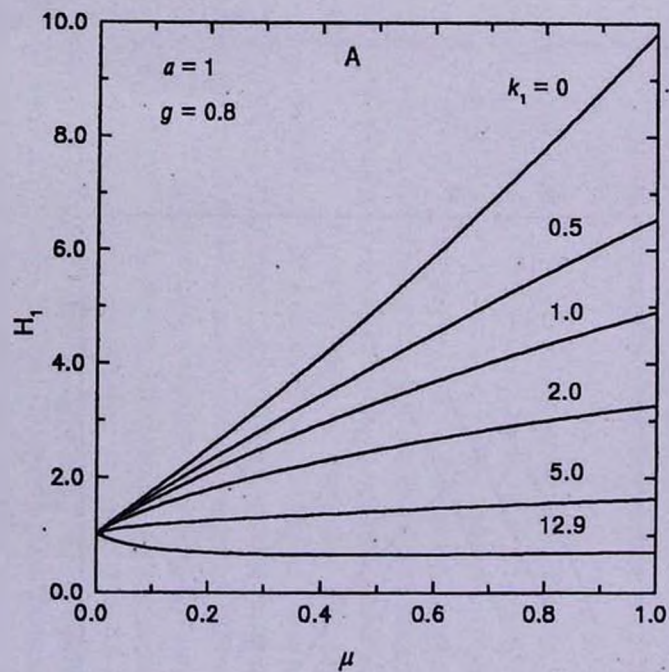


Рис.3. Функции $H_1(\mu)$ для различных значений параметра k_1 .

различным значениям k_1 . По любой из них несмещенная H -функция может быть найдена из соотношения (81). При значениях k_1 , обеспечивающих самую быструю сходимость итераций ($k_1 \sim 8.5 + 8.7$), значения соответствующих функций $H_1(\mu)$ при всех $\mu \in [0,1]$ отличаются от 1 менее чем на 10% (рис.3Б), тогда как H -функция исходной задачи (в консервативном случае соответствующая $k_1 = 0$) изменяется на порядок.

Эти данные относились к конкретному значению g , именно, $g = 0.8$. Как зависит оптимальное значение k_1 , т.е. такое, которое обеспечивает самую быструю сходимость, от параметра асимметрии индикатрисы g ? Соответствующие данные представлены на рис.4.

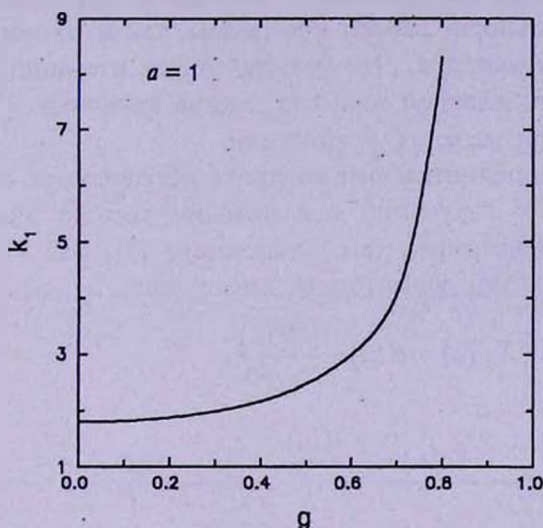


Рис.4. Зависимость параметра k_1 , обеспечивающего самую быструю сходимость итераций, от значения параметра вытянутости индикатрисы g .

Общее заключение, которое можно сделать на основе проведенных нами численных экспериментов, сводится к следующему. Альбедный сдвиг в случае полубесконечных атмосфер эффективен не только при изотропном рассеянии, что было установлено уже давно [1,2], но и при сильной анизотропии рассеяния. Значение смещенного альбеда λ_1 , обеспечивающее самую быструю сходимость итераций, существенно зависит от вытянутости индикатрисы. С ростом g оно возрастает (от ~ 0 при $g = 0$ до ~ 0.6 при $g = 0.8$). Таким образом, полученный в [2] вывод о том, что значение $\lambda_1 = 0$ близко к оптимальному, который был сделан из анализа данных, относящихся к изотропному рассеянию, на анизотропное рассеяние не переносится. То, что это может так оказаться, было указано недавно в работе [5] из аналитических соображений, без привлечения численных данных.

8.3. *X- и Y-функции.* Обратимся теперь к случаю конечных τ_0 . Расчеты выполнялись по схеме, детально описанной в разделе 8.1. Проиллюстрируем на графиках, как происходит восстановление физического решения. Ограничимся случаем консервативного рассеяния. На рис.5 приведены графики X_1 - и Y_1 -функций для $\tau_0 = 1$, $g = 0.5$, соответствующие двум разным значениям k_1 , именно, $k_1 = 1.1$ и $k_1 = 1.9$. По формулам восстановления по этим "смещенным" X_1 - и Y_1 -функциям были рассчитаны функции X и Y . Им на рисунках соответствуют кривые $k_1 = 0$. Как уже говорилось, совпадение функций X и Y , восстановленных по X_1 и Y_1 , рассчитанным для различных значений k_1 , служит надежным контролем как правильности работы программы, так и точности полученных численных результатов. Что касается числа итераций, необходимых для достижения заданной точности, то при конечных τ_0 оно того же порядка, что и при расчетах H_1 -функций.

При больших τ_0 дополнительный контроль обеспечивает сравнение восстановленных X - и Y -функций с даваемыми хорошо известными асимптотическими формулами (см., например, [7], гл. VI, §6). В консервативном случае эти асимптотики имеют вид

$$X_{as}(\mu) = H(\mu) - \frac{\mu H(\mu)}{\tau_0 + \delta}, \quad (89)$$

$$Y_{as}(\mu) = \frac{\mu H(\mu)}{\tau_0 + \delta}, \quad (90)$$

где

$$\delta = 2 \frac{h_2}{h_1}. \quad (91)$$

При изотропном рассеянии ($g = 0$) эти формулы уже при $\tau_0 = 5$ обеспечивают точность в одну единицу пятого знака для $X(\mu)$ и в три единицы третьего знака для $Y(\mu)$. При $g = 0.5$ точность примерно на порядок ниже. При $\tau_0 = 10$ даже для Y -функций асимптотики обеспечивают точность в четыре значащие цифры.

В качестве иллюстрации в табл.1 для $\tau_0 = 5$, $g = 0.5$ мы приводим значения X_1 и Y_1 , рассчитанные для $k_1 = 1.8$, восстановленные по этим X_1 и Y_1 значения физических X - и Y -функций, а также асимптотики $X_{as}(\mu)$ и $Y_{as}(\mu)$, найденные по формулам (89) и (90). На рис.6 показан пример восстановления X и Y для вдвое большего значения τ_0 , чем в табл.1, именно $\tau_0 = 10$. При таком τ_0 расчет дает фактически X_{as} и Y_{as} .

9. *Заключение.* Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом.

1. Рассмотрена стандартная задача о диффузном отражении и

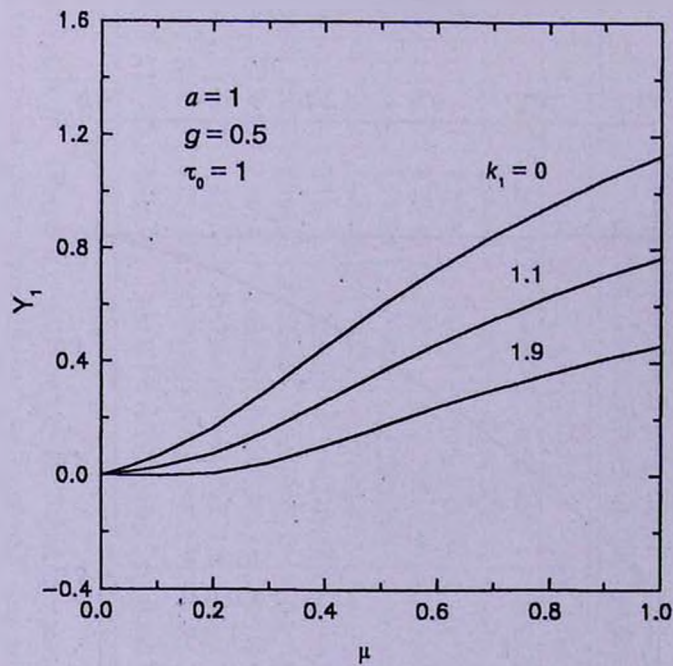
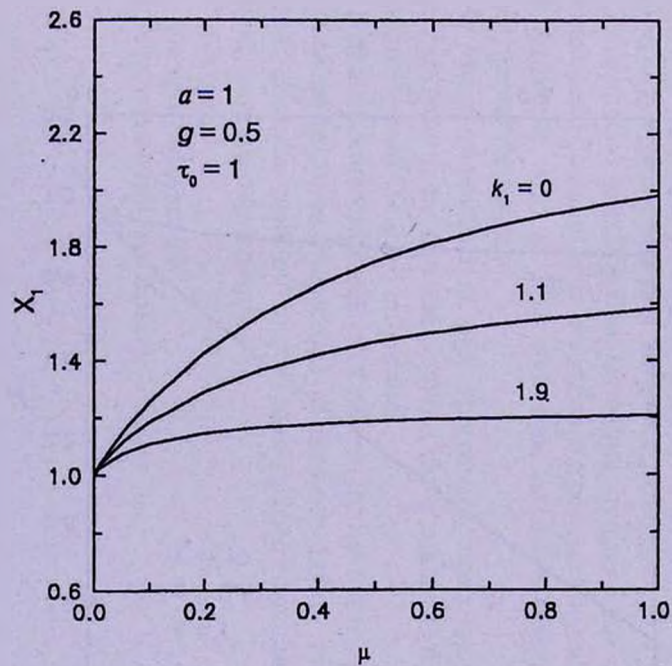


Рис.5. Функции $X_1(\mu)$ и $Y_1(\mu)$ для двух значений параметра k_1 . Оптическая толщина атмосферы $\tau_0 = 1$. Кривые, относящиеся к $k_1 = 0$, соответствуют физическому решению.

