

Министерство образования Российской Федерации  
Головной совет "Астрономия"  
Уральский государственный университет  
им. А.М.Горького

## Ф И З И К А   К О С М О С А

Труды 31-й Международной  
студенческой научной конференции  
28 января — 1 февраля 2002 года

Екатеринбург  
Издательство Уральского университета  
2002

УДК 524.4  
Ф 503

Печатается по решению  
организационного  
комитета конференции

Ф 503 **Физика Космоса:** Тр. 31-й Междунар. студ. науч. конф.,  
Екатеринбург, 28 янв. – 1 февр. 2002 г. Екатеринбург: Изд-  
во Урал. ун-та, 2002. 170 с.

ISBN 5–7996–0098–3

#### Редколлегия

П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов, А.Б.Островский, С.В.Салий,  
Е.И.Старицин, Н.Б.Фролова (Уральский университет); К.В.Холшев-  
ников (Санкт-Петербургский университет)

Печатается при финансовой поддержке Федеральной целевой про-  
граммы "Государственная поддержка интеграции высшего образова-  
ния и фундаментальной науки" и Российского фонда фундаменталь-  
ных исследований.

ISBN 5–7996–0098–3

© Уральский государственный  
университет, 2002

**ФИЗИКА КОСМОСА**  
**31-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ**  
**НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ**

**Организаторы**

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ**  
**РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ГОЛОВНОЙ СОВЕТ "АСТРОНОМИЯ"**

**УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**Кафедра астрономии и геодезии**  
**Астрономическая обсерватория**

**28 января – 1 февраля 2002 г.**

**Коуровка, Россия**

**Научный организационный комитет**

К.В.Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский ГУ), Г.С.Бисноватый-Коган (ИКИ РАН), С.И.Блинников (ИТЭФ РАН), Т.В.Бордовицына (Томский ГУ), В.М.Григорьев (ИСЗФ СО РАН), В.М.Данилов, П.Е.Захарова (Уральский ГУ), И.И.Зинченко (Ин-т прикладной физики РАН), Э.Д.Кузнецов, А.М.Соболев, Е.И.Старицин (Уральский ГУ), Ю.В.Хачай (Ин-т геофизики УрО РАН), В.М.Чечеткин (ИПМ РАН), Б.М.Шустов (Ин-т астрономии РАН).

**Жюри конкурса студенческих научных работ**

К.В.Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский ГУ), Г.С.Бисноватый-Коган (ИКИ РАН), Г.Р.Кастель (Ин-т прикладной астрономии РАН), Л.В.Рыхлова (Ин-т астрономии РАН), В.М.Чечеткин (ИПМ РАН).

### **Финансовая поддержка**

Федеральная целевая программа "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки".

Российский фонд фундаментальных исследований.

INTAS

Комитет по делам молодежи администрации Октябрьского района г. Екатеринбурга.

## Программа конференции

## WHAT IS INTAS?

INTAS is an INTERNATIONAL ASSOCIATION for the promotion of co-operation with scientists from the New Independent States of the former Soviet Union.

INTAS membership comprises the fifteen member states of the European Union, the European Community, Estonia, Hungary, Iceland, Israel, Latvia, Norway, Romania, the Slovak Republic, Slovenia and Switzerland. INTAS was established as an independent international organisation under Belgian law, in 1993, to help preserve the scientific potential within its partner countries which include Armenia, Azerbaijan, Belarus, Georgia, Kazakhstan, Kyrgyzstan, Moldova, Russia, Tajikistan, Turkmenistan, Ukraine and Uzbekistan. How? By funding joint research projects and networks that involve scientists from its member states and its partner countries, and that are selected on the basis of scientific excellence, mutual benefit and socio-economic relevance. It also supports conferences and workshops, runs a young scientist programme and funds infrastructure actions for the benefit of a wider section of the scientific community.

With a current mandate up until the end of 2002, INTAS complements INCO-Copernicus' activities. During the Fifth Framework programme, the EU will contribute a total of 70 million Euro with additional contributions being made by Member States and organisations which co-fund calls for proposals with INTAS.

INTAS funds joint scientific research in the following areas:

- Physical sciences: astronomy, nuclear, plasma and condensed matter physics, engineering sciences, space and aeronautics related sciences;
- Chemical/biological sciences: chemistry, life sciences and medicine, earth sciences, environment and energy;
- Human sciences and mathematics: information technology, telecommunications, economics, mathematics, human and social sciences.

Certain calls for proposals are funded in conjunction with other organisation and may be restricted in their scope.

Applications for conference and young scientist grants can be made at any time but are evaluated collectively 3 times a year. The average

conference grant ranges from 5,000 to 8,000 Euro whilst young scientist grants vary between 1,000 and 3,500 Euro.

To learn more about INTAS, its funding opportunities and achievements, please consult their web site <http://www.intas.be>, or contact them at INTAS, Avenue des Arts 58 Box 8, B-1000 Brussels, Belgium, or at [intas@intas.be](mailto:intas@intas.be)

# Обзорные лекции

Т.В.Бордовицына

Томский государственный университет

## АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СМЕНЫ ЛЕДНИКОВЫХ ЭПОХ В ПЕРИОД ПЛЕЙСТОЦЕНА

Дается краткое изложение современного состояния астрономической теории смены ледниковых эпох в геологической эволюции Земли.

A brief summary of modern trends in development of astronomical theory of the ice age changing in the geological evolution of the Earth is given.

В этом году исполняется 160 лет с момента выхода в свет первой работы, ознаменовавшей собою рождение астрономической теории смены ледниковых эпох в геологической истории Земли. Эта работа называлась "Революции океана" и ее автором был парижский математик Жозеф Альфонс Адемар. Именно ему принадлежит идея, что главные причины древних оледенений Земли следует искать, говоря современным языком, в особенностях, ее поступательно-вращательного движения. Периодичность оледенений Адемар связывал с 22 000 летним циклом смещения равноденствий по эллиптической орбите Земли. Нужно сказать, что 30-40 годы XIX столетия были годами бурного становления самой ледниковой теории геологической эволюции Земли. В это время увидели свет первые работы швейцарского натуралиста Луи Агассиса, заложившего основы ледниковой теории и началось ее победное шествие, завершившееся через 25 лет полным признанием.

У современников работа Адемара большой поддержки не нашла, поскольку революции океана имели в ней достаточно фантастическое описание, но астрономическую часть работы критиковать было трудно, настолько она была продумана и логична. Однако, до создания сколько-нибудь целостной теории было еще далеко.

Следующий этап в развитии астрономической теории смены ледниковых эпох связан с именем английского инженера Джеймса Кролля. Первая его работа на эту тему была опубликована в 1864 г. Основываясь на работах У.Леверье по исследованию долгопериодических



изменений эксцентриситета Земли, Кроль высказал предположение, что именно эти изменения являются причиной повторяющихся оледенений Земли. Факт многократности оледенений северного полушария Земли к этому времени был уже установлен и появилось понятие плейстоцена (от греч. pleistos—многочисленный, наибольший и kainos—новый), как одной из наиболее длительных эпох антропогенового (четвертичного) периода в истории Земли. А современная послеледниковая геологическая эпоха была названа голоценом (от греч. holos—весь и kainos—новый).

Отношение геологов к теории Кроля было весьма противоречивым. Это связано с тем, что период изменения эксцентриситета Земли, равный примерно 100 000 лет, не совпадал с геологическими данными, которые давали существенно меньшие периоды. Позиции геологов разделились, так сказать, по "территориальному" принципу.

В 1984 г. Джеймс Ден писал "Американские геологи не могут согласиться с теорией Кроля, так как по геологическим данным, полученным в Америке, ледниковый период окончился не более 10 000, максимум 15 000 лет назад, а отнюдь не 150 000 или 80 000 лет назад, как того требует гипотеза эксцентриситета". В то же время известный европейский геолог Джеймс Гейки считал, что "несмотря ни на что, астрономическая теория дает наилучшее решение ледниковой загадки. Она способна объяснить все главные факты, включая чередование холодных и теплых эпох и характерные особенности ледниковых и межледниковых климатов". В тоже время Гейки признавался, что "вопрос о первопричине всех этих удивительных изменений крайне запутан" и выражал надежду, что один из новых вариантов концепции Кроля развеет, наконец, тайну ледниковых эпох. Так оно и случилось.

В 1924 г. сербский математик Милутин Миланкович представил научному сообществу новый вариант астрономической теории смены ледниковых эпох, который опирался на новые, полученные в 1904 г. немецким математиком Людвигом Пильгримом данные о вариациях трех астрономических факторов — эксцентриситета орбиты, прецессии и наклона оси вращения Земли — за последний миллион лет. На основании изменений этих трех факторов Миланковичем были построены кривые инсоляции различных параллелей Земли, и прежде всего климатообразующей 65 параллели на интервале времени в 650 000 лет. Именно такую длительность Миланкович приписывал периоду плейстоцена. Было показано, что 41 000-летние циклы изменения наклона Земли особенно заметно проявляются в из-

менении инсоляции высоких широт, в то время как 22 000-летние циклы прецессии лучше видны в изменении инсоляции низких широт, 100 000-летние вариации эксцентриситета Миланкович считал менее существенными, полагая что они лишь усиливают, или ослабляют основные колебания, перечисленные выше.

Теория Миланковича находилась под пристальным вниманием геофизиков, геологов и климатологов в течение более чем полувека. Ее то поддерживали, то опровергали на основе постоянно появлявшихся новых методов исследования и датировки предшествующих ледниковых эпох. И только грандиозный проект КЛИМАП, осуществленный Национальным научным фондом США в 70-х годах прошлого века в рамках Международного десятилетия исследования океана, расставил все по своим местам и полностью подтвердил справедливость астрономической теории смены ледниковых эпох.

В настоящее время теория Миланковича полностью пересчитана на современных компьютерах с учетом самых современных данных о параметрах поступательно- вращательного движения Земли.

По геологическим и палеоклиматическим данным определена длительность периода плейстоцена, она составляет 1.8 млн. лет. Показано, что основным периодом в изменений климата является 100 000-летний, связанный, по-видимому, с периодом изменения эксцентриситета орбиты Земли. Он дает максимальные амплитуды колебания климата. А на него налагаются еще три цикла: 41 000-летний, связанный с изменениями наклона оси вращения Земли и два цикла прецессии 23 000-летний и 19 000-летний.

Достоинством астрономической теории является не только способность объяснить изменение климата Земли в прошлом, но и дать прогноз этих изменений на будущее. И этот прогноз говорит о том, что период великого оледенения в геологической и климатической истории Земли, отнюдь, не закончен. А данный момент относится к очередному межледниковому периоду и процесс следующего похолодания уже пошел. Он имеет свои астрономические особенности, на которые налагается множество различных факторов, в том числе техногенного характера.

При подготовке доклада использовались материалы, взятые из книг по геологической и климатической истории Земли [1], [2], а также современные данные по изменению параметров поступательного и вращательного движения Земли на больших интервалах времени из работ [3] и [4].

## Список литературы

1. *Имбри Дж., Имбри К.П.* Тайны ледниковых эпох. М.: Прогресс, 1988. 264 с.
2. *Макдугалл Дж.Д.* Краткая история планеты Земля. СПб, 2001. 382 с.
3. *Murray C.D., Dermott S.F.* Solar system dynamics. Cambridge, 1999. 592 p.
4. *Laskar J.* Large scale chaos and marginal stability in the Solar System // *Cel. Mech. and Dyn. Astr.* 1996. V.64. P.115–162.