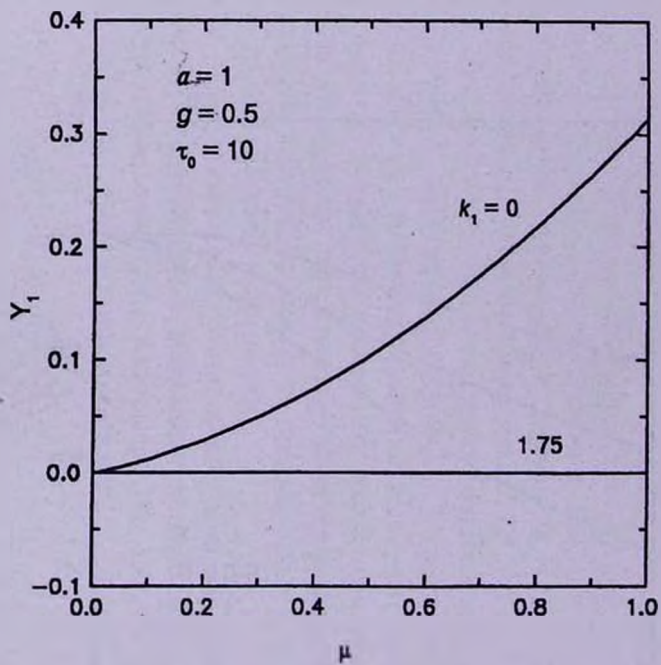
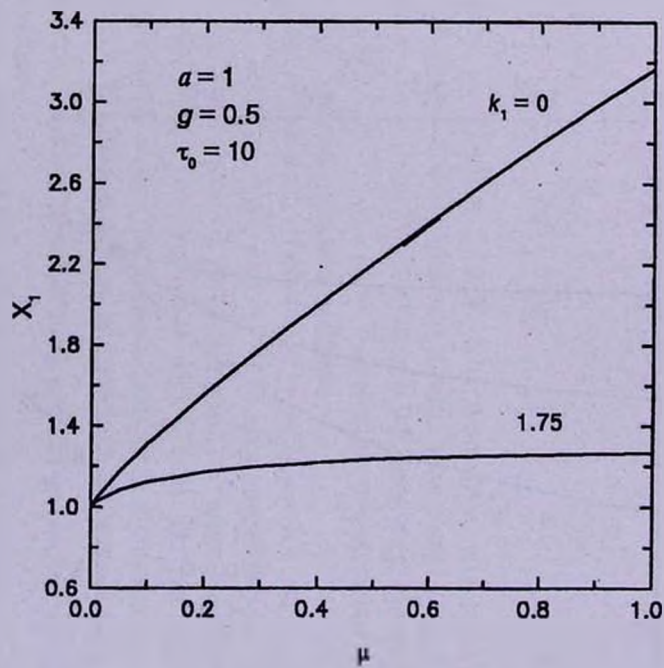


Рис.6. Пример восстановления физического решения для атмосферы большой оптической толщины ($\tau_0 = 10$).

Таблица 1

ФУНКЦИИ X_1 , Y_1 ДЛЯ $k_1 = 1.8$, ВОССТАНОВЛЕННЫЕ ПО НИМ
 X И Y , А ТАКЖЕ X_{∞} , Y_{∞} ДЛЯ $\tau_0 = 5$, $g = 0.5$
 (КОНСЕРВАТИВНЫЙ СЛУЧАЙ)

μ	$X_1(\mu)$	$X(\mu)$	$X_{\infty}(\mu)$	$Y_1(\mu)$	$Y(\mu)$	$Y_{\infty}(\mu)$
0.00	1.00000	1.00000	1.00000	0.000000	0.000000	0.000000
0.05	1.08056	1.16815	1.16815	-0.366995E-5	0.965410E-2	0.965531E-2
0.10	1.11941	1.29924	1.29924	-0.861471E-5	0.216539E-1	0.216567E-1
0.20	1.16422	1.53142	1.53142	-0.237041E-4	0.519124E-1	0.519189E-1
0.30	1.18986	1.74227	1.74226	-0.502939E-4	0.901178E-1	0.901283E-1
0.40	1.20638	1.93890	1.93889	-0.926763E-4	0.136071	0.136080
0.50	1.21778	2.12411	2.12410	-0.114427E-3	0.189687	0.189677
0.60	1.22603	2.29929	2.29928	0.325053E-4	0.250888	0.250864
0.70	1.23223	2.46525	2.46522	0.614131E-3	0.319462	0.319609
0.80	1.23701	2.62253	2.62241	0.194031E-2	0.394959	0.395889
0.90	1.24078	2.77157	2.77116	0.428187E-2	0.476684	0.479691
1.00	1.24382	2.91275	2.91171	0.782405E-2	0.563761	0.571004

пропускании. Показано, что метод альбедного сдвига применим при анизотропном рассеянии. Даже при сильной анизотропии рассеяния, когда характеристическое уравнение имеет более одного корня, альбедный сдвиг позволяет добиться быстрой сходимости итеративного решения нелинейного уравнения для H -функции.

2. Детально рассмотрена методика применения альбедного сдвига для ускорения сходимости итеративных решений нелинейных уравнений для функций $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ как при наличии поглощения, так и в консервативном случае.

3. Метод реализован в виде программы, позволяющей рассчитывать X - и Y -функции как при изотропном, так и при анизотропном рассеянии с индикатрисой Хенли-Гринштейна.

В подготавливаемой сейчас к печати статье будет проиллюстрирована высокая эффективность метода альбедного сдвига также и для итеративного расчета функций источников в рассеивающих атмосферах конечной оптической толщины.

Приложение

Запишем систему (72)-(73) в следующей форме:

$$C_1^+ + C_1^- = -\frac{X_1(\gamma) + Y_1(\gamma)}{x_1(\gamma) + y_1(\gamma)}, \quad (A1)$$

$$C_1^+ - C_1^- = -\frac{X_1(\gamma) - Y_1(\gamma)}{x_1(\gamma) - y_1(\gamma)}. \quad (A2)$$

Из формул (74)-(75) можно получить

$$\frac{x_1(\gamma) - y_1(\gamma)}{X_1(\gamma) - Y_1(\gamma)} = \frac{1}{k^2 - k_1^2} \left[\mathcal{X}_1(\gamma_1) \left(k \frac{X_1(\gamma) + Y_1(\gamma)}{X_1(\gamma) - Y_1(\gamma)} + k_1 \right) + \right. \\ \left. + \mathcal{Y}_1(\gamma_1) \left(k \frac{X_1(\gamma) + Y_1(\gamma)}{X_1(\gamma) - Y_1(\gamma)} - k_1 \right) \right]. \quad (A3)$$

В консервативном случае, учитывая, что $X_1(\infty) = Y_1(\infty)$, из (74)-(75) получим

$$x_1(\infty) = y_1(\infty) = -\frac{X_1(\infty)}{k_1} [\mathcal{X}_1(\gamma_1) + \mathcal{Y}_1(\gamma_1)]. \quad (A4)$$

Уравнение (A1) при учете (A4) приводится к виду (76). В левой же части уравнения (A2) появляется неопределенность вида 0/0. Чтобы ее раскрыть, воспользуемся следующими разложениями при $\mu \rightarrow \infty$ (см. [16], разд. 8.2):

$$X_1(\mu) = X_1(\infty) - \frac{\alpha}{\mu} + O\left(\frac{1}{\mu^2}\right), \quad (A5)$$

$$Y_1(\mu) = X_1(\infty) - \frac{\beta}{\mu} + O\left(\frac{1}{\mu^2}\right), \quad (A6)$$

где α и β - некоторые коэффициенты, зависящие от параметров задачи a , g , τ_0 и k_1 .

Из формул (A5) и (A6) при $\mu = \gamma$ имеем

$$X_1(\gamma) + Y_1(\gamma) = 2X_1(\infty) - k(\alpha + \beta) + O(k^2), \quad (A7)$$

$$X_1(\gamma) - Y_1(\gamma) = -k(\alpha - \beta) + O(k^2), \quad (A8)$$

откуда

$$\frac{X_1(\gamma) + Y_1(\gamma)}{X_1(\gamma) - Y_1(\gamma)} = -\frac{2X_1(\infty) - k(\alpha + \beta)}{k(\alpha - \beta)} + O(k). \quad (A9)$$

Подставляя (A9) в (A3) и вводя полученный результат в (A2), получим искомое соотношение (77), в котором

$$\Delta_1 \equiv k_1(\alpha - \beta) + O(k). \quad (A10)$$

Величину $\alpha - \beta$ можно выразить через моменты функций X_1 и Y_1 . Поступим следующим образом. При $\mu \rightarrow \infty$ из (65) имеем

$$T_1(\mu) = 1 - \lambda_1 + O\left(\frac{1}{\mu^2}\right). \quad (A11)$$

Подставляя в линейное уравнение для функции $X_1(\mu)$ ее разложение (A5) и собирая члены при μ^{-1} , получаем

$$(1 - \lambda_1)\alpha = -\tau_0 y_{10} + x_{11} - y_{11}. \quad (A12)$$

Аналогично, из линейного уравнения для $Y_1(\mu)$ находим

$$(1 - \lambda_1)\beta = \tau_0 - \tau_0 x_{10} - (x_{11} - y_{11}). \quad (A13)$$

Из двух последних формул следует, что

$$\alpha - \beta = -\frac{1}{1 - \lambda_1} [\tau_0 - \tau_0(x_{10} - y_{10}) - 2(x_{11} - y_{11})], \quad (A14)$$

что вместе с (A10) дает (78).

ALBEDO SHIFTING TECHNIQUE IN PROBLEMS OF ANISOTROPIC LIGHT SCATTERING IN PLANE ATMOSPHERES

V.V.IVANOV, A.M.KASAUROV

The standard problem of radiative transfer theory is considered, i.e., diffuse reflection and transmission of light by a plane-parallel scattering atmosphere. Recently developed new approach to the problem, the so-called albedo shifting method is used for evaluation of the X - and Y -functions (and the H -function) for the case of anisotropic scattering with Henyey-Greenstein phase function. The method enables one to "dump" scattering and thus obtain high-accuracy interactive solutions even in those cases when the mean number of photon scattering in the atmosphere is large.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.Domke*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 39, 283, 1988.
2. *V.V.Ivanov, G.B.Rybicki, A.M.Kasaurov*, Harvard - Smithsonian Center for Astrophysics Preprint Series N3478, 1992.
3. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., 75, 102, 1998.
4. *Д.И.Нагирнер*, Докл. Академии наук, 343, 191, 1995.
5. *Н.Б.Енгибарян, Б.Н.Енгибарян*, Астрофизика, 38, 417, 1995.
6. *С.Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
7. *В.В.Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Физматгиз, М., 1972.
8. *H.C. van de Hulst*, Multiple Light Scattering, vols. I and II, Academic Press, New York, 1980.
9. *Э.Г.Яновицкий*, Рассеяние света в неоднородных атмосферах, Изд. ГАО НАН Украины, Киев, 1995.
10. *I.Kuščer*, J. Math. Phys., 34, 256, 1956.
11. *T.W.Mullikin*, Astrophys. J., 136, 627, 1962.
12. *А.К.Колесов*, Труды Астрон. обсерв. ЛГУ, 28, 3, 1971.
13. *J.L.Carlstedt, T.W.Mullikin*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 12, N113, 1966.
14. *J.Caldwell*, Astrophys. J., 163, 111, 1971.
15. *W.L.Dunn, R.D.M.Garcia, C.E.Siewert*, Astrophys. J., 260, 849, 1982.
16. *V.V.Ivanov*, Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS SP N385 (Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office), 1973.

О РАДИОСВЕТИМОСТИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

1. *Введение.* Спиральные галактики в радиодиапазоне исследуются давно. Изучению их свойств в этом интервале электромагнитных волн посвящен ряд работ [1-15]. Несмотря на это, на некоторые вопросы, связанные с радиоизлучением спиральных галактик, до сих пор не даны четкие ответы. В частности, не ясно, есть ли разница в интегральной мощности радиоизлучения спиральных галактик с перемычкой и без перемычки. Не совсем также ясно, существует ли связь между спектральными индексами радиоизлучения и уровнем радиоизлучения спиральных галактик разных морфологических подтипов. Объекты каких морфологических подтипов обладают более мощным радиоизлучением и т.д.

В настоящее время накоплен огромный наблюдательный материал о радиоизлучении галактик на разных частотах, полученный с помощью радиотелескопов, обладающих высоким разрешением и чувствительностью [1-15]. Это дает возможность гораздо более детального исследования радиоизлучательных свойств спиральных галактик, чем было сделано ранее.

Используя результаты наблюдений, приведенных в [1-15], в настоящей работе мы попытались дать ответы на некоторые из приведенных выше вопросов, относящихся к радиоизлучению спиральных галактик.

2. *Результаты.* В работе [16] сравниваются спектральные индексы радиоизлучения 122 спиральных галактик разных морфологических подтипов. На основании этого сравнения показано, что средние спектральные индексы радиоизлучения галактик с перемычкой и промежуточного типа (SB и SX) и галактик без перемычек (SA) практически одинаковы.

В настоящей работе для сравнения радиосветимостей спиральных галактик с перемычкой и без перемычки использована выборка из 122 галактик, взятая из вышеупомянутой работы [16]. Из 122 спиральных галактик 74 объекта - галактики без перемычки, а 48 - галактики с перемычкой (SB) или промежуточного типа (SX).

На рис.1 показана зависимость $\lg N(m) \sim m$, где m - видимая звездная

величина, исправленная за поглощение в Галактике, $N(m)$ - количество объектов ярче видимой величины m . Из рис.1 видно, что наклоны

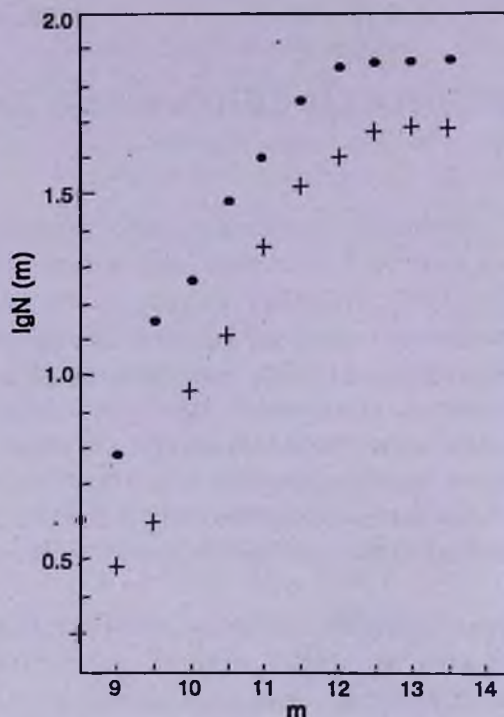


Рис.1. Зависимость $\lg N(m) \sim m$ для спиральных галактик с перемычкой и промежуточного типа (крестики) и без перемычек (точки).

линий, представляющих зависимость $\lg N(m) \sim m$ для галактик без перемычки и с перемычкой и промежуточного типа практически одинаковы (выборки неполны одинаковым образом). Это дает основание для сравнения выборок галактик SB + SX типа с галактиками типа SA. Малые расхождения между выборками в распределении $\lg N(m) \sim m$ не могут существенно влиять на полученные результаты.

Сравнение радиосветимостей спиральных галактик с перемычкой (SB) и промежуточного типа (SX) и спиральных галактик без перемычек (SA) представлено на рис.2. На нем по оси абсцисс отложены средние абсолютные величины для интервалов шириной $\Delta M = 1$, а по оси ординат - соответствующие им средние логарифмы светимостей на частоте 1415 МГц. Прямые линии на рисунке представляют линии линейной регрессии зависимостей $\lg L - M$ для SA галактик (нижняя прямая) и SB + SX галактик (верхняя прямая).

Как следует из рис.2, по мощности радиоизлучения галактики типов SB и SX в среднем примерно в 1.7 раза превосходят галактики без перемычки. Согласно стандартному t тесту, статистическая значимость

этой разницы на уровне 1%.

В работах [17,18] показано, что спиральные галактики, являющиеся

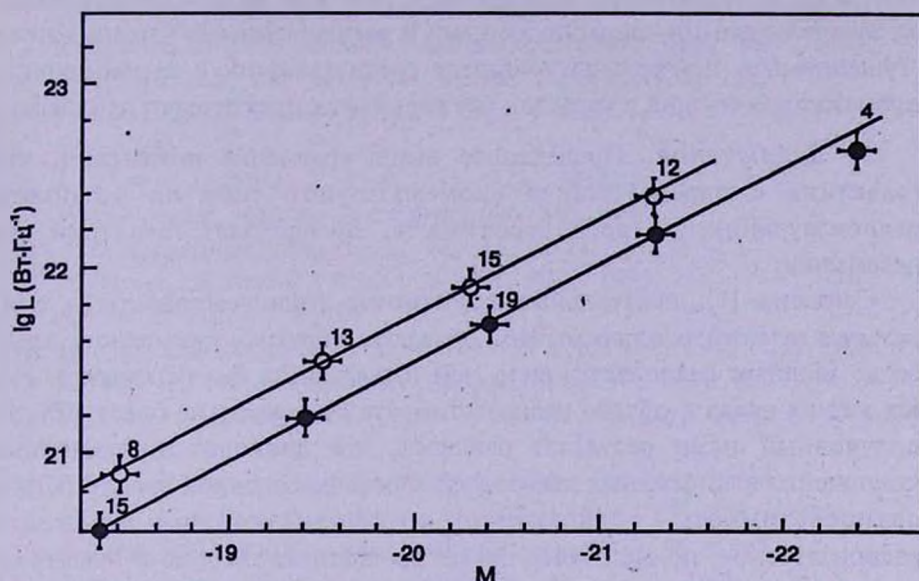


Рис.2. Сравнение радиосветимостей спиральных галактик с перемычкой и промежуточного типа (кружки) и без перемычки (точки). Цифры указывают количество объектов, использованных в каждом из интервалов абсолютных звездных величин. Отрезками прямых показаны средне-квадратические ошибки средних.