А.Е.Дудоров, С.Н.Замоздра

Челябинский государственный университет

## МЕЖЗВЁЗДНАЯ МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

В лекции объясняется, что такое МГД-турбулентность, как она возникает в межзвёздной среде, как эволюционирует при глобальном сжатии среды, и что такое двумерная и перемежаемая турбулентность. Подчёркивается, что в турбулентном хаосе существуют приблизительные закономерности - корреляции. Описываются корреляции между размером и скоростью вихрей. Обосновывается, почему межзвёздная МГД-турбулентность чрезвычайно интересна физикам.

**INTERSTELLAR MHD-TURBULENCE, by A.E. Dudorov and S.N. Zamozdra.** In the lecture it is explained what is MHD-turbulence, how does it originate in the interstellar medium, how does it evolve at global contraction of the medium and what is two-dimensional and intermittent turbulence. It is emphasized that there exist approximate dependencies in the turbulent chaos - the correlations. The correlations between eddy size and velocity are described. It is proved why the interstellar MHD-turbulence is extremely interested to the physicists.

## Введение

Современные наблюдения открывают нам потрясающую картину межзвёздной среды: клочки, волокна, слои самых разных размеров причудливо переплетаются, умирают и рождаются вновь (рис. 1). Большинство этих недолговечных структур создаются *турбулентностью* - хаотичными газовыми потоками различного масштаба, наложенными друг на друга. Потоки с меньшим масштабом, как правило, имеют меньшую скорость.

© А.Е.Дудоров, С.Н.Замоздра, 2002

Рис. 1. Крабовидная туманность - остаток вспышки сверхновой, наблюдавшейся в 1054 г.

Межзвёздная среда пронизана магнитным полем, которое, подобно турбулентности, может быть представлено как суперпозиция магнитных структур различного размера. Для потоков некоторого масштаба магнитное поле оказывается настолько сильным, что существенно влияет на их динамику. Такую турбулентность называют *МГД-турбулентностью*.

## Генерация и затухание

Любая турбулентность, предоставленная самой себе, постепенно затухает из-за диссипативных процессов: вязкости, теплопроводности и трения между различными компонентами газа. Время свободного затухания межзвёздной турбулентности достаточно велико (до  $10^8$  лет!) поскольку велики её масштабы. По порядку величины это время равно времени оборота самых больших турбулентных вихрей  $\pi l_0/v_0$ , где  $l_0 \simeq 100$  пк,  $v_0 \simeq 10$  км/с - размер и скорость этих вихрей [1].

Но звёзды не дают межзвёздному газу жить спокойно. Они то рождаются, выбрасывая узкие струи (джеты), то умирают, дуя ветрами и взрываясь сверхновыми (рис. 1). В этих областях происходит "впрыск" энергии в межзвёздную турбулентность. Поскольку гидромагнитные волны переносят часть этой энергии в более спокойные области, то межзвёздная турбулентность не является свободно затухающей. В ней есть и области роста, и области уменьшения турбулентной энергии [2].

Межзвёздная среда турбулизуется не только звёздами, но и более глобальными источниками. Самым глобальным можно назвать космические лучи. Они порождаются не только внутри галактики, но и приходят из далёких галактик с активными ядрами. Космические лучи приводят к ионизации и нагреву межзвёздной среды. Поскольку этот нагрев неоднороден, то возникают градиенты давления, вызывающие движение газа и его расширение в некоторых областях. Если расширение газа способствует ещё большему его нагреву, то расширение становится самоускоряющимся! Это явление называется *тепловой неустойчивостью*. Поскольку области неустойчивости

расположены хаотически, то потоки газа запутываются, и рождается турбулентность.

Магнитное поле препятствует поперечному движению плазмы, поэтому тепловая неустойчивость легче развивается вдоль магнитного поля. Газовые конденсации сплющиваются и нанизываются на магнитное поле, как блины на верёвочку. Поскольку магнитное поле влияет только на заряженную компоненту плазмы (ионы, электроны, пылинки), то в модели тепловой неустойчивости межзвёздного газа нужно учитывать вариации степени ионизации. Такая неустойчивость называется *ионизационно-тепловой*.

На рис. 2 изображено поле плотности, полученное в результате двумерного численного моделирования ионизационно-тепловой неустойчивости [Степанов К. Е., 2000]. Начальное магнитное поле направлено по диагонали. Вдоль него вытягиваются крупномасштабные возмущения плотности, а мелкомасштабные складочки расположились поперёк.

*Рис. 2.* Численный расчёт ионизационно-тепловой неустойчивости в магнитном поле (направлено по диагонали). Изображено распределение плотности.

Другим глобальным источником турбулентности является дифференциальное вращение галактики. Облака газа, находящиеся на разном расстоянии от центра галактики, движутся с разной угловой скоростью. Они как бы зацепляются краями и эти края "рвутся в клочья", превращаясь в турбулентные вихри (рис. 3, [3]). Это срабатывает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Магнитное поле, направленное вдоль зацепляющихся краёв, может подавить эту неустойчивость. А магнитное поле, перпендикулярное краям, наоборот, может вызвать ещё один вид неустойчивости - *магнито-ротационную* [4].

*Рис. 3.* Численный расчёт неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в магнитном поле [3]. Эволюция плотности.

## Закономерности в хаосе

Турбулентность не является безнадежно сложным явлением. Конечно, в ней нет строгой зависимости одной величины от другой, но есть корреляции - наличие приблизительных закономерностей. Наиболее известна корреляция между дисперсией скоростей  $\sigma$  и размером  $l$  вихрей. Если  $l$  много меньше, чем размер самых больших вихрей, и много больше, чем размер самых мелких вихрей, то в дозвуковой изотропной турбулентности

$$\sigma \propto l^\alpha,$$

где  $\alpha = 1/3$  при слабом магнитном поле (модель *Колмогорова*) и  $\alpha = 1/4$  при сильном крупномасштабном магнитном поле (модель *Ирошников-Крейчана*). То, что  $\alpha > 0$  означает, что крупные вихри имеют большую скорость, чем мелкие.

Похожая тенденция наблюдается и для магнитного поля: его крупномасштабная компонента в подавляющей части объема превышает мелкомасштабную. Для самых мелких и, следовательно, медленных вихрей крупномасштабное поле оказывается настолько жестким, что эти вихри "размазываются" вдоль поля, превращаясь в веретёнца. На масштабах меньших, чем длина веретёнца, свойства турбулентности меняются слабо, и её можно считать *двумерной*. В такой турбулентности веретёнца, при взгляде сверху, "танцуют" и колеблются как студенты на дискотеке. В двумерной турбулентности  $\alpha = 1$ .

Вблизи источников турбулентности амплитуда флуктуаций скорости максимальна. Иногда она может превышать и скорость звука, и альвеновскую скорость. Чем больше это превышение, тем заметней поднимается  $\alpha$  относительно  $1/3$ . Это связано с образованием резких градиентов скорости в некоторых участках турбулентного течения. Названо это явление *перемежаемостью*. При очень больших турбулентных скоростях перемежаемость максимальна, поскольку в среде возникают резкие скачки скорости, плотности и магнитного поля - ударные волны и разрывы. У такой турбулентности  $\alpha = 1/2$ .

Отметим, что ещё одной (менее известной у физиков) корреляцией является соотношение между средней плотностью  $n$  и размером  $R$  облаков [1]. Обычно  $n \propto R^{-\beta}$ , где  $\beta = 1-2$ , то есть большие облака менее плотны. Если соединить это соотношение с предыдущими, то можно вывести корреляцию средней плотности с дисперсией скорости. При  $l = R$  получаем  $\sigma \propto n^{-\alpha/\beta}$ .

Какие же из трёх обсуждаемых корреляций первичны? И как их объяснить? Вопросы пока открыты. Вступайте в дискуссию!

### **Эволюция при глобальном сжатии**

Движения больших масштабов увлекают вместе с собой мелко-масштабные флуктуации. Как поведут себя эти флуктуации, если подвергнуть их глобальному сжатию? Такое сжатие возникает, например, при гравитационном коллапсе плотных молекулярных облаков. Если флуктуации начнут неудержимо расти, то смогут остановить коллапс и помешают рождению звезды!

Для решения этой проблемы нужно учесть несколько эффектов. Во-первых, любое сжатие приводит к уменьшению масштаба флуктуаций и, следовательно, к росту градиентов скорости и магнитного поля. Из-за этого резко усиливается диссипация турбулентной энергии.

Во-вторых, сжатие вдоль пульсаций скорости может привести к росту их амплитуды. В третьих, поперечное сжатие возмущений магнитного поля приводит к их усилению за счёт эффекта вмороженности. Оба эти эффекта означают, что часть гравитационной энергии при коллапсе переходит в энергию турбулентности.

*Домашнее задание:* попытайтесь догадаться, что изменится, если среда не сжимается, а расширяется.

Четвёртый эффект возникает, если сжатие неоднородно: МГД-волны перераспределяют турбулентную энергию от сильно возмущённых к слабо возмущённым зонам.

Много важных эффектов должно быть учтено и при расчёте ионизации и нагрева коллапсирующих облаков. Ведь темп диссипации МГД-турбулентности зависит и от степени ионизации, и от температуры плазмы.

Строго учесть все эти эффекты при аналитических исследованиях не представляется возможным. Нужны мощные, насыщенные физикой, численные расчёты. Несколько групп исследователей [5], [6], в том числе и наша, уже близки к решению этой задачи.

*Рис. 4.* Распределение плотности в трёхмерной МГД-турбулентности в случае, когда энергия магнитного поля близка к кинетической [7].

Всё же, без аналитических моделей наука далеко не уйдёт. Они

менее полны, но более обозримы и надёжны. Они нужны, в частности, для понимания и тестирования численных расчётов. Например, Мак-Ки и Цвайбель [8] нашли соотношение между плотностью энергии альвеновских волн  $E_w$  и плотностью газа  $\rho$  для простейших режимов сжатия. В частности, при однородном сжатии  $E_w \propto \rho^{2/3}$ , а при очень медленном сжатии неоднородного облака  $E_w \propto \rho^{1/2}$ .

Эти соотношения справедливы в отсутствии диссипации. Нам удалось найти аналитические решения с учётом диссипации и, к тому же, для произвольного темпа сжатия. На рис. 5 изображены зависимости  $E_w(\rho)$  для альвеновских волн различной начальной длины, распространяющихся в свободно коллапсирующем плоском облаке. В качестве механизма диссипации выбрана *амбиполярная диффузия*. Это совместное движение ионов и электронов относительно нейтральной компоненты плазмы (нейтралов). В межзвёздной среде амбиполярная диффузия возникает, в основном, под влиянием магнитного поля. Оно действует только на заряженную компоненту плазмы и постоянно сдвигает её относительно нейтралов. Сила трения мешает этому сдвигу, но попутно приводит к диссипации кинетической энергии.

В итоге, амбиполярная диффузия приводит к затуханию МГД-волн. Быстрее всего затухают самые короткие волны, поскольку имеют наибольшую кривизну магнитных линий и, следовательно, наибольшее влияние магнитного поля на заряженную компоненту плазмы.