членами пар и групп галактик, по радиосветимости в 1.5 - 2.5 раза превосходят изолированные галактики. Из 48 SB и SX галактик 5 являются членами пар галактик из каталога [19], что составляет 10.4%, из 74 SA галактик членами пар этого же каталога являются 9 объектов, то есть 12.2%. Процент галактик, входящих в группы галактик, также одинаков для обеих выборок.

Таким образом, причиной повышенного радиоизлучения SB и SX галактик по сравнению с SA галактиками не может быть преобладание среди них членов пар или групп галактик.

Известно также, что среди спиральных галактик со звездообразными, звездоподобными, расщепленными ядрами и со сгущениями в центральных областях (бюраканские классы 5, 4, 2s и 2) выше процент встречаемости радиоизлучения по сравнению с галактиками без таких признаков (бюраканские классы 1 и 3). Объекты классов 5, 4, 2s и 2 обладают также несколько более мощным радиоизлучением, чем спиральные галактики классов 1 и 3 [20]. Согласно [21], высокий процент встречаемости радиоизлучения среди галактик бюраканских классов 5, 4, 2s и 2 обусловлен именно галактиками с перемычкой.

В нашей выборке среди галактик с перемычкой и промежуточного типа доля объектов бюраканских классов 2, 2s, 4 и 5 составляет около 78%, а среди галактик без перемычки - 74%. Как видно, доли объектов со звездообразными, звездоподобными и расщепленными ядрами или со сгущениями в центральных областях среди галактик с перемычкой и промежуточного типа и галактик без перемычек практически одинаковы.

3. Заключение. Прделанное выше сравнение показывает, что галактики с перемычкой и промежуточного типа по мощности радиоизлучения, по всей вероятности, превосходят галактики без перемычки.

Согласно [1], центральные компактные радиокомпоненты в спиральных галактиках с перемычкой обладают в среднем примерно в 2 раза более мощным радиоизлучением, чем в галактиках без перемычки. Но, так как их вклад в общую радиосветимость составляет не более 10%, то полученный нами результат означает, что дисковые протяженные компоненты в спиральных галактиках, вносящие основной вклад в общую радиосветимость, в галактиках с перемычкой по мощности радиоизлучения, по-видимому, также превосходят таковые в галактиках без перемычки.

Анализ данных о 122 галактиках, использованных в настоящей работе, показывает, что корреляция между спектральными индексами радиоизлучения и радиосветимостью спиральных галактик очень слабая. Нет также зависимости между морфологическим подтипом и мощностью радиоизлучения спиральных галактик. Ранее в работе [22] был сделан вывод о том, что галактики подтипов S0/a, Sa и Sab (включая также SB и SX галактики) по сравнению с галактиками более поздних подтипов обладают менее мощным радиоизлучением. Однако там же отмечается, что это различие незначительное и его статистическая значимость невысокая.

The radio luminosity of spiral galaxies. It is shown that barred spiral galaxies and galaxies of intermediate type probably have more powerful radio emission than non barred spiral galaxies.

13 мая 1998

Бюраканская астрофизическая

обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

В.Г.Малумян

V.H.Malumian

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Hummel*, *Astron. Astrophys.*, **93**, 93, 1981.
2. *J.J.Condon*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **65**, 485, 1987.
3. *I.Gioia, L.Grigorini, U.Klein*, *Astron. Astrophys.*, **116**, 164, 1982.
4. *F.P.Israel, J.M. van der Hulst*, *Astron. J.*, **88**, 1736, 1983.
5. *I.M.Dumke, M.Krause, R.Wielebinsky, U.Klein*, *Astron. Astrophys.*, **302**, 691, 1995.
6. *J.I.Harnett*, *Austral. J. Phys.*, **35**, 321, 1982.
7. *W.Huchtmeier*, *Astron. Astrophys.*, **44**, 101, 1975.
8. *W.H.McCutcheon*, *Astron. J.*, **78**, 18, 1973.
9. *M.Haynes, R.Sramek*, *Astron. J.*, **80**, 673, 1975.
10. *R.Sramek*, *Astron. J.*, **80**, 771, 1975.
11. *I.Gioia, L.Grigorini*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **41**, 329, 1980.
12. *I.Pfleiderer*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **28**, 313, 1977.
13. *I.Pfleiderer, C.Durst, K.H.Gebler*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **192**, 635, 1980.
14. *E.Hummel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **41**, 151, 1980.
15. *I.Gioia, G.Fabbiano*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 771, 1987.
16. *В.Г.Малумян, А.А.Хачатрян*, *Астрофизика*, **41**, 35, 1998.
17. *D.R.Altshuler, O.A.Pantoja*, *Astron. J.*, **82**, 1531, 1984.
18. *В.Г.Малумян*, *Астрофизика*, **25**, 19, 1986.
19. *И.Д.Караченцев*, *Сообщ. Спец. Астрофиз. обсерв. АН СССР*, **7**, 3, 1972.
20. *В.Г.Малумян*, *Астрофизика*, **31**, 241, 1989.
21. *А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, **24**, 47, 1986.
22. *G.Gavazi, G.Trinchieri*, *Astron. Astrophys.*, **97**, 128, 1981.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯРКИХ ЗВЕЗД ИЗ АССОЦИАЦИИ Сер OB2

1. *Введение.* В работе даны результаты изучения звезд спектральных классов O-B2 ярче $m_v = 8^m.0$ из ассоциации Сер OB2.

Впервые на существование скопления горячих звезд в Цефее обратил внимание В.А.Амбарцумян [1]. При дальнейшем исследовании этого скопления Б.Е.Маркаряном [2] было установлено, что в Цефее существуют две группы звезд ранних спектральных классов на расстояниях 1900 и 600 пк, названных соответственно ассоциациями Сер OB1 и Сер OB2. Подробные данные об ассоциации Сер OB2 приводятся в работе [3]. По собственным движениям звезд ассоциации Сер OB2 Б.Е.Маркарян [2] и Н.М.Артюхина [4,5], исследуя внутренние движения, доказали расширение ассоциации. Динамический возраст ассоциации Сер OB2 был оценен в $4.5 \cdot 10^6$ [2] и $\sim 10^6$ [4].

При дальнейшем исследовании области Цефея, на расстоянии 725 пк, была обнаружена молодая ассоциация Сер OB3, детально исследованная К.Д.Гармани [6]. Используя фотометрические данные, А.А.Блау [7] показал, что ассоциация Сер OB3 также делится на две группы разного возраста.

В 1959 г. В.М.Бланко и А.Д.Вильямс [8] открыли еще одну ассоциацию - Сер OB4, находящуюся в области яркой туманности NGC 7822. Расстояние до этой ассоциации в 845 пк определил Мак-Конелл [9].

Таким образом, пионерская работа В.А.Амбарцумяна [1], привлекая внимание астрономов к области Цефея, привела к обнаружению нескольких областей рождения молодых звезд. Исследованию одной из этих ассоциаций - ассоциации Сер OB2 - посвящена настоящая работа.

2. *Наблюдения.* Для 25 звезд по 73 спектрограммам, полученным на 2 - метровом телескопе Шемахинской обсерватории с дифракционным спектрографом ($D = 30 \text{ Å/мм}$), были измерены лучевые скорости. Спектром сравнения служил спектр железной дуги (длины волн железа были взяты из работы [10]), а в качестве стандартных использовались длины волн для ранних звезд, рекомендованные МАС [11].

Измерения спектрограмм производились на Аббе-компараторе и приборе ИЗА-2 обычным методом: делались 4 наведения на линию спектра сравнения и 10 - на линию звезды при данном положении спектрограммы и при повороте ее на 180° . Дисперсионная кривая использовалась таким образом, чтобы измеряемые интервалы длин волн не превышали 200 - 300 Å, что давало отклонения вычисленных длин волн спектра сравнения от табличных не более 0.01 - 0.02 Å.

Полученные по каждой спектрограмме лучевые скорости, исправленные за движение Земли по таблицам Ленгауэра [12], приведены в табл.1, где даются: номер звезды по HD и спектр, юлианские даты наблюдений, лучевые скорости V_r в км/с, вероятные ошибки p в км/с, число измеренных линий n , примечания.