*Рис. 5.* Зависимость плотности волновой энергии от плотности газа в свободно коллапсирующем плоском облаке. В отсутствии диссипации зависимость степенная (верхняя прямая). При наличии диссипации (из-за трения ионов с нейтралами) волны теряют часть энергии (нижние кривые). Потери тем больше, чем короче длина волны (параметр  $K_w$ ). Предположено, что плотность ионов зависит от плотности нейтралов по закону  $n_i \propto n_n^\alpha$ .

## Астрономы - физикам

В межзвёздной турбулентности реализуются условия, которые невозможно достичь в земных лабораториях [1]. Например, *число Рейнольдса* ( $Re = l_0 v_0 / \nu$ , где  $\nu$  - кинематическая вязкость) может достигать  $10^{11}$ , что на 5 порядков больше, чем в самых больших аэро-



динамических трубах. Магнитное число Рейнольдса ( $Re_m = l_0 v_0 / \nu_m$ , где  $\nu_m$  - магнитная вязкость) на несколько порядков меньше, чем  $Re$ , но, всё же, намного больше достижимых на Земле значений.

Чем же интересна физикам турбулентность с такими высокими числами Рейнольдса? В ней сильно различаются максимальный и минимальный масштабы вихрей. Например, на 6 – 12 порядков! Поэтому, во-первых, для физиков интересны механизмы, поддерживающие турбулентность на столь разных масштабах. Во-вторых, очень широк диапазон масштабов, где выполняются корреляции типа Колмогоровской (а на широком графике можно точнее исследовать изломы и другие особенности функций). И наконец, такую турбулентность труднее моделировать численно. Пока ни один суперкомпьютер не может решить МГД-уравнения на расчётной сетке даже из  $(10^6)^3$  ячеек. Такое количество ячеек необходимо, чтобы разрешить самые мелкие вихри в трёхмерной постановке задачи. Эта проблема даёт вызов самым пытливым умам.

### Список литературы

1. *Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д., Шукуров А.М.* Магнитные поля галактик. М.: Наука. 1988. 280 с.
2. *Avila-Reese V. and Wazquez-Semadeni E.* Turbulent dissipation in the interstellar medium: the coexistence of forced and decaying regimes and implications for galaxy formation and evolution. // *ApJ*. 2001. V.553. p.645.
3. *Jeong H., Ryu D., Jones T. W., Frank A.* The Magnetohydrodynamic Kelvin-Helmholtz Instability. III. The Role of Sheared Magnetic Field in Planar Flows. // *ApJ*. 2000. V.529. p.536.
4. *Blaes O.M. and Balbus S.A.* Local shear instabilities in weakly ionized, weakly magnetized disks. // *ApJ*. 1994. V.421. p.163.
5. *Heitsch F., Mac Low M. and Klessen R.S.* Gravitational collapse in turbulent molecular clouds. II. Magnetohydrodynamical turbulence. // *ApJ*. 2001. V.547. p.280.
6. *Padoan P., Zweibel E. and Nordlund A.* Ambipolar drift heating in turbulent molecular clouds. // *ApJ*. 2000. V.540. p.332.
7. *Padoan P. and Nordlund A.* A super-alfvenic model of dark clouds. // *ApJ*. 1999. V.526. p.279.
8. *McKee C.F., and Zweibel E.G.* Alfven waves in interstellar gasdynamics. // *ApJ*. 1995. V.440. p.686.

## ПРОБЛЕМА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА $\gamma$ -ВСПЛЕСКОВ

Проблема происхождения  $\gamma$ -всплесков стоит в ряду самых важных задач современной астрофизики. Различные наблюдения хорошо согласуются с феноменологической моделью производства  $\gamma$ -всплесков, источником которых считают ультрарелятивистскую струю  $e^+e^-$ -плазмы (файербол) [1]. Из наблюдательных данных известно, что  $\gamma$ -всплески обладают быстрой вариативностью и часть из них приходит с космологических расстояний. Это приводит к выводу о том, что файербол рождается в компактной области и обладает огромной энергией  $\mathcal{E} \gtrsim 10^{51}$ эрг [15]. Одним из естественных источников такого файерболы могли бы быть нейтрино. Действительно, до десяти процентов гравитационной энергии, выделяемой при коллапсе в компактных системах, может уносить нейтринное излучение. Вследствие малости сечений слабых процессов, можно ожидать передачи лишь нескольких процентов этой энергии в  $e^+e^-$ -плазму, но и этого может быть достаточно для производства типичного файерболы с  $\mathcal{E} \sim 10^{51}$ эрг. Однако, родившаяся плазма способна выйти наружу и остаться ультрарелятивистской (что необходимо для ее последующего превращения в наблюдаемый  $\gamma$ -всплеск) лишь из области с достаточно низкой концентрацией барионов [5].

Такие условия могут быть реализованы в системах с аккреционным диском вокруг керовской черной дыры, таких, как “несостоявшаяся” сверхновая [2], коллапсар с гипер-аккрецией [3], гиперновая [4]. Вследствие высоких скоростей аккреции и вязкости, внутренняя часть диска этих систем может достигать таких плотностей ( $\rho \sim 10^{10}$ г/см<sup>3</sup> -  $10^{11}$ г/см<sup>3</sup>) и температур ( $T \sim 5$ МэВ –  $10$ МэВ), при которых нейтринные светимости достигают значений  $L_\nu \sim 10^{53}$ эрг/сек. С другой стороны, в окрестности оси вращения может образоваться область с низкой концентрацией барионов [2, 3]. Таким образом, большой нейтринный поток с диска порождает плазму, которая может выйти наружу с энергией, достаточной для производства  $\gamma$ -всплеска.

Важно отметить, что в аккреционном диске могут возникать сильные магнитные поля. В вязком диске интересующих нас плотностей

напряженность поля может достигать значений [12]:

$$B \lesssim 10^{15} \text{Гс} \left( \frac{\alpha}{0.1} \right)^{1/2} \left( \frac{c_s}{10^9 \text{см/сек}} \right) \left( \frac{\rho}{10^{11} \text{г/см}^3} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  – безразмерный параметр вязкости,  $c_s$  – скорость звука. Это магнитное поле имеет сложную структуру, однако, для рассматриваемых нами элементарных процессов важна лишь его напряженность.

Основной реакцией рождения плазмы нейтринным потоком в разреженной среде считают процесс:

$$\nu_i + \tilde{\nu}_i \implies e^+ + e^-, \quad (i = e, \mu, \tau). \quad (2)$$

Исследование этого процесса имеет долгую историю. В ранних работах изучалось его влияние на динамику взрыва сверхновой II. Для этого вычислялась его светимость в  $e^+e^-$ -парах в простейших моделях излучения нейтрино с жесткой нейтриносферы в пустоту [6], а позднее – с учетом прохождения нейтринного потока через частично прозрачную среду оболочки [7]. По мере накопления наблюдательных данных в пользу космологического происхождения  $\gamma$ -всплеска, процесс (2) стали рассматривать как возможный энергетический источник файерболла [8]. Однако, детальные численные расчеты его производства стали проводиться лишь в настоящее время [2, 3, 9]. Отметим, что в указанных работах не учитывалось влияние магнитного поля на процессы производства плазмы за счет нейтринных реакций. Однако, в сильном поле такие эффекты могут быть существенны. Действительно, в этом случае, не только кинематически открываются, но и могут стать основными новые реакции рождения  $e^+e^-$ -пар:

$$\nu_i \implies \nu_i + e^+ + e^-, \quad (3)$$

$$\tilde{\nu}_i \implies \tilde{\nu}_i + e^+ + e^-. \quad (4)$$

По всей видимости, впервые важность этого процесса, как возможного энергетического источника космологического  $\gamma$ -всплеска отмечалась в работе [10].

В настоящей работе оценивается эффективность производства  $e^+e^-$ -плазмы в модели гипер-аккрецирующего диска на керовскую черную дыру в процессах с участием нейтрино. Эффективность определяется, как отношение светимости  $L_{e^+e^-}$  (энергия, излучаемая в единицу времени) в  $e^+e^-$ -парах к светимости нейтрино  $L_\nu + L_{\tilde{\nu}}$  с

диска:

$$\epsilon = L_{e^+e^-}/L_{tot}, \quad L_{tot} = (L_\nu + L_{\bar{\nu}}). \quad (5)$$

Основная цель работы состоит в получении аналитических выражений для эффективности рождения плазмы в доминирующих нейтринных процессах в упрощенной модели аккреционного диска с учетом сильного магнитного поля. Разумеется, мы претендуем лишь на оценку этой величины. Важно, однако, отметить, что такой подход позволяет наглядно проследить зависимость светимости в  $e^+e^-$ -парах от основных параметров системы.

Мы пренебрегаем эффектами общей теории относительности на производство плазмы. Как известно, влияние гравитационного поля двойко – эффект красного смещения нейтрино приводит к уменьшению светимости в  $e^+e^-$ -парах, эффект искривления их траекторий – к увеличению, поскольку возрастает частота столкновений. Исследование этих эффектов приводит к выводу [11], что только в случае достаточно больших радиусов кеплеровской орбиты ( $R_0 \gtrsim 3r_g$ , где  $r_g$  – гравитационный радиус черной дыры) эффект искривления траекторий превалирует. Однако, даже в этом случае эффективность возрастает не более, чем в 2 раза.

Как отмечалось выше, для обеспечения требуемых нейтринных светимостей внутренняя часть диска должна иметь высокие плотности и температуры. Такие параметры могут быть достигнуты при гипер-аккреции на керовскую черную дыру [3]. Оставляя в стороне вопрос об устойчивости системы с такими скоростями аккреции, мы используем результаты этой работы для определения параметров диска. Приведенные в ней градиенты плотности и температуры позволяют считать нейтриноизлучающую часть диска однородной. При скоростях аккреции  $\dot{M} \sim 0.1M_\odot \text{сек}^{-1}$  типичные плотности и температуры составляют  $\rho \sim 10^{11} \text{г/см}^3$  и  $T \sim 5 \text{МэВ}$ . Основными реакциями нейтринного излучения при таких параметрах среды являются URCA-процессы:

$$p + e^- \implies n + \nu_e, \quad (6)$$

$$n + e^+ \implies p + \bar{\nu}_e. \quad (7)$$

Как показывает анализ, влияние магнитного поля напряженности  $B \sim 10^{15} \text{Гс}$  на их сечения пренебрежимо мало. Оценка средней длины пробега нейтрино в такой среде дает:

$$l_\nu \sim 10 \text{ км} \left( \frac{10^{11} \text{г/см}^3}{\rho} \right) \left( \frac{5 \text{МэВ}}{T} \right)^2. \quad (8)$$

Таким образом, рассматриваемую часть диска можно считать прозрачной для нейтрино. Отметим, что типичные времена прихода к  $\beta$ -равновесию в URCA-процессах (1,2) при используемых параметрах среды составляют  $\tau_\beta \sim 10^{-2}$ сек. Характерное динамическое время аккреции может быть грубо оценено, как время, за которое нуклонный поток проходит нейтриноизлучающую часть диска и также составляет по порядку величины  $\tau_d \sim 10^{-2}$ сек. Таким образом, нельзя сказать, что аккрецирующее вещество приходит к  $\beta$ -равновесию, а, значит, параметр  $Y = N_p/(N_p + N_n)$  не определен и может меняться в области:

$$Y_\beta < Y < 0.5. \quad (9)$$

Здесь  $N_p$  и  $N_n$  - концентрации протонов и нейтронов в диске,  $Y_\beta$  - значение параметра  $Y$  в условиях  $\beta$ -равновесия (для рассматриваемых плотностей и температур  $Y_\beta \sim 0.1$ ).