Таблица 1

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ЯРКИХ ЗВЕЗД ИЗ АССОЦИАЦИИ Сер OB2

HD, спектр	Юлианская дата	V_r	$\pm p$	n	Примечания
1	2	3	4	5	6
202214	2440811.656	-21.1	2.2	8	Трехкратная
09.5Ib	.657	-17.3	2.4	19	ADS 14749
	.690	-27.0	2.4	10	
	.750	-18.1	0.9	5	
203025	2441504.633	-24.1	4.8	5	Переменная
B2III	.656	-18.2	5.1	12	21159+5823
203374	2440864.875	-16.2	-	1	Трехкратная
BOIV pe	.876	-11.2	-	1	ADS 14868
	2441504.688	-17.7	-	2	Переменная
	.711	-13.1	-	-	21179+6138
204116	2441522.679	-41.2	3.7	11	Переменная
B1Ve	.833	-38.7	3.6	11	
205139	2440811.740	-24.6	1.2	25	21296+6014
B3II	.741	-22.3	1.7	29	
	.755	-17.5	1.7	28	
	.769	-21.7	1.0	20	
205196	2441515.661	-21.8	2.0	12	Переменная
BOIb	.810	-11.7	1.9	10	
206165	2440811.656	-18.3	1.6	15	Переменная
B2Ib	.657	-17.6	2.1	26	21365+6151
	.690	-16.8	1.0	15	
	.705	-20.0	1.4	20	
	.706	-19.9	1.7	15	
206183	2441509.746	-22.2	1.8	15	Переменная
BOV (09)	.781	-22.6	1.9	18	21368+5645
206267	2440821.720	-9.7	3.2	8	Четырехкратная
	.06	.734	-10.0	4.8	6 ADS 15184
206773	2440912.520	-18.9	3.1	7	21408+5730
BOV pe	.521	-22.2	5.1	4	
207198	2440850.017	-5.9	2.4	9	21435+6213
09II	.018	-25.1	5.8	10	
	.049	-28.2	5.8	7	

1	2	3	4	5	6
207538	2441509.857	-25.4	2.4	15	Переменная
B0V	514.752	-12.0	2.5	10	
208106	2441525.672	-71.9	-	2	
B3	.762	-78.5	4.5	-	
208218	2441507.646	-29.7	1.2	24	Четырехкратная ADS 15431
BIII	.778	-26.0	1.6	10	
208392	2441508.584	-14.1	4.2	10	
B0	.621	-14.7	3.8	10	
208501	2441276.901	-10.8	6.0	4	Переменная 21532+5622
B8Ib	.914	-3.9	6.4	5	
	314.960	-37.4	2.3	12	
208682	2441320.123	-15.6	5.0	5	
B0	.124	-20.3	4.1	4	Переменная
208905	2441505.783	-14.9	3.4	9	
B1V	.808	-10.3	2.4	11	
	.897	-14.3	3.0	9	
58°2300	2441509.591	-7.5	2.7	7	Переменная
B3	.645	-9.8	3.6	5	
208947	2445505.642	-41.5	4.3	8	
B2V	.668	-28.5	4.2	5	
	514.708	-21.9	2.4	13	Переменная
209145	2441514.811	-16.4	6.2	5	
BV	522.835	-33.1	5.8	9	
	.883	-27.4	5.8	11	
209339	2440875.943	-26.1	1.8	15	Восьмикратная ADS 15601 Переменная Трехкратная ADS 15624
B0IV	.944	-27.8	4.4	14	
	514.661	-37.8	4.3	9	
209744	2441508.658	-19.3	4.9	10	
BIV	.780	-16.2	2.8	14	22107+5903
209975	2440850.883	-17.5	1.4	9	
09.5Ib	.884	-11.0	4.6	12	
	.894	-20.0	1.8	10	
	2441271.935	-20.5	4.4	6	
	.939	-25.8	3.3	8	
	.944	-17.3	3.1	7	
210839	2440850.912	-86.8	5.6	4	
06n	.913	-72.1	10.8	5	
	.922	-70.0	5.5	7	
	2441271.962	-86.7	9.5	4	
	1514.511	-77.9	4.3	6	
	.609	-64.5	6.4	7	

В последнем столбце таблицы дается указание на переменность лучевой скорости со временем, что отмечено в каталоге [13], кратность, а также номера некоторых звезд в каталоге IRAS.

В работе детально исследованы спектры трех эмиссионных звезд из ассоциации Сер OB2: HD 203374, HD 206773 и HD 208662.

В спектрах этих звезд в линиях H_β и H_γ присутствуют двойные эмиссионные пики и слабая эмиссия в H_δ . Эти три эмиссионные звезды являются типичными Be-звездами с такими профилями водородных линий, которые можно объяснить рекомбинационным свечением расширяющейся и вращающейся массы газа, составляющей оболочку

или кольцо звезды.

Характер движения газа в таких звездах, как известно, определяется отношением интенсивностей коротковолнового V и длинноволнового R

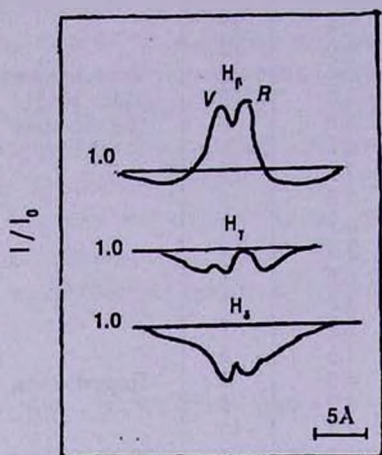


Рис. 1 Профили линий H_γ , H_β и H_α в HD 206773.

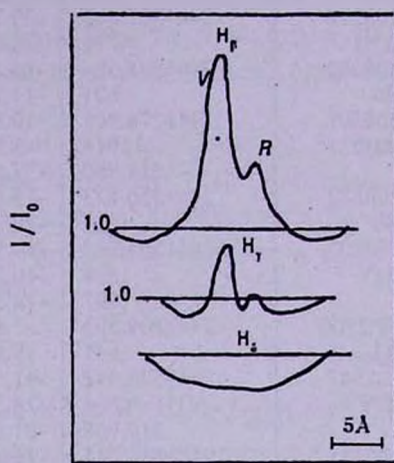


Рис.2. Профили линий H_γ , H_β и H_α в HD 208682.

компонентов водородных линий: если выбрасываемая из звезды масса газа движется от звезды, то $V/R < 1$ (рис.1), при движении к поверхности звезды - $V/R > 1$ (рис.2). В звезде HD 203374 (рис.3) наблюдается достаточно быстрое изменение в направлении движения газа в течение ночи.

3. Обсуждение результатов. Исследованная в данной работе группа из 25 звезд, входящих в ассоциацию Сер OB2, содержит три трехкратные системы, две - четырехкратные, одну - восьмикратную, десять звезд имеют, согласно каталогу лучевых скоростей [13], переменные лучевые скорости, девять - зарегистрированы в каталоге IRAS.

Известно, что лучевые скорости звезд ранних спектральных классов определяются с небольшой точностью, что затрудняет использование их для установления тонких кинематических особенностей звездных ассоциаций.

Сравнение полученных нами результатов с уже опубликованными значениями лучевых скоростей [13] дали для общих звезд удовлетворительное согласие.

Как видно из табл.1, три звезды показали значительное отклонение от среднего значения лучевой скорости исследуемой группы:

HD 204116: $V_r = -40$ км/с (-34 км/с, согласно каталогу [13],

HD 208106: $V_r = -75.2$ км/с (+3 км/с, согласно каталогу [13],

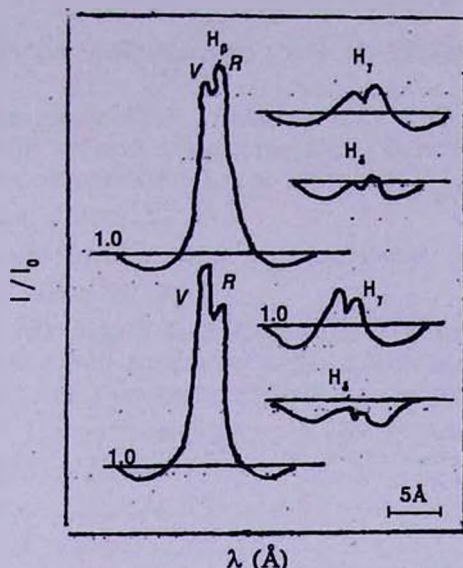


Рис.3. Профили линий H_β , H_γ и H_δ в HD 203374 в течение одной ночи 5.7.1972 г.

HD 210839: $V_r = -76.3$ км/с (-76 км/с, согласно каталогу [13].
Возможно, эти звезды не входят в состав ассоциации Cep OB2.

Spectral investigation of the bright stars of the association Cep OB2. The results of research of the bright stars of the association Cep OB2 are presented. The radial velocities V_r are determined.

20 июля 1988

Бюраканская астрофизическая

обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

Н.Л.Иванова

N.L.Ivanova

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, ДАН СССР, 68, №1, 21, 1949.
2. Б.Е.Маркарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 11, 3, 1953.
3. Б.Е.Маркарян, ДАН Арм. ССР, 15, 3, 1951.
4. Н.М.Артюхина, Астрон. ж., 3, 1954.
5. Н.М.Артюхина, Тр. ГАИШ, 29, 1956.
6. K.D.Gartman, Astrophys. J., 78, N2, 1973.
7. A.A.Blaauw, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 1964.
8. V.M.Blanco, A.D.Williams, Astrophys. J., 130, 482, 1959.
9. D.J.Mc.Conell, Astrophys. J. Suppl. Ser., 16, 275, 1968.
10. Т.Н.Кузнецова, Изв. ГАО, 2, 179, 1971.
11. Trudy IAU, V4, 186, 1932.
12. Г.Г.Ленгауэр, Изв. ГАО, 189, 42, 1971.
13. A.H.Abt, Es.Biggs, Bibliography of Stellar Radial Velocities, New York, 1972.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 41, 1998 год.

<i>Аджян Г.С., Вартанян Ю.Л., Григорян А.К.</i> Красный гигант со странной звездой в качестве ядра. Основные сходства и отличия от объектов Торна-Житкова	533
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	545
<i>Акопян А.А.</i> Новые оценки числа вспыхивающих звезд	73
<i>Акопян А.А.</i> (см. <i>Геворкян Ж.С.</i>)	443
<i>Амбарцумян В.А., Хачикян Э.Е., Енгибарян Н.Б.</i> Об одном механизме возникновения дополнительных компонентов в эмиссионных линиях спектров активных галактик	321
<i>Амбарцумян Р.В.</i> Презентация книги "A Life in Astrophysics"	499
<i>Амбарян В.В.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	91
<i>Амбарян В.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	545
<i>Амбарян В.В.</i> (см. <i>Геворкян Ж.С.</i>)	443
<i>Арутюнян Г.А.</i> О местонахождении квазаров во Вселенной	217
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	23
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Мдзинаришвили Т.Г.</i>)	245
<i>Варданян Р.А.</i> О физической связи квазаров с ближайшими галактиками	227
<i>Варданян Р.А.</i> О коридорах в области молодых открытых звездных скоплений	399
<i>Варданян Р.А.</i> Двойные звезды в области открытого звездного скопления NGC 6913	577
<i>Вартанян Ю.Л.</i> (см. <i>Аджян Г.С.</i>)	533
<i>Геворкян Ж.С., Амбарян В.В., Акопян А.А.</i> Диффузионный механизм излучения заряженной частицы на частицах пыли	443
<i>Гендри М.А.</i> (см. <i>Петросян А.Р.</i>)	51
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i>)	251
<i>Гигоян К.С., Амбарян В.В., Аззопарди М.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. X. Полоса $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$	545
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i>)	359
<i>Григорян А.К.</i> (см. <i>Аджян Г.С.</i>)	533
<i>Григорян Л.Ш.</i> (см. <i>Саакян Г.С.</i>)	505
<i>Григорян Л.Ш., Казарян П.Ф., Хачатрян Г.Ф.</i> Нейтронные звезды в биметрической скалярно-тензорной теории гравитации. II. Решения с переменным скалярным полем	131
<i>Григорян Л.Ш., Казарян П.Ф., Хачатрян Г.Ф.</i> Модели нейтронных звезд с постоянным скалярным полем в БСТТ. Различные варианты уращения состояния	297

<i>Григорян Л.Ш., Саакян Г.Ш.</i> О природе компактных ядер галактик	41
<i>Горбачий В.Г., Тараканов П.А.</i> Об эволюции фрактальной структуры межзвездных облаков галактики	81
<i>Гурзадян В.Г.</i> (см. <i>Петросян А.Р.</i>)	51
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Нестационарные объекты, связанные с областями звездообразования. Связь со звездными ассоциациями, ИК-источниками и мазерами воды	585
<i>Джавахишвили Г.Ш.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	91
<i>Джавахишвили Г.Ш.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.Н.</i>)	235
<i>Дзигвашвили Р.М., Маласидзе Г.А., Мдзинаришвили Т.Г.</i> О статистическом анализе движения шаровых звездных скоплений в галактике	101
<i>Дзигвашвили Р.М.</i> (см. <i>Мдзинаришвили Т.Г.</i>)	245
<i>Докобо Х.А., Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Ерицян М.А., Карапетян А.А.</i> Фотометрические и поляриметрические наблюдения двойных и кратных звезд	389
<i>Енгибарян Н.В.</i> (см. <i>Амбарцумян В.А.</i>)	321
<i>Епремян Р.А.</i> (см. <i>Оганесян Р.Х.</i>)	409
<i>Ерицян М.А.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i>)	389
<i>Ерицян М.А., Оганесян Р.Х.</i> Поляриметрические и фотометрические наблюдения кометы с/199501 (HALE-BOPP)	311
<i>Иванов В.В., Касауров А.М.</i> Метод альбедного сдвига в задаче об анизотропном рассеянии света в плоских атмосферах	623
<i>Иванова Н.Л.</i> Спектральное исследование ярких звезд из ассоциации Сер OB2	653
<i>Казарян М.А., Карапетян Э.Л.</i> Спектрофотометрическое исследование восьми галактик с УФ-избытком	175
<i>Казарян М.А., Парсамян Э.С., Паррао Л.</i> Спектрофотометрия пяти планетарных туманностей	367
<i>Казарян П.Ф.</i> (см. <i>Григорян Л.Ш.</i>)	131
<i>Казарян П.Ф.</i> (см. <i>Григорян Л.Ш.</i>)	297
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i>)	5
<i>Каллоглян А.Т., Кандалян Р.А.</i> Исследование галактик с перемычкой. II. Сравнительная статистика SB и SA галактик в оптических лучах	185
<i>Кандалян Р.А.</i> (см. <i>Каллоглян А.Т.</i>)	349
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i>)	599
<i>Кандалян Р.А., Каллоглян А.Т.</i> Исследование галактик с перемычкой. I. Каталог	5
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i>)	185
<i>Кандалян Р.А., Каллоглян А.Т.</i> Исследование галактик с перемычкой. III. Сравнительная статистика SB и SA галактик в инфракрасном диапазоне	349

<i>Кандалян Р.А., Каллоглян А.Т.</i> Исследование галактик с перемычкой. IV. Сравнительная статистика SB- и SA- галактик в радио и рентгеновских диапазонах	599
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i>)	389
<i>Карапетян М.Ш.</i> (см. <i>Нерсисян С.Е.</i>)	569
<i>Карапетян Э.Л.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	175
<i>Касауров А.М.</i> (см. <i>Иванов В.В.</i>)	623
<i>Когошвили Н.Г., Борчхадзе Т.М.</i> Сильно уплощенные галактики в Абастуманском сводном каталоге галактик	23
<i>Когошвили Н.Г.</i> (см. <i>Мдзинаришвили Т.Г.</i>)	245
<i>Конт Г.</i> Обзоры активных галактик со звездообразованием	137
<i>Костенко Ф.В., Халтыгин А.Ф.</i> Неоднородности звездного ветра горячих сверхгигантов	423
<i>Латышев А.В., Моисеев А.В.</i> К решению уравнения переноса излу- чения при комбинации релеевского и изотропного рассеяния	263
<i>Магтесян А.П.</i> Группы галактик. III. Некоторые эмпирические характеристики	473
<i>Маласидзе Г.А.</i> (см. <i>Дзигвашвили Р.М.</i>)	101
<i>Малумян В.Г.</i> О радиосветимости спиральных галактик	647
<i>Малумян В.Г., Хачатрян А.А.</i> Спектры радиоизлучения спиральных галактик	35
<i>Мдзинаришвили Т.Г., Борчхадзе Т.М., Дзигвашвили Р.М., Когошвили Н.Г.</i> О распределении пульсаров в окрестности Солнца	245
<i>Мдзинаришвили Т.Г.</i> (см. <i>Дзигвашвили Р.М.</i>)	101
<i>Меликян Н.Д.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i>)	389
<i>Мелконян А.А., Никогосян Е.Г.</i> Исследование подструктуры ядра сверхскопления галактик Персея	65
<i>Микаелян А.М., Гигоян К.С.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. III.	251
<i>Микаелян А.М., Гигоян К.С.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. IX.	359
<i>Мирзоян Л.В., Салуквадзе Г.Н., Амбарян В.В., Джавахишвили Г.Ш.</i> Кратные системы типа Трапеции - нестационарные системы	91
<i>Моисеев А.В.</i> (см. <i>Латышев А.В.</i>)	263
<i>Наапетян А.Г.</i> Перенос излучения в сферических геометриях без многократного рассеяния	123
<i>Нагурнер Д.И., Николаева Л.С.</i> Описание синхрокомптоновского механизма свечения Джетов активных ядер галактик	197

<i>Нерсисян С.Е., Карапетян М.Ш.</i> Спектрофотометрия углеродных звезд	569
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Мелкоян А.А.</i>)	65
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Петросян А.Р.</i>)	51
* <i>Николаева Л.С.</i> (см. <i>Нагирнер Д.И.</i>)	197
<i>Оганесян Р.Х., Епремян Р.А.</i> Пылевые оболочки вокруг некоторых звезд ранних спектральных классов с эмиссионными линиями	409
<i>Оганесян Р.Х.</i> (см. <i>Ерицян М.А.</i>)	311
<i>Панадзян В.Г.</i> Новая выборка GPS внегалактических радиоисточников	377
<i>Папоян В.В., Первушин В.Н., Смирчинский В.И.</i> Конформно-инвариантная модель ранней Вселенной	459
<i>Паррао Л.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	367
<i>Парсамян Э.С.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	367
<i>Первушин В.Н.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i>)	459
<i>Петросян А.Р., Гурзадян В.Г., Гендри М.А., Никогосян Е.Г.</i> Подструктура ядра скопления Девы в поле одного углового градуса	51
<i>Полякова Т.А.</i> Изменения блеска и поляризации UX Draconis	561
<i>Прокофьева В.В.</i> (см. <i>Шарипова Л.М.</i>)	333
<i>Решетников В. П.</i> Кинематическое изучение кольцевой галактики Агп 10	165
<i>Саакян Г.С.</i> (см. <i>Григорян Л.Ш.</i>)	41
<i>Саакян Г.С., Григорян Л.Ш.</i> О внутреннем строении звезд	505
<i>Саарян А.А.</i> О струнной космологии с петлевыми поправками	277
<i>Салуквадзе Г.Н., Джавахишвили Г.Ш.</i> Физические параметры кратких систем типа Трапеции ранних спектральных классов, выведенные из $uvbuv$ фотометрии. II.	235
<i>Салуквадзе Г.Н.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	91
<i>Смирчинский В.И.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i>)	459
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i>)	389
<i>Тараканов П.А.</i> (см. <i>Горбачкий В.Г.</i>)	81
<i>Теребиж В.Ю.</i> Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. IV	113
<i>Теребиж В.Ю.</i> Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. V	303
<i>Хачатрян А.А.</i> (см. <i>Малумян В.Г.</i>)	35
<i>Хачатрян Г.Ф.</i> (см. <i>Григорян Л.Ш.</i>)	131
<i>Хачатрян Г.Ф.</i> (см. <i>Григорян Л.Ш.</i>)	297
<i>Хачикян Э.Е.</i> (см. <i>Амбарцумян В.А.</i>)	321
<i>Холтыгин А.Ф.</i> (см. <i>Костенко Ф.В.</i>)	423