Так как средняя длина свободного пробега нейтрино больше характерного поперечного размера диска, то они излучаются из объема. В этом случае нейтринная светимость вычисляется стандартным образом из лагранжиана взаимодействия заряженных электрон-нейтринного и нуклонного тока в низкоэнергетическом приближении [13] и может быть представлена в виде:

$$L_{\nu,\bar{\nu}} = \int \omega F_{\nu,\bar{\nu}} d^3n, \quad (10)$$

$$F_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c (1 + 3g_a^2)}{\pi} \frac{\omega^2 N_{p,n}}{\exp[\omega/T \mp a] + 1}. \quad (11)$$

Здесь  $\omega$  - энергия нейтрино,  $d^3n$  - элемент его фазового объема,  $T$  - температура среды,  $a = (\mu - m_n + m_p)/T$ , где  $\mu$  - химический потенциал электронов,  $N_n$ ,  $N_p$ ,  $m_n$ ,  $m_p$  - концентрация и масса нейтронов и протонов, соответственно,  $g_a$  - аксиальная константа заряженного нуклонного тока ( $g_a \simeq 1.26$  в низкоэнергетическом пределе),  $G_F$  - константа Ферми,  $\theta_c$  - угол Кабиббо. В упрощенной модели однородного диска вычисление интеграла (10) нетрудно довести до конца. В результате, выражение для светимости (анти)нейтрино из диска за счет URCA-процессов имеет вид:

$$L_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{(G_F \cos \theta_c)^2}{2\pi^3} (1 + 3g_a^2) N_{p,n} T^6 V I_5(\pm a), \quad (12)$$

$$I_s(a) = \int_0^\infty \frac{y^s dy}{\exp(y - a) + 1}, \quad (13)$$

где  $V$  – объем излучающего диска. Заметим, что в интервале (9) параметров  $Y$  отношение нейтринных светимостей  $L_{\bar{\nu}}/L_{\nu} \ll 1$ . Как следует из рис.1, даже в наиболее благоприятном случае  $\beta$ -равновесия это отношение порядка одной десятой и очень быстро спадает с увеличением  $Y$ . Таким образом, везде, где это не вызывает недоразумений, мы полагаем  $L_{tot} \simeq L_{\nu}$ .

*Рис. 1.* Отношение нейтринных светимостей  $L_{\bar{\nu}}/L_{\nu}$ , как функция от параметра  $Y$  при фиксированных  $\rho$  и  $T$ . Сплошная линия соответствует  $\rho = 10^{11} \text{г/см}^3, T = 7 \text{МэВ}, Y_{\beta} = 0.30$ ; штрих-пунктирная линия соответствует  $\rho = 5 \times 10^{11} \text{г/см}^3, T = 5 \text{МэВ}, Y_{\beta} = 0.26$ ; пунктирная линия соответствует  $\rho = 10^{11} \text{г/см}^3, T = 6 \text{МэВ}, Y_{\beta} = 0.24$

Мы вычисляем светимость в  $e^+e^-$ -парах в приближении, когда магнитное поле достаточно сильное, но параметр  $eB$  много меньше квадрата характерной энергии нейтрино:

$$m_e^2 \ll eB \ll \omega^2, \quad (14)$$

что хорошо выполняется в рассматриваемом случае. Здесь  $m_e$  – масса электрона,  $e > 0$  – элементарный заряд. Как отмечалось выше, наиболее важно оценить эффективность производства плазмы в малом телесном углу вокруг оси вращения системы. Так как в этом конусе среда достаточно разрежена, ее влиянием на рассматриваемые процессы можно пренебречь. Магнитное поле в этой области может иметь сложную структуру, но мы полагали его силовые линии направленными вдоль оси вращения.

Светимость электрон-позитронных пар из единицы объема в реакции (2) определяется следующим образом:

$$Q_{\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-} = \int j\sigma q_0 dN_{\nu} dN_{\bar{\nu}}, \quad dN_{\nu, \bar{\nu}} = \frac{\omega^2 F_{\nu, \bar{\nu}}}{8\pi^3 R^2} dV d\omega. \quad (15)$$

Здесь  $\sigma$  – сечение процесса,  $j = q^2/(2\omega_1\omega_2)$  – имеет смысл относительной скорости в системе покоя одной из начальных частиц,  $dN_{\nu, \bar{\nu}}$  – концентрация (анти)нейтрино на расстоянии  $R$  от элемента  $dV$  изотропно излучающего диска,  $q = q_1 + q_2$  – 4-импульс, передаваемый в реакции. Как показывает анализ, в приближении (14) влияние магнитного поля на сечение реакции мало:

$$\sigma = \sigma_0 \left( 1 + O\left(\frac{eB}{\omega^2}\right) \right), \quad \sigma_0 = \frac{G_F^2}{3\pi} (c_v^2 + c_a^2) q^2, \quad (16)$$

где  $\sigma_0$  – сечение процесса в вакууме,  $c_v = 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W \simeq 0.96$ ,  $c_a = 1/2$  – векторная и аксиальная константы заряженного нейтрино-электронного тока,  $\theta_W$  – угол Вайнберга ( $\sin^2 \theta_W \simeq 0.23$ ). Таким образом, для оценки светимости в рассматриваемой реакции мы можем использовать вакуумное приближение. Интегрируя (15) по объему конуса с телесным углом  $\Delta\Omega \ll 4\pi$  вдоль оси вращения черной дыры, получим выражение для светимости в  $e^+e^-$ -парах. Его целесообразно связать со светимостью нейтрино и антинейтрино с внутренней части диска:

$$L_{\nu\bar{\nu}\rightarrow e^+e^-} = \frac{G_F^2(c_v^2 + c_a^2)}{128\pi} L_\nu L_{\bar{\nu}} \frac{T}{R_0} \left( \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) \left[ \frac{I_6(a)}{I_5(a)} + \frac{I_6(-a)}{I_5(-a)} \right], \quad (17)$$

где  $R_0$  – радиус последней кеплеровской орбиты.

При вычислении светимости в процессах (3,4) можно воспользоваться выражением для скорости передачи энергии  $e^+e^-$ -плазме на одно нейтрино, полученным в работе [14]. В рассматриваемом приближении (14) это выражение с логарифмической точностью может быть представлено в виде:

$$\dot{E} = \frac{7G_F^2(c_v^2 + c_a^2)}{432\pi^3} (eB\omega \sin \theta)^2 \ln \left[ eB\omega \sin \theta / m_e^3 \right], \quad (18)$$

где  $\theta$  – угол между импульсом начального нейтрино и магнитным полем. Интегрируя это выражение по распределению нейтрино  $dN_\nu$  (15) и объему конуса, получаем полную светимость  $e^+e^-$ -плазмы с диска за счет процесса (3):

$$L_{\nu\rightarrow\nu e^+e^-} = \frac{7G_F^2(c_v^2 + c_a^2)}{1728\pi^2} L_\nu (eB)^2 T R_0 \ln \left[ eBT / m_e^3 \right] \left( \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) \frac{I_6(a)}{I_5(a)}. \quad (19)$$

Выражение для светимости в процессе (4) с антинейтрино описывается той же формулой с заменой:

$$L_\nu \rightarrow L_{\bar{\nu}}, \quad a \rightarrow -a. \quad (20)$$

Заметим, что, вследствие малости отношения  $L_{\bar{\nu}}/L_\nu$  (см. рис. 1), реакция (4) с антинейтрино дает малый вклад в суммарную светимость плазмы.

Интересно выяснить, могут ли новые реакции (3,4) конкурировать с процессом (2), считающимся основным в производстве плазмы. Отношение светимостей в этих процессах может быть приведено

к виду:

$$\frac{L_{\nu \rightarrow \nu e^+ e^-}}{L_{\nu \tilde{\nu} \rightarrow e^+ e^-}} = \eta \left( \frac{eB}{T^2} \right)^2 \left( \frac{l_{\tilde{\nu}}}{R_0} \right), \quad (21)$$

где  $\eta$  – безразмерное число порядка единицы. Таким образом, при рассматриваемых параметрах диска оба процесса могут давать сравнимые вклады в светимость  $e^+e^-$ -пар. Отметим однако, что новые процессы становятся эффективными лишь при достижении максимальных по напряженности магнитных полей (7) в системе диск – черная дыра.

Численная оценка эффективности производства плазмы в процессе (2) дает:

$$\epsilon_{\nu \tilde{\nu} \rightarrow e^+ e^-} \simeq 10^{-2} \frac{L_{\tilde{\nu}}}{L_{\nu}} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \left( \frac{L_{tot}}{10^{53} \text{эрг}} \right) \left( \frac{T}{5 \text{МэВ}} \right) \left( \frac{30 \text{км}}{R_0} \right). \quad (22)$$

Заметим, что полученное выражение сильно зависит от химического состава среды через отношение  $L_{\tilde{\nu}}/L_{\nu}$  (см. рис. 1) и быстро уменьшается от своего максимального значения при отклонении среды диска от  $\beta$ -равновесия. Таким образом, эффективность производства плазмы при отсутствии магнитного поля не превосходит десятых долей процента и становится ничтожно малой при существенном отклонении нуклонной среды диска от  $\beta$ -равновесия.

Аналогичная оценка для процесса (3) приводит к выражению:

$$\epsilon_{\nu \rightarrow \nu e^+ e^-} \simeq 2 \times 10^{-3} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \left( \frac{B}{4 \times 10^{15} \text{Гс}} \right)^2 \left( \frac{T}{5 \text{МэВ}} \right) \left( \frac{R_0}{30 \text{км}} \right). \quad (23)$$

Легко увидеть, что эффективность в этом процессе не зависит от химического состава диска. Это означает, что при отклонении от  $\beta$ -равновесия процессы рождения плазмы одиночным нейтрино в сильном магнитном поле могут доминировать над процессами аннигиляции. Однако, даже в этом случае эффективность рождения плазмы не превышает десятых долей процента и квадратично спадает с уменьшением напряженности магнитного поля. Таким образом, нейтринный механизм рождения плазмы в коллапсирующих системах с гипер-аккрецией, по-видимому, малоэффективен. Отметим, что аналогичный вывод был сделан авторами работы [9] для модели слияния тесной вдвойной системы в черную дыру.

Авторы выражают благодарность Н.В. Михееву и С.И. Блиникову за обсуждения результатов работы, а также Г.С. Бисноватому-



Когану, Н.И. Шакуре, М.Е. Прохорову и М.В. Чистякову за ценные замечания.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 01-02-17334, а также Министерства образования Российской Федерации, грант №Е00-11.0-5.

### Список литературы

1. *Shaviv N.J. Dar A.*// Astrophys.J. 1995. V.447. P.863.  
*A. Dar*// Astrophys. J. **500**, L93 (1998).
2. *V.S. Beresinsky and O.F. Prilutsky*// Astron. and Astrophys. **175**, 309 (1987);  
*J. Cooperstein, L. J. van den Horn and E. Baron*// Astrophys. J. **321**, L129 (1987).
3. *H.-Th. Janka*// Astron. and Astrophys. **244**, 378 (1991).
4. *B. Paczynski*// Astrophys. J. **363**, 218 (1990);  
*A. Dar, B.Z. Kozlovsky, S. Nussinov and R. Ramati*// Astrophys. J. **388**, 164 (1992);  
*P. Meszaros and M.J. Rees*// MNRAS **257**, 29 (1992).
5. *M. Ruffert and H.-Th. Janka*// Astron. and Astrophys. **338**, 535 (1998);  
*M. Ruffert and H.-Th. Janka*// Astron. and Astrophys. **344**, 573 (1999).
6. *А.А. Гвоздев, А.В. Кузнецов, Н.В. Михеев, Л.А. Василевская*// ЯФ **61**, 1125 (1998).
7. *K. Asano and T. Fukuyama*// astro-ph /0009453 (2000).
8. *G.G.Raffelt*// Stars as Laboratories for Fundamental Physics, The University of Chicago Press, 1996.
9. *А.В. Кузнецов, Н.В. Михеев*// ЯФ **60**, 2038 (1997).
10. *К.А. Постнов*// УФН **169**, 545 (1999).
11. *M.J. Rees and P. Meszaros*// MNRAS **258**, 41 (1992);  
*P. Meszaros and M.J. Rees*// Astrophys. J. **405**, 278 (1993).
12. *S.E. Woosley*// Astrophys. J. **405**, 273 (1993);  
*A. Mac Fadyen and S.E. Woosley*// Astrophys. J. **524**, 262 (1999).
13. *R. Popham, S.E. Woosley and C. Fryer*// Astrophys. J. **518**, 356 (1999).

14. *B. Paczynski*// *Astrophys. J.* **494**, L45 (1998).
15. *N.I. Shakura and R.A. Syunyaev*// *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973);  
*G.S. Bisnovatyi-Kogan and A.A. Ruzmaikin*// *Astron. and Space Sci.* **42**, 401 (1976);  
*G.S. Bisnovatyi-Kogan*// *Astron. and Astrophys.* **274**, 796 (1993).

**И.И.Зинченко**  
Институт прикладной физики РАН

## **НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД**

### **Аннотация**

Описываются методы исследований областей звездообразования. Суммируются результаты обзоров зон образования массивных звезд в различных молекулярных линиях. Обсуждаются вариации параметров плотных конденсаций по радиусу Галактики, их структура, характеристики высокоскоростных молекулярных истечений, связанных с молодыми массивными звездами и пр.

The methods of the investigations of star forming areas are described. The results of molecular line surveys of high mass star formation regions are summarized. Variations of dense core parameters along the galactocentric radius, their structure, properties of high velocity outflows associated with young massive stars, and other relevant issues are discussed.

### **Введение**

Большинство исследований областей массивного звездообразования до недавнего времени было сконцентрировано на нескольких произвольно выбранных объектах. При таком подходе остается неясным, применимы ли результаты ко всей популяции таких ядер в Галактике. Чтобы исправить ситуацию, необходимы систематические исследования представительных выборок данных объектов. При этом возникает ряд вопросов: какие критерии должны быть положены в основу составления такой выборки, как оптимальным образом определить интересующие нас параметры объектов и т.п. Ниже мы обсудим эти вопросы и представим результаты систематических исследований таких областей.

### **Индикаторы областей массивного звездообразования**

Массивные звезды сильно влияют на окружающую их межзвездную среду. Во-первых, их излучение ионизует окружающий газ, со-

здавая зоны H II. На ранних стадиях, пока звезда находится глубоко в родительском молекулярном облаке, это так называемые ультракомпактные зоны H II, которые характеризуются малыми размерами (обычно  $\lesssim 10^{17}$  см), высокой электронной концентрацией ( $n_e \gtrsim 10^4 - 10^5$  см $^{-3}$ ) и высокой мерой эмиссии ( $EM \gtrsim 10^7$  пк см $^{-6}$ ). Во-вторых, вновь образовавшиеся звезды нагревают пыль и газ вокруг себя. Нагретая пыль создает мощное излучение в ИК диапазоне (поскольку молодая звезда глубоко погружена в родительское облако, большая часть ее излучения поглощается и переизлучается пылью). Важной характеристикой является спектр излучения пыли. Особенности этого спектра используются для идентификации объектов разного типа. Менее очевидные индикаторы – это молекулярные мазеры. Оказывается, физические условия в окрестностях молодых массивных звезд благоприятны для возбуждения мазерного излучения ряда молекул, в частности, молекулы воды (например, [15]).

Следует иметь в виду, что перечисленные индикаторы соответствуют разным этапам эволюции молодых звезд. Так, мазеры H<sub>2</sub>O, видимо, появляются чуть раньше, чем обнаружимые зоны H II [9, 10]. При этом все эти индикаторы относятся к тем стадиям, когда звезда уже существует. Однако, одна из наиболее интересных задач – это исследование ядер, в которых звезда еще только формируется. В последние годы предпринимались значительные усилия по поиску таких объектов.

## **Трассеры физических условий вблизи протозвезд и молодых звезд**

Следующий важный вопрос – каким образом изучать данные объекты. Поскольку протозвезды и молодые звезды находятся глубоко внутри молекулярных облаков, оптические методы здесь непригодны. Наиболее информативны наблюдения молекул и пыли на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Причем, если пыль позволяет изучать пространственное распределение вещества, то наблюдения молекул дают информацию и о кинематике. К настоящему времени в межзвездной среде открыты десятки, а с учетом изотопических модификаций – сотни различных молекул. Как условия формирования, так и условия возбуждения для них различны. Какие из них наиболее адекватны рассматриваемой задаче?

К сожалению, наиболее распространенная (после H<sub>2</sub>) в межзвездной среде молекула – CO – мало пригодна для исследований дан-

ных объектов именно в силу своей распространенности. Очень большая оптическая толщина в линиях этой молекулы не позволяет видеть внутренние части облаков. Впрочем, это не относится к случаям, когда скорость исследуемого вещества заметно отличается от скорости основной массы газа в облаке, в частности, к высокоскоростным потокам, где именно крылья линий CO являются основным и часто единственным источником информации. Что же касается спокойного газа, то изотопы CO, в первую очередь  $C^{18}O$ , лишены недостатка чрезмерной оптической толщины и оказываются весьма полезными. В то же время молекула CO (и, естественно, ее изотопы), вследствие малого дипольного момента, возбуждается при сравнительно низкой плотности,  $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ , а вариации ее относительного содержания невелики (за исключением очень плотных ядер, где молекулы вымораживаются на пылинках). Поэтому  $C^{18}O$  оказывается удобным индикатором общего количества газа на луче зрения, но мало пригодна для исследований контрастов плотности.

Эта задача (исследование вариаций объемной концентрации газа) решается путем наблюдений молекул с большим дипольным моментом, которые возбуждаются только в плотном газе. Но при этом требуется и достаточно большая распространенность этих молекул, чтобы обеспечить приемлемую интенсивность излучения. Наконец, желательно иметь возможность наблюдений нескольких переходов молекулы для анализа характеристик ее возбуждения. Известно несколько молекул, в той или иной степени удовлетворяющих этим требованиям: CS, HCN,  $HC^+$ ,  $NH_3$ ,  $N_2H^+$ ,  $HC_3N$  и др. В то же время, как будет видно из дальнейшего, их распределения часто существенно различаются, что вызывается различиями как условий возбуждения, так и их химии. Поэтому для того, чтобы получить адекватную картину строения плотных конденсаций, необходимы наблюдения соответствующего набора молекул.

## Обзоры областей образования массивных звезд

В последние годы были проведены обширные обзоры ИК источников, мазеров и ультракомпактных зон H II в линиях молекул, являющихся индикаторами плотного газа, таких как CS и  $NH_3$  [1, 5, 14, 16, 17, 22, 23]. Группой сотрудников ИПФ РАН совместно с зарубежными коллегами также проведен поиск плотных ядер в областях образования массивных звезд. С этой целью выполнен обзор мазеров  $H_2O$  в линии  $J = 2 - 1$  CS. В отличие от большинства упо-

мянутых выше обзоров основная часть обнаруженных источников была прокартирована в этой линии. Кроме того, проведены наблюдения линий изотопа  $\text{C}^{34}\text{S}$  и  $\text{CO}$ . Отдельные объекты наблюдались в нескольких переходах  $\text{CS}$ . На этой основе определены основные физические характеристики ядер. Обзор охватывает как северную, так и южную полусферы, т.е. как внешнюю, так и внутреннюю Галактику. Это дает возможность исследовать зависимость параметров ядер от положения в Галактике.

Сравнительно недавно нами выполнен обзор массивных ядер во многих переходах молекулы изоциановой кислоты ( $\text{HNCO}$ ) на частотах от 22 ГГц до 460 ГГц [24]. Эта молекула возбуждается в наиболее плотных частях облаков и, кроме того, благодаря особенностям энергетической структуры, весьма чувствительна к излучению дальнего ИК диапазона. Были зарегистрированы переходы с энергией возбуждения  $\sim 1300$  К.

Одновременно с наблюдениями  $\text{HNCO}$  наблюдались важные переходы ряда других молекул, в первую очередь  $\text{C}^{18}\text{O}$  и  $\text{SO}$ . Содержание некоторых молекул, в частности,  $\text{SO}$  сильно возрастает за фронтами ударных волн, создаваемых высокоскоростными потоками. Вследствие этого они могут быть хорошими индикаторами таких потоков, не подверженными влиянию эффекта “путаницы”, как  $\text{CO}$ . Параметры же потоков могут быть определены по линиям  $\text{C}^{18}\text{O}$ , оптическая толщина в которых заведомо мала.

Недавно в направлении 57 близких маломассивных ядер, где происходит образование изолированных звезд, были получены карты в линии  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  [7]. Молекула  $\text{N}_2\text{H}^+$  была выбрана как эффективный индикатор спокойного и холодного газа с высокой плотностью, линии которой обладают умеренной оптической толщиной ( $\tau \sim 1$ ) и относительно высокими интенсивностями ( $\geq 1$  К) [21], что дает возможность детально исследовать морфологию и внутренние движения газа в ядрах.

Нами выполнен обзор в той же линии в направлении массивных плотных ядер, где происходит звездообразование в кластерах, с целью оценки их физических параметров и дальнейшего сравнения с параметрами ядер малой массы. Объекты для наблюдений были отобраны из списка наблюдавшихся нами ранее плотных ядер в линии  $\text{CS}$ , а также из базы данных наблюдений в линиях аммиака [13] в соответствии со следующими критериями: наличие внутренних кластеров по данным наблюдений в ИК диапазоне, достаточная близость объектов ( $D < 4$  кпк), наличие протяженных областей излучения  $\text{CS}$

или  $\text{NH}_3$  ( $> 2'$ ) для получения достаточно подробных карт в линии  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ . В случаях, когда сведений о наличии внутренних кластеров не было, отбирались источники с высокими ИК-светимостями ( $L > 10^4 L_\odot$ ), что может считаться косвенным свидетельством наличия внутреннего звездного кластера [13]. Всего для наблюдений были отобраны 35 объектов, отвечающих данным критериям.