- Чернин А.Д.* Вереницы Воронцова-Вельяминова в гигантских спиральных галактиках: геометрические свойства и физическая интерпретация 609
- Шаринова Л.М., Прокофьева В.В.* Спектрофотометрический мониторинг ядра галактики NGC 4151 в минимуме ее блеска в 1988г. 333

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 1

Исследование галактик с перемычкой. I. Каталог	<i>Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян</i>	5
Сильно уплощенные галактики в Абастуманском сводном каталоге галактик	<i>Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе</i>	23
Спектры радиоизлучения спиральных галактик	<i>В.Г.Малумян, А.А.Хачатрян</i>	35
О природе компактных ядер галактик	<i>Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян</i>	41
Подструктура ядра скопления Девы в поле одного углового градуса	<i>А.Р.Петросян, В.Г.Гурзадян, М.А.Гендри, Е.Г.Никогосян</i>	51
Исследование подструктуры ядра сверхскопления галактик Персея	<i>А.А.Мелкоян, Е.Г.Никогосян</i>	65
Новые оценки числа вспыхивающих звезд	<i>А.А.Акопян</i>	73
Об эволюции фрактальной структуры межзвездных облаков галактики	<i>В.Г.Горбачкий, П.А.Тараканов</i>	81
Кратные системы типа Трапеции - нестационарные системы	<i>Л.В.Мирзоян, Г.Н.Салуквадзе, В.В.Амбарян, Г.Ш.Джавахишвили</i>	91
О статистическом анализе движения шаровых звездных скоплений в галактике	<i>Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе, Т.Г.Мдзинаришвили</i>	101
Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. IV	<i>В.Ю.Теребизж</i>	113
Перенос излучения в сферических геометриях без многократного рассеяния	<i>А.Г.Наапетян</i>	123
Нейтронные звезды в биметрической скалярно-тензорной теории гравитации. II. Решения с переменным скалярным полем	<i>Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян</i>	131
Обзоры		
Обзоры активных галактик со звездообразованием	<i>Г.Копт</i>	137

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Кинематическое изучение кольцевой галактики <i>Агг 10</i>	<i>В.П.Решетников</i>	165
Спектрофотометрическое исследование восьми галактик с УФ-избытком	<i>М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян</i>	175
Исследование галактик с перемычкой. II. Сравнительная статистика SB и SA галактик в оптических лучах	<i>А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян</i>	185
Описание синхрокомптоновского механизма свечения джетов активных ядер галактик	<i>Д.И.Нагирнер, Л.С.Николаева</i>	197
О местонахождении квазаров во Вселенной	<i>Г.А.Арутюнян</i>	217
О физической связи квазаров с ближайшими галактиками	<i>Р.А.Варданян</i>	227
Физические параметры кратных систем типа Трапеции ранних спектральных классов, выведенные из <i>uvbyz</i> фотометрии. II	<i>Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили</i>	235
О распределении пульсаров в окрестности Солнца	<i>Т.Г.Мдзинаришвили, Т.М.Борчхадзе, Р.М.Дзигвашвили, Н.Г.Когошвили</i>	245
Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. III	<i>А.М.Микаелян, К.С.Гигоян</i>	251
К решению уравнения переноса излучения при комбинации рэлеевского и изотропного рассеяния	<i>А.В.Латышев, А.В.Моисеев</i>	263
О струнной космологии с петлевыми поправками	<i>А.А.Саарян</i>	277
Модели нейтронных звезд с постоянным скалярным полем в БСТГ. Различные варианты уравнения состояния	<i>Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян</i>	297
Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. V	<i>В.Ю.Теребиж</i>	303
Краткие сообщения Поляриметрические и фотометрические наблюдения кометы C/1995 01 (HALE-BOPP)	<i>М.А.Ерицян, Р.Х.Оганесян</i>	311

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Об одном механизме возникновения дополнительных компонентов в эмиссионных линиях спектров активных галактик	
<u>В.А.Амбарцумян</u> , Э.Е.Хачикян, Н.Б.Енгибарян	321
Спектрофотометрический мониторинг ядра галактики NGC 4151 в минимуме ее блеска в 1988г.	
Л.М.Шарилова, В.В.Прокофьева	333
Исследование галактик с перемычкой. III. Сравнительная статистика SB и SA галактик в инфракрасном диапазоне	
Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян	349
Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. IV.	
А.М.Микаелян, К.С.Гигоян	359
Спектрофотометрия пяти планетарных туманностей	
М.А.Казарян, Э.С.Парсаян, Л.Паррао	367
Новая выборка GPS внегалактических радиоисточников	
В.Г.Пападжян	377
Фотометрические и поляриметрические наблюдения двойных и кратных звезд	
Х.А.Докобо, Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, М.А.Ерицян, А.А.Карапетян	389
О коридорах в области молодых открытых звездных скоплений	
Р.А.Варданян	399
Пылевые оболочки вокруг некоторых звезд ранних спектральных классов с эмиссионными линиями	
Р.Х.Оганесян, Р.А.Енремян	409
Неоднородности звездного ветра горячих сверхгигантов	
Ф.В.Костенко, А.Ф.Холтыгин	423
Диффузионный механизм излучения заряженной частицы на частицах пыли	
Ж.С.Геворкян, В.В.Амбарян, А.А.Акопян	443
Конформно-инвариантная модель ранней Вселенной	
В.В.Папоян, В.Н.Первушин, В.И.Смирницкий	459
Группы галактик. III. Некоторые эмпирические характеристики	
А.П.Магтесян	473

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

К 90-летию со дня рождения академика В.А. Амбарцумяна, основателя журнала "Астрофизика" На симпозиуме МАС №194.	495
Презентация книги "A Life in Astrophysics"	
<i>Р.В.Амбарцумян</i>	499
О внутреннем строении звезд	
<i>Г.С.Саакян, Л.Ш.Григорян</i>	505
Красный гигант со странной звездой в качестве ядра. Основные сходства и отличия от объектов Торна-Житкова	
<i>Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян</i>	533
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. X. Полоса $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$	
<i>К.С.Гигоян, В.В.Амбарян, М.Азопарди</i>	545
Изменения блеска и поляризации UX Draconis	
<i>Т.А.Полякова</i>	561
Спектрофотометрия углеродных звезд	
<i>С.Е.Нерсисян, М.Ш.Карапетян</i>	569
Двойные звезды в области открытого звездного скопления NGC6913	
<i>Р.А.Варданян</i>	577
Нестационарные объекты, связанные с областями звездообразования. Связь со звездными ассоциациями, ИК-источниками и мазерами воды	
<i>А.Л.Гюльбудагян</i>	585
Исследование галактик с перемычкой. IV. Сравнительная статистика SB и SA галактик в радио и рентгеновском диапазонах	
<i>Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян</i>	599
Вереницы Воронцова-Вельяминова в гигантских спиральных галактиках: геометрические свойства и физическая интерпретация	
<i>А.Д.Чернин</i>	609
Метод альбедного сдвига в задаче об анизотропном рассеянии света в плоских атмосферах	
<i>В.В.Иванов, А.М.Касауров</i>	623
Краткие сообщения	
О радиосветимости спиральных галактик	
<i>В.Г.Малумян</i>	647
Спектральное исследование ярких звезд из ассоциации Сер OB2	
<i>Н.Л.Иванова</i>	653