### Свойства областей звездообразования в масштабах Галактики

Одной из задач исследований общих свойств областей звездообразования является изучение возможных зависимостей их характеристик от положения в Галактике. Свойства межзвездного газа меняются по радиусу Галактики, поэтому такая зависимость вполне возможна. Известно, например, что температура зон H II растет от центра к периферии Галактики. Это объясняется градиентом содержания тяжелых элементов, что влияет на тепловой баланс этих объектов. Довольно много работ было посвящено исследованиям градиентов содержания различных молекул и их изотопов, а также и свойств молекулярных облаков. Последнее обсуждается, например, в работах [12, 19]. Результаты несколько противоречивы, но имеются несомненные градиенты в отношениях интенсивностей линий  $\text{HCN}/\text{CO}$ ,  $\text{CS}/\text{CO}$ ,  $\text{HCO}^+/\text{CO}$ . Нами уже довольно давно был обнаружен сильный градиент отношения интенсивностей  $\text{HCN}/\text{CO}$  по результатам обзора молекулярных облаков, связанных с областями H II Шарплеса [25]. Многие из этих результатов, видимо, указывают на градиенты плотности и/или температуры облаков.

Обзор плоскости Галактики в  $\text{CO}(2-1)$  [19] в комбинации с более ранним обзором в  $\text{CO}(1-0)$  демонстрирует градиент в отношении интенсивностей  $\text{CO}(2-1)/\text{CO}(1-0)$ , который интерпретируется авторами, как свидетельство градиента в отношении количества более плотного и менее плотного газа.

Наш упомянутый выше обзор в линии  $\text{CS}(2-1)$  позволил определить основные параметры плотных конденсаций в областях образования массивных звезд. На рис. 1 эти оценки представлены в зависимости от галактоцентрического расстояния [23].

Видно, что некоторые параметры меняются по радиусу Галактики. В частности, это относится к средней плотности. В интервале галактоцентрических расстояний  $R = 7 - 15$  кпк  $\bar{n} \propto \exp(-R/2.8 \pm 0.7 \text{ кпк})$ . Имеется тенденция к увеличению размера с ростом  $R$ . Мас-

*Рис. 1.* Зависимости пиковой температуры CO (a), размера (b), средней концентрации газа (c), массы (d), отношения ИК светимости к массе (e) и средней ширины линий CS (f) от галактоцентрического расстояния по данным обзоров в линии CS(2-1) на радиотелескопах SEST и OSO.

са практически не меняется в указанном интервале галактоцентрических расстояний. Кроме того, отношение ИК светимости к массе и дисперсия скоростей в ядрах заметно возрастают во внутренней части Галактики.

Стоит отметить, что экспоненциальная компонента звездного диска Галактики также имеет характерный масштаб  $\sim 2.6$  кпк [11]. Кроме того, распределение молекулярного газа в целом также описывается экспонентой с масштабом 2.8 кпк [3]. Так что, мы получаем картину, где и поверхностная плотность молекулярного газа и средняя плотность звездообразующих сгустков экспоненциально падает по радиусу Галактики с характерным масштабом  $\sim 3$  кпк. В работе [19] высказывается предположение, что градиент плотности вызван воздействием волн плотности, формирующих спиральную структуру Галактики.

## **Высокоскоростные молекулярные истечения в областях образования массивных звезд**

Высокоскоростные, как правило, биполярные истечения молекулярного газа отмечают собой важную стадию образования звезд малой массы (см., например, обзор [2]). Согласно современным представлениям они уносят избыточный угловой момент из сжимающегося облака, обеспечивая тем самым возможность аккумуляции массы центральным ядром за счет аккреции (например, [20]).

Что касается массивных звезд ( $M > 8M_{\odot}$ ), то было показано, что протозвездные ядра с массой  $\gtrsim 10M_{\odot}$  создают радиационное давление, достаточное для остановки сферического сжатия. На основании этого делается предположение, что такие звезды могут образовы-



ваться за счет коалесценции звезд малой и промежуточной масс ([4]). Однако, поскольку сжатие, вероятно, анизотропно, массивные звезды, видимо, могут все же формироваться за счет аккреции. Наблюдательные данные пока не позволяют сделать окончательный выбор между этими моделями. Наблюдения молекулярных истечений, которые тесно связаны с процессом аккреции, могут помочь в решении этого вопроса.

К настоящему времени проведено несколько обзоров молекулярных истечений в направлении мощных ИК источников и ультракомпактных зон H II, которые являются индикаторами образования массивных звезд. Все они проводились в линиях основного изотопа CO и в большинстве случаев объекты не картировались. Широкие “крылья” линий CO были зарегистрированы в большой доле (от 40% до 90%) исследовавшихся объектов. Однако, поскольку излучение CO наблюдается повсеместно и оптическая толщина в линиях очень велика, то негауссовы профили линий, напоминающие широкие крылья, могут возникнуть из-за наложения излучения разных источников в диаграмме направленности антенны, особенно во внутренней Галактике. Эта проблема может быть преодолена за счет картирования объектов или использования других трассеров высокоскоростного газа вместо CO.

Другая проблема в исследованиях биполярных потоков связана с оценкой их физических параметров. Она, как правило, также выполняется по линиям основного изотопа CO. Однако, вследствие очень высокой и, более того, неопределенной оптической толщи в этих линиях, надежность этих оценок вызывает сомнения.

Недавно нами выполнен обзор мазеров H<sub>2</sub>O (которые также являются индикаторами образования массивных звезд) в линиях HNCO, C<sup>18</sup>O, SO и др. (частично результаты опубликованы в [24]). При этом отбирались объекты с достаточно сильным излучением CS, что свидетельствует о присутствии значительного количества плотного газа.

Сравнение профилей линий C<sup>18</sup>O и SO для 54-х источников, наблюдавшихся на SEST, показало, что в 23-х из них линии SO имеют широкие крылья [26], что может служить убедительным признаком наличия высокоскоростных потоков. Таким образом, нижний предел встречаемости высокоскоростных истечений в данных объектах ~ 40%. Примеры спектров этих источников приведены на рис. 2. Профили линий C<sup>18</sup>O для них аппроксимировались двухкомпонентными гауссовыми кривыми. Во всех случаях ширина компонент сильно различалась. Далее из исходных спектров C<sup>18</sup>O вычи-

талась узкая гауссова компонента. Оставшаяся широкая компонента может быть идентифицирована с высокоскоростным газом. В большинстве случаев она вполне удовлетворительно аппроксимируется гауссовой функцией.

*Рис. 2.* Сверху – измеренные спектры излучения  $C^{18}O$  (жирные линии) и  $SO$  (тонкие линии) в направлении объектов с признаками высокоскоростных истечений. Пиковые интенсивности линий  $SO$  масштабированы к интенсивностям линий  $C^{18}O$ . Снизу – те же спектры  $C^{18}O$  после вычитания “узкой” гауссовой компоненты. Тонкая линия – гауссова аппроксимация.

В дальнейшем по этим спектрам рассчитывались основные параметры высокоскоростного газа: масса ( $M$ ), импульс ( $P$ ), кинетическая энергия ( $E_{kin}$ ). Расстояния до источников брались, по-возможности, из спектрофотометрических данных, а там, где они отсутствуют, использовались оценки кинематических расстояний по измеренным лучевым скоростям  $C^{18}O$ . Каких-либо поправок на эффекты проекции здесь не делалось. Практически все наблюдавшиеся мазеры находятся вблизи ИК источников IRAS.

При исследовании высокоскоростных истечений чаще всего обсуждаются такие их параметры, как скорость потери массы ( $\dot{M} = M/t$ ), “сила” ( $F = P/t$ ) и “механическая светимость” ( $L = E_{kin}/t$ ), где  $t$  – так называемый “динамический возраст” истечения. Этот возраст определяется из карт источников. Поскольку нами источники не картировались, определить этот параметр мы не можем. Поэтому рассмотрим те величины, которые были определены.

Во-первых, надо отметить, что наши оценки дают нижние пределы соответствующих величин, прежде всего потому, что объекты не картировались. Кроме того, не учитывался и вероятный наклон оси потока к лучу зрения, что влияет на оценки импульса и кинетической энергии. С другой стороны принятая нами методика определения параметров включает В дальнейшем по этим спектрам рассчитывались основные параметры высокоскоростного газа: масса ( $M$ ), импульс ( $P$ ), кинетическая энергия ( $E_{kin}$ ). Расстояния до источников брались, по-возможности, из спектрофотометрических данных, а там, где они отсутствуют, использовались оценки кинематических расстояний по измеренным лучевым скоростям  $C^{18}O$ . Каких-либо поправок на эффекты проекции здесь не делалось. Практически все наблюдавшиеся мазеры находятся вблизи ИК источников IRAS.

При исследовании высокоскоростных истечений чаще всего обсуждаются такие их параметры, как скорость потери массы ( $\dot{M} = M/t$ ), “сила” ( $F = P/t$ ) и “механическая светимость” ( $L = E_{\text{kin}}/t$ ), где  $t$  – так называемый “динамический возраст” истечения. Этот возраст определяется из карт источников. Поскольку нами источники не картировались, определить этот параметр мы не можем. Поэтому рассмотрим те величины, которые были определены.

Во-первых, надо отметить, что наши оценки дают нижние пределы соответствующих величин, прежде всего потому, что объекты не картировались. Кроме того, не учитывался и вероятный наклон оси потока к лучу зрения, что влияет на оценки импульса и кинетической энергии. С другой стороны принятая нами методика определения параметров включает в дальнейшем по этим спектрам рассчитывались основные параметры высокоскоростного газа: масса ( $M$ ), импульс ( $P$ ), кинетическая энергия ( $E_{\text{kin}}$ ). Расстояния до источников брались, по-возможности, из спектрофотометрических данных, а там, где они отсутствуют, использовались оценки кинематических расстояний по измеренным лучевым скоростям  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Каких-либо поправок на эффекты проекции здесь не делалось. Практически все наблюдавшиеся мазеры находятся вблизи ИК источников IRAS.

При исследовании высокоскоростных истечений чаще всего обсуждаются такие их параметры, как скорость потери массы ( $\dot{M} = M/t$ ), “сила” ( $F = P/t$ ) и “механическая светимость” ( $L = E_{\text{kin}}/t$ ), где  $t$  – так называемый “динамический возраст” истечения. Этот возраст определяется из карт источников. Поскольку нами источники не картировались, определить этот параметр мы не можем. Поэтому рассмотрим те величины, которые были определены.

Во-первых, надо отметить, что наши оценки дают нижние пределы соответствующих величин, прежде всего потому, что объекты не картировались. Кроме того, не учитывался и вероятный наклон оси потока к лучу зрения, что влияет на оценки импульса и кинетической энергии. С другой стороны принятая нами методика определения параметров включает в себя ту часть излучения истечений, которая по лучевой скорости перекрывается с излучением облака (т.е. “низкоскоростную” часть излучения потока). В большинстве работ это излучение отбрасывается, что дает, конечно, меньшие оценки параметров, прежде всего, массы. Однако, принимая во внимание все прочие неопределенности, присущие такого рода оценкам, эта разница не так существенна. Важнее, по-видимому, единый подход к оценке параметров.

Наши оценки масс потоков лежат в интервале от  $\sim 20$  до  $\sim 1000 M_{\odot}$ . Это вполне соответствует известным из литературы оценкам масс истечений от массивных звезд [8]. Другие параметры также соответствуют известным данным.

Один из вопросов, обсуждаемых в литературе, – это корреляции между параметрами истечений и светимостями центральных источников (светимостью звезды  $L_*$  или болометрической светимостью ИК источника  $L_{\text{IR}}$ ). В работе [6] выявлены тесные корреляции между “силой” и “механической светимостью” с одной стороны и болометрической светимостью с другой стороны. Однако, отмечалось, что эти корреляции могут быть в принципе обусловлены эффектом селекции, вследствие смещения Малмквиста, т.е. пропуска слабых источников на больших расстояниях [18].

На рис. 3 оценки массы, импульса и кинетической энергии отложены в зависимости от светимости ассоциируемых ИК источников, причем данные по объектам с  $d < 4$  кпк и  $d > 4$  кпк представлены разными маркерами. Видно, что во всех случаях имеется явная корреляция, независимо от учета результатов по далеким источникам. Анализ показывает, что наклон всех трех корреляционных зависимостей близок к единице ( $M \propto L_{\text{IR}}^{1.1 \pm 0.3}$ ,  $P \propto L_{\text{IR}}^{0.9 \pm 0.2}$ ,  $E_{\text{kin}} \propto L_{\text{IR}}^{1.2 \pm 0.3}$ ).

*Рис. 3.* Зависимость оценок массы, импульса и кинетической энергии истечений от светимости ассоциируемых ИК источников IRAS. Заполненные квадраты отвечают объектам с  $d < 4$  кпк, а незаполненные – с  $d > 4$  кпк.

Аналогичные зависимости скорости потери массы, “силы” и “механической светимости” от ИК светимости имеют примерно тот же наклон и сравнимую дисперсию. Отсюда, в частности, следует, что разброс “динамического возраста” истечений невелик и этот возраст не имеет систематической зависимости от ИК светимости. Сравнивая нашу зависимость  $E_{\text{kin}}(L_{\text{IR}})$  с зависимостью “механической светимости” от ИК светимости по данным [6] и учитывая эффекты проекции, мы получим, что средний “динамический возраст” истечений оказывается  $\sim 7 \cdot 10^3$  лет, что близко к типичным значениям (например, [18]).

Малый разброс “динамического возраста” истечений виден, например, и в работе [18]. Этот факт заставляет предположить, что более молодые и более старые истечения либо не попали в исследуемые выборки, либо по какой-то причине не регистрируются. С

учетом того, что истечения наблюдаются в направлении большей части мощных ИК источников и мазеров  $\text{H}_2\text{O}$ , можно заключить, что, вероятно, именно этой стадии эволюции соответствует пик ИК излучения и мазерной активности.

Работа поддерживалась грантами РФФИ 99-02-16556, ИИТАС 99-1667 и NASA (по программе JURRISS – через CRDF RP0-841).

### Список литературы

1. Anglada G., Estalella R., Pastor J. A CS and  $\text{NH}_3$  survey of regions with  $\text{H}_2\text{O}$  maser emission // *Astrophys. J.* 1996. V.463. P.205
2. Bachiller R. Bipolar Molecular Outflows from Young Stars and Protostars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1996, V. 34, P. 111
3. Blitz L., 1997, CO in the Milky Way // In: Latter W.B., Radford S.J.E., Jewell P.R., Mangum J.G., Bally J. (eds.) CO: Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy. Kluwer Acad. Publ., Dordrecht
4. Bonnell I., Bate M.R., Zinnecker H. On the formation of massive stars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1998, V. 298, P. 93
5. Bronfman L., Nyman L.-Å., May J. A CS(2–1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact H II regions // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1996. V.115. P.81
6. Cabrit S., Bertout C. CO line formation in bipolar flows. III - The energetics of molecular flows and ionized winds // *Astron. Astrophys.*, 1992, V. 261, P. 274
7. Caselli P., Benson P.J., Myers P.C., Tafalla M., 2002, in press
8. Churchwell E. Origin of the Mass in Massive Star Outflows // *Astrophys. J.*, 1997, V. 479, P. L59
9. Codella C., Felli M., Natale V. The occurrence of  $\text{H}_2\text{O}$  masers in the early stages of star formation // *Astron. Astrophys.* 1996. V.311. P.971
10. Codella C., Testi L., Cesaroni R. The molecular environment of  $\text{H}_2\text{O}$  masers: VLA ammonia observations // *Astron. Astrophys.* 1997. V.325, P.282
11. Freudenreich H.T. A COBE Model of the Galactic Bar and Disk // *Astrophys. J.* 1998. V.492. P.495

12. Helfer T.T., Blitz L. Dense gas in the Milky Way // *Astrophys. J.* 1997. V.478. P.233
13. Jijina J., Myers P. C., Adams F. C. Dense Cores Mapped in Ammonia: A Database // *Astrophys. J. Suppl.* 1999, V.125, P.161
14. Juvela M. Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. IV. Multitransition CS-study towards southern H<sub>2</sub>O masers in the longitude range  $l = 308^\circ - 360^\circ$  // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1996. V.118. P.191.
15. Kylafis N.D. Masers and star formation. In: *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution* (eds. C.J. Lada & N.D. Kylafis), NATO ASI Series, V.342, Kluwer Acad. Publ., 1991, P.269
16. Plume R., Jaffe D.T., Evans II N.J. A survey of CS  $J = 7 - 6$  in regions of massive star formation // *Astrophys. J. Suppl.* 1992 V.78. P.505.
17. Plume R., Jaffe D.T., Evans II N.J., Martín-Pintado J., Gómez-González J. Dense gas and star formation: characteristics of cloud cores associated with water masers // *Astrophys. J.* 1997. V.476. P.730.
18. Ridge N.A., Moore T.J.T. A single distance sample of molecular outflows from high-mass young stellar objects // *Astron. Astrophys.*, 2001, V. 378, P. 495
19. Sakamoto S., Hasegawa T., Handa T., Hayashi M., Oka T. An out-of-plane CO ( $J = 2 - 1$ ) survey of the Milky Way. II. Physical conditions of molecular gas // *Astrophys. J.* 1997. V.486. P.276
20. Shu F.H., Adams F.C., Lizano S. Star formation in molecular clouds - Observation and theory // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1987, V. 25, P. 23
21. Womack M., Ziurys L.M., Wyckoff S. A survey of N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> in dense clouds - Implications for interstellar nitrogen and ion-molecule chemistry // *Astrophys. J.* 1992, V.387, P.417
22. Zinchenko I., Mattila K., Toriseva M. Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. II. CS  $J = 2 - 1$  survey of southern H<sub>2</sub>O masers in the longitude range  $l = 260^\circ - 310^\circ$  // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1995. V.111. P.95.
23. Zinchenko I., Pirogov L., Toriseva M., Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. VII. Core properties on the galactic scale // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1998. V.133. P.337.

24. Zinchenko I., Henkel C., Mao R.Q. HNC/O in massive galactic dense cores // *Astron. Astrophys.* 2000. V.361. P.1079.
25. Зинченко И.И., Лапинов А.В., Пирогов Л.Е. Обзор молекулярных облаков, связанных с областями H II Шарплеса, в линии  $J = 1 - 0$  HCN. II. Анализ спектральных данных // *Астрон. ж.* 1989, Т.66. С.1142
26. Зинченко И.И. Статистика высокоскоростных потоков в областях образования массивных звезд // *Письма в АЖ*, в печати

**В.В.Орлов**

Астрономический институт СПбГУ

**А.А.Мюллери**

Петрозаводский государственный университет

Университет Турку, Финляндия

## **ДВИЖУЩИЕСЯ ГРУППЫ ЗВЕЗД: ДО И ПОСЛЕ HIPPARCOS**

### **1. Немного истории**

Первые указания на существование групп звезд, движущихся в одном направлении, были сделаны еще в позапрошлом веке, когда начались массовые определения собственных движений звезд. В этой связи можно упомянуть работы Mädler (1846), Proctor (1870), Huggins (1872) [1–3] и др.

Хотя ошибки определения собственных движений были довольно велики, все-таки были найдены такие знаменитые звездные потоки как Гиады (или поток Тельца) и поток Большая Медведица (или группа Сириуса). Эти потоки четко проявляются в проекции  $(U, V)$  пространства скоростей (см. рис. 1).

Основным методом поиска движущихся скоплений в то доброе старое время был метод радиантов или точек сходимости (см., например, [4]). Хотя правильнее называть эти точки антирадиантами, поскольку под радиантом обычно понимается точка, из которой что-то исходит.

*Рис. 1.* Распределение звезд окрестности Солнца радиусом 75 пк по скоростям  $(U, V)$ , где ось  $U$  направлена к центру Галактики, ось  $V$  – в направлении галактического вращения. Начало координат совпадает с местным центроидом

Идея метода радиантов основана на том, что если несколько звезд, находящихся в разных точках небесной сферы, имеют одинаковые пространственные скорости, то большие круги, проведенные в направлении векторов их собственных движений, пересекутся в двух точках небесной сферы — радианте и антирадианте группы. Иногда эти точки называют апексом и антиапексом по аналогии с движением Солнца.

Дальнейший прогресс в поиске и изучении звездных потоков был связан с повышением точности измерения собственных движений и параллаксов звезд, увеличением объема популяции звезд с измеренными собственными движениями и параллаксами, а также с массовыми определениями лучевых скоростей звезд из анализа их спектров.

Лучевые скорости дают дополнительную информацию о движениях звезд в пространстве. Если нам известны собственное движение, параллакс и лучевая скорость звезды, а также ее координаты на небесной сфере, то мы можем определить положение звезды в пространстве  $(X, Y, Z)$  и вектор ее пространственной скорости  $(U, V, W)$  в галактической системе координат. Здесь оси  $X$  и  $U$  направлены к центру Галактики, оси  $Y$  и  $V$  — в сторону вращения Галактики, оси  $Z$  и  $W$  — к северному полюсу Галактики.

Данные для нескольких наиболее известных движущихся групп представлены в табл. 1 (см. [5] и ссылки в ней).



Название	$A$	$D$	$U$	$V$	$W$	$n$
Большая Медведица	$21.0^h$	$-38^\circ$	+13	+1	-8	100
Гиады	$6.4^h$	$+7^\circ$	-40	-16	-3	210
Плеяды	$6.0^h$	$-35^\circ$	-9	-27	-12	140
IC 2391	$5.8^h$	$-12^\circ$	-21	-16	-	63
HR 1614	$8.4^h$	$-59^\circ$	$-3\pm 15$	-58	$ W  = 17\pm 12$	37
61 Cyg	$6^h$	$+5^\circ$	$-89\pm 9$	-54	$ W  = 16\pm 11$	54
Группа звезды Каптейна	-	-	$+10\pm 65$	-289	$ W  = 54\pm 40$	44

Здесь  $A$  и  $D$  – экваториальные координаты апексов (точек сходимости) движущихся групп;  $(U, V, W)$  – пространственные скорости их центроидов;  $n$  – число звезд в группе.

Первые четыре группы содержат звезды молодой популяции населения диска Галактики с возрастaми не более одного миллиарда лет. Группы HR 1614 и 61 Cyg принадлежат популяции более старoго населения толстого диска. Последняя группа включает в себя звезды гало. Таким образом, группы звезд, летящих приблизительно в одном направлении, есть среди разных подсистем Галактики. Наличие таких группировок характерно для кинематики Галактики. Значительная часть звезд окрестности Солнца могут быть членами движущихся групп.

Новый шаг в деле отождествления движущихся групп был сделан после выхода в свет каталога HIPPARCOS. Более 100000 звезд получили надежные определения параллаксов и собственных движений. Это стимулировало создание новых методов выявления движущихся групп, о которых речь пойдет ниже. Удалось выявить субструктуру некоторых звездных потоков, таких как Гиады и Большая Медведица.

## 2. Проблемы терминологии

Прежде чем говорить о движущихся группах по существу, сделаем несколько терминологических замечаний (см. [5]).