CONTENTS

Number 1

An investigation of barred galaxies I. The catalogue <i>R.A.Kandallan, A.T.Kalloghlian</i>	5
Strongly flattened galaxies in the Abastumani merged catalogue of galaxies <i>N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze</i>	23
Spectra of radio emission of spiral galaxies <i>V.H.Malumlan, H.A.Khachatrian</i>	35
On the nature of compact galactic nuclei <i>L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian</i>	41
One arc degree core substructure of the Virgo cluster <i>A.R.Petrosian, V.G.Gurzadyan, M.A.Hendry, E.H.Nikoghossian</i>	51
Investigation of the substructure of Perseus galaxies supercluster core <i>A.A.Melkonian, E.G.Nikogosian</i>	65
New estimators of flare stars number <i>A.A.Akopian</i>	73
On the evolution of fractal structure of the interstellar clouds of Galaxy <i>V.G.Gorbatsky, P.A.Tarakanov</i>	81
Trapezium type multiple stars-instable systems <i>L.V.Mirzoyan, G.N.Salukvadze, V.V.Hambaryan, G.Sh.Javakhishvily</i>	91
On statistical analysis of motion of globular stellar clusters in the Galaxy <i>R.M.Dzighvashvili, G.A.Malasidze, T.G.Mdzinarishvili</i>	101
Similarity law in a time series spectral estimation. IV <i>V.Yu.Terebizh</i>	113
The transport of radiation in spherical geometrics without multiple scattering <i>A.G.Nahapetian</i>	123
Neutron stars in bimetric scalar - tensor theory of gravitation. II. Solutions with variable scalar field <i>L.Sh.Grigorian, P.F.Kazarian, H.F.Khachatrian</i>	131
REVIEWS	
Surveys of active star-forming galaxies <i>G.Comte</i>	137

CONTENTS

Number 2

Kinematical study of the ringed galaxy Arp 10	<i>V.P.Reshetnikov</i>	165
Spectrophotometry of eight galaxies with UV excess	<i>M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>	175
Investigation of barred galaxies. II. A comparative statistics of SB and S galaxies in optical range	<i>A.T.Kalloghlian, R.A.Kandallian</i>	185
A description of synchro-self-compton mechanism of radiation from active galactic nuclei jets	<i>D.I.Nagimer, L.S.Nikolaeva</i>	197
On the location of quasars in the Universe	<i>H.A.Harutyunian</i>	217
On the physical connection of the quasars with the near-by galaxies	<i>R.A.Vardanyan</i>	227
Physical parameters of earlier spectral classes Trapezium type multiple systems derived from <i>uvbyβ</i> photometry. II	<i>G.N.Salukvadze, G.Sh.Javakhishvili</i>	235
On the distribution of pulsars in the vicinity of the Sun	<i>T.G.Mdzinarishvili, T.M.Borchkhadze, R.M.Dziguashvili, N.G.Kogoshvili</i>	245
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. III	<i>A.M.Mikaelian, K.S.Gigoyan</i>	251
To the solution of equation of radiation transfer for a combination of rayleigh and isotropic scattering	<i>A.V.Latyshev, A.V.Moiseev</i>	263
On string cosmology with higher genus corrections	<i>A.A.Saharian</i>	277
Neutron star models with constant scalar field in BSTT. Different versions of equation of state	<i>L.Sh.Grigorian, P.F.Kazarian, H.F.Khachatryan</i>	297
Similarity law in a time series spectral estimation. V	<i>V.Yu.Terebizh</i>	303
NOTES		
The polarimetric and photometric observations of comet C/1995 01 (Hale-Bopp)	<i>M.A.Eritsian, R.Kh.Hovhannessian</i>	311

CONTENTS

Number 3

On the mechanism of origination of supplementary components in hydrogen lines of spectra of AGN <u>V.A.Ambartsumian</u> , E.Ye.Khachikian, N.B.Yengibarian	321
Spectrophotometrical monitoring of the nucleus of the scyfert galaxy NGC 4151 during brightness minimum in 1988 L.M.Sharipova, V.V.Prokofeva	333
Investigation of barred galaxies. III. A comparative statistics of SB and SA galaxies in infrared A.T.Kalloghllan, R.A.Kandallan	349
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. IV. A.M.Mickaellan, K.S.Gigoyan	359
Spectrophotometry of five planetary nebulae M.A.Kazarian, E.S.Parsamian, L.Parrao	367
A new semple of GPS extragalactic radio sources V.G.Panajyan	377
Photometric and polarimetric observations of double and multiple stars J.A.Docobo, N.D.Mellkian, V.S.Tamazian, M.H.Eritslan, A.A.Karapetian	389
On the corridors in the young open star clusters R.A.Vardanyan	399
The dust envloeps around some early type stars with emission lines R.Kh.Hovhannesian, R.A.Epremian	409
Inhomogeneities of the stellar wind of hot supergiants F.V.Kostenko, A.F.Kholtygin	423
Diffusion mechanism of radiation of the charged particle on a dust grains Zh.S.Gevorkian, B.B.Hambarian, A.A.Akopian	443
Conformally invariant model of early Universe V.Papoyan, V.Pervushin, V.Smirichinsky	459
Groups of galaxies. III. Some empirical characteristics A.P.Mahtessian	473

CONTENTS

Number 4

The 90-th anniversary of academician V.A.Ambartsumian At the IAU Symposium № 194		495
Book presentation: "A Life in Astrophysics"	<i>R.V.Ambartsumian</i>	499
On the internal structure of stars	<i>G.S.Sahakyan, L.Sh.Grigoryan</i>	505
A red giant star with a strange star as a core. The principal differences and resemblances with the objects of Thorne-Zytkow	<i>G.S.Hajyan, Yu.L.Vartanyan, A.K.Grigoryan</i>	533
The first Byurakan spectral sky survey. Late-type stars. X. Zone $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$	<i>K.S.Gigoyan, V.V.Hambaryan, M.Azzopardi</i>	545
The light and polarization variations of UX Draconis	<i>T.A.Polyakova</i>	561
The spectrophotometry of carbon stars	<i>S.G.Nersessian, M.Sh.Karapetian</i>	569
Double stars in the region of the NGC 6913 cluster	<i>R.A.Vardanyan</i>	577
Non stable objects connected with the regions of star formation. Con- nection with stellar associations, IRAS point sources and water masers	<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	585
Investigation of barred galaxies. IV. A comparative statistics of SB and SA galaxies in radio and X-ray ranges	<i>R.A.Kandalian, A.T.Kalloglian</i>	599
Vorontsov-Vel'yaminov's rows in giant galaxies: geometry and physics	<i>A.D.Chernin</i>	609
Albedo shifting technique in problems of anisotropic light scattering in plane atmospheres	<i>V.V.Ivanov, A.M.Kasaurov</i>	623

NOTES

The radio luminosity of spiral galaxies	<i>V.H.Malumian</i>	647
Spectral investigation of the bright stars of the association Ceph OB2	<i>N.L.Ivanova</i>	653

CONTENTS

The 90-th anniversary of academician V.A.Ambartsumian At the IAU Symposium № 194	495
Book presentation: "A Life in Astrophysics"	499
	<i>R.V.Ambartsumian</i>
On the internal structure of stars	505
	<i>G.S.Sahakyan, L.Sh.Grigoryan</i>
A red giant star with a strange star as a core. The principal differences and resemblances with the objects of Thorne-Zytkow	533
	<i>G.S.Hajyan, Yu.L.Vartanyan, A.K.Grigoryan</i>
The first Byurakan spectral sky survey. Late-type stars. X. Zone $-11^{\circ} \leq \delta \leq -7^{\circ}$	545
	<i>K.S.Gigoyan, V.V.Hambaryan, M.Azzopardi</i>
The light and polarization variations of UX Draconis	561
	<i>T.A.Polyakova</i>
The spectrophotometry of carbon stars	569
	<i>S.G.Nersessian, M.Sh.Karapetian</i>
Double stars in the region of the NGC 6913 cluster	577
	<i>R.A.Vardanyan</i>
Non stable objects connected with the regions of star formation. Connection with stellar associations, IRAS point sources and water masers	585
	<i>A.L.Gyulbudaghlian</i>
Investigation of barred galaxies. IV. A comparative statistics of SB and SA galaxies in radio and X-ray ranges	599
	<i>R.A.Kandalian, A.T.Kalloglian</i>
Vorontsov-Vel'yaminov's rows in giant galaxies: geometry and physics	609
	<i>A.D.Chernin</i>
Albedo shifting technique in problems of anisotropic light scattering in plane atmospheres	623
	<i>V.V.Ivanov, A.M.Kasaurov</i>
 NOTES	
The radio luminosity of spiral galaxies	647
	<i>V.H.Malumian</i>
Spectral investigation of the bright stars of the association Ceph OB2	653
	<i>N.L.Ivanova</i>

19077

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОБЪЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ОБЛАСТМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. СВЯЗЬ СО ЗВЕЗДНЫМИ АССОЦИ- АЦИЯМИ, ИК-ИСТОЧНИКАМИ И МАЗЕРАМИ ВОДЫ	<i>А.Л. Гальбудаган</i>	585
ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. IV. СРАВНИ- ТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB- И SA-ГАЛАКТИК В РАДИО И РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНАХ	<i>Р.А. Кандалян, А.Т. Каллоглян</i>	599
ВЕРЕНИЦЫ ВОРОНЦОВА-ВЕЛЬЯМИНОВА В ГИГАНТСКИХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ: ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ	<i>А.Д. Чернин</i>	609
МЕТОД АЛЬБЕДНОГО СДВИГА В ЗАДАЧЕ ОБ АНИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА В ПЛОСКИХ АТМОСФЕРАХ	<i>В.В. Иванов, А.М. Касауров</i>	623
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О РАДИОСВЕТИМОСТИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК	<i>В.Г. Малухян</i>	647
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯРКИХ ЗВЕЗД ИЗ АССО- ЦИАЦИИ Сгг ОВ2	<i>Н.Л. Иванова</i>	653