В литературе встречается несколько понятий, связанных с этой проблемой:

- движущаяся группа (или движущееся скопление);
- сверхскопление;
- кинематическая группа.

Будем называть движущейся группой или скоплением группировку звезд, которые имеют близкие пространственные скорости (в пределах нескольких км/с).

Сверхскоплением назовем группу звезд и звездных скоплений, которые имеют сходные пространственные скорости, однако в отличие от движущихся групп дисперсия скоростей членов сверхскопления значительно больше (до  $\approx 10$  км/с).

Кинематической группой назовем группировку звезд, у которых близки одна или две компоненты пространственной скорости, а другие компоненты могут существенно различаться.

Возможно, существует эволюционная последовательность:  
скопление  $\rightarrow$  сверхскопление  $\rightarrow$  кинематическая группа

### 3. Как искать движущиеся группы?

Методы выделения группировок звезд, которые обладают общим движением в пространстве, можно разделить на три типа в зависимости от тех наблюдательных данных, которые используются:

I) методы, в которых используется только информация о положениях звезд на небе и их собственных движениях с возможным привлечением данных о лучевых скоростях;

II) методы, в которых также используются параллаксы звезд;

III) методы, основанные на данных о пространственных скоростях.

Рассмотрим более подробно несколько методов поиска движущихся скоплений.

#### *А. Метод радиантов*

Для определения радиантов и антирадиантов возможных движущихся групп рассматривается совокупность векторов собственных движений звезд. Точки сходимости собственных движений приближенно определяются графически. Затем положения этих точек можно уточнить, например минимизируя сумму квадратов расстояний от

точки предполагаемого радианта до больших кругов, проведенных вдоль векторов собственных движений звезд.

В методе радиантов возникает проблема отбора членов группы. Часто в качестве таковых берут звезды, для которых выполняется неравенство

$$|\theta - \theta(A, D)| \leq \frac{q}{\sin \lambda}, \quad (1)$$

где  $\theta$  – позиционный угол вектора собственного движения звезды;  $\theta(A, D)$  – позиционный угол направления со звезды на радиант;  $\lambda$  – угловое расстояние между звездой и радиантом;  $q$  – параметр.

Заметим, что метод радиантов имеет элементы субъективизма, связанные с предварительным выбором радианта и параметра  $q$ .

Для отбора членов группы можно привлечь также информацию о лучевых скоростях звезд.

#### *Б. Метод Ратнатунги*

В этом методе [6] используется информация о лучевых скоростях звезд и позиционных углах векторов собственных движений. Автор переходит от этих параметров к двум параметрам, которые равны нулю для членов движущейся группы, а именно лучевая скорость исправляется за движение группы относительно Солнца, а позиционный угол собственного движения приводится в систему отсчета, в которой полюса совпадают с точками радианта и антирадианта. При этом вводится множитель, равный синусу углового расстояния между звездой и апексом (антирадиантом) группы.

Заметим, что для применения метода Ратнатунги необходима предварительная информация о движении группы. Этот метод можно использовать для оценки степени компактности движущейся группы в пространстве скоростей.

#### *В. Метод главных звезд*

В этом методе [7, 8] используются данные о пространственных скоростях звезд. В пространстве скоростей выделяются звезды – центры сгущений, вокруг которых имеются локальные максимумы плотности. Для этого вокруг каждой звезды строится сфера определенного радиуса и подсчитывается число звезд-спутников, оказавшихся

внутри этой сферы. Находятся звезды, которые имеют максимальное число спутников по сравнению с их спутниками. Эти звезды – центры локальных сгущений – будем называть главными звездами.

Одна из проблем этого метода – выбор радиуса сферы. Слишком большое значение радиуса уменьшает разрешение метода, слишком малый радиус не позволяет выделять группы из-за ошибок наблюдений и реальной дисперсии скоростей в группе звезд. Разумный компромисс  $\approx 5 \div 6$  км/с.

#### *Г. Кластерный анализ*

Методы кластерного анализа используются во многих областях науки для поиска сгущений объектов. Идея этого подхода состоит в представлении распределения звезд в пространстве скоростей в виде иерархического дерева (см., например, [8, 9]).

Листья дерева – отдельные звезды. Листья объединяются в ветви-кластеры по определенному закону максимальной близости. Затем каждый кластер, состоящий из двух и более звезд, рассматривается как отдельный объект, и процедура кластеризации повторяется снова.

Проблемы кластерного анализа – выбор расстояния между объектами и выбор момента "обрезания" в процедуре кластеризации.

#### *Д. Метод "бегущего" куба (шара)*

Этот метод состоит в сканировании пространства скоростей кубом или шаром небольшого объема. Подсчитывается число звезд в пределах этого куба или шара. Это число сравнивается с числом звезд, ожидаемым при случайном распределении. Если наблюдаемое число значительно превосходит ожидаемое, то можно предположить, что в этом кубе или шаре располагается движущаяся группа или часть группы.

Проблему составляет выбор размера куба или шара, а также возможность объединения нескольких соседних кубов или шаров с повышенной концентрацией звезд в одну группу.

#### *Е. Непараметрические оценки плотности*

При таком подходе [10–12] распределение остаточных скоростей звезд в точке  $\mathbf{X} = (U, V, W)$  оценивается с помощью "ядерной" функции вида

$$P(\mathbf{X}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{|\Sigma|^{1/2} (2\pi)^{3/2} h^3} e^{-\frac{1}{2h^2} (\mathbf{X} - \mathbf{X}_i)' \Sigma^{-1} (\mathbf{X} - \mathbf{X}_i)}, \quad (2)$$

где  $N$  – число звезд в рассматриваемой выборке;  $\mathbf{X}_i = (U_i, V_i, W_i)$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) – вектор пространственной скорости  $i$ -ой звезды;  $h$  – параметр сглаживания (или ширина окна);  $\Sigma$  – ковариационная матрица.

Предполагается, что функция

$$P(\mathbf{X}) = P_{field}(\mathbf{X}) + P_{mov}(\mathbf{X}), \quad (3)$$

где первое слагаемое определяет вклад звезд поля, а второе – вклад звезд группы. Для звезд поля можно предположить эллипсоидальное распределение, параметры которого (средние и элементы ковариационной матрицы) определяются из наблюдений.

Члены групп выделяются по превышению функцией (2) некоторого порогового значения  $C$ , которое зависит от принятого уровня значимости. Процедура формирования групп заканчивается, если больше не находится новых членов.

### *Ж. Вэйвлет-анализ*

Преобразование "маленькой волны" или вэйвлет-анализ в последнее десятилетие нашел широкое применение практически во всех областях естествознания, где требуется выделить те или иные структуры.

При исследовании пространства скоростей звезд применяется трехмерный вэйвлет-анализ [12, 13]. Если мы рассмотрим распределение звезд в пространстве скоростей как трехмерный сигнал  $F(U, V, W)$ , то мы можем представить преобразование "маленькой волны" как свертку этого распределения с некоторой функцией  $\Psi(U, V, W)$ . Эта функция выбирается таким образом, чтобы она достаточно быстро спадала при удалении от интересующей нас точки. Коэффициенты вэйвлета имеют большие положительные величины в областях повышенной плотности и большие по модулю, но отрицательные значения в местах пониженной плотности звезд.

Для того, чтобы отделить вероятно неслучайные сгущения звезд от случайных флуктуаций, необходимо ввести некоторые пороговые значения вэйвлет-коэффициентов, которые в общем случае зависят от масштаба и положения точки в пространстве скоростей. Пороговые значения определяются из оценок уровня шума, порожденного

при том же самом масштабе равномерно случайным сигналом. Причем крупномасштабные характеристики случайного сигнала совпадают с так называемыми гросс-характеристиками наблюдаемого распределения.

### *3. Метод "спагетти"*

В этом методе [14] используется только астрометрическая информация: положения звезд на небе, их параллаксы и собственные движения. Каждой звезде ставится в соответствие некоторый цилиндр ("макаронина") в пространстве скоростей. Этот цилиндр ортогонален вектору тангенциальной скорости звезды и параллелен лучу зрения. Толщина цилиндра определяется ошибками собственного движения и параллакса звезды.

Спагетти, соответствующие звездам одного и того же движущегося скопления, пересекаются в одной и той же точке – центре скопления.

Таким образом, выделяя сгущения этих точек в пространстве скоростей, мы находим вероятные центры движущихся групп звезд.

## **4. Движущиеся группы – случайные флуктуации и/или реальные образования?**

Выделенные тем или иным способом сгущения звезд в пространстве скоростей могут быть как реальными образованиями, так и случайными флуктуациями распределения звезд по скоростям.

Чтобы отделить "овец" от "козлиц", следует использовать тот или иной статистический критерий согласия. Сравниваются наблюдаемое распределение звезд и модельное распределение точек с тем же глобальным распределением скоростей. Последнее часто представляется в виде суперпозиции трех независимых гауссиан с дисперсиями и математическими ожиданиями, равными наблюдаемым значениям по каждой из компонент скоростей  $U, V, W$ .

Сравнение можно выполнять следующим образом. С использованием одного и того же критерия выделения групп рассматривается достаточно большое число модельных выборок, например,  $n = 1000$ . Определяется число выборок  $m$ , в которых число найденных групп не меньше, чем в наблюдаемой выборке. Если отношение  $m/n$  достаточно мало, скажем, менее 1%, то можно с уверенностью сказать,

что в наблюдаемой выборке присутствуют движущиеся группы, которые, вероятно, не являются случайными.

Наряду с таким "интегральным" сравнением выборок можно провести анализ и для отдельных выделенных групп. С этой целью можно использовать, например, контраст локальной плотности

$$\lambda = \frac{n_o - n_e}{\sqrt{n_e}}, \quad (4)$$

где  $n_o$  и  $n_e$  – наблюдаемое и ожидаемое при случайном распределении числа звезд в пределах сферы некоторого радиуса, центр которой совпадает с центроидом группы. Если величина  $\lambda > \lambda_{crit}$ , то группу можно считать вероятно неслучайной. Величина  $\lambda_{crit}$  определяется для заданного уровня значимости из распределения Пуассона с математическим ожиданием  $n_e$ . Например, если  $\lambda > \lambda_{crit} = 3$ , то с вероятностью  $P > 0.997$  в данной области имеется группа звезд.

Применение описанных методов или аналогичных им к наблюдаемым выборкам звезд показало, что в окрестности Солнца имеются реальные сгущения звезд в пространстве скоростей. Наиболее четко проявляются три известных потока: Гиады, Большая Медведица и Плеяды. Наряду с ними выделяется несколько более бедных групп и субструктуры в пределах больших потоков.

## 5. Происхождение движущихся групп

Можно предложить несколько механизмов формирования движущихся групп звезд (см. [5] и ссылки в ней):

- а) образование и постепенное разрушение корон рассеянных скоплений;
- б) движущиеся группы являются остатками сверхассоциаций;
- в) разрушение рассеянных скоплений в результате их сближений с гигантскими молекулярными облаками;
- г) "захват" звезд на устойчивые периодические орбиты за счет динамического трения.

Рассмотрим эти механизмы более подробно.

### *А. Короны рассеянных скоплений*

Этот механизм был предложен в работе Агеяна и Белозеровой [15]. Эти авторы рассмотрели эволюцию орбит звезд скопления, выброшенных из ядра на значительные расстояния. Внешние силы

могут сообщить звезде небольшую трансверсальную составляющую скорости. В результате звезда не возвращается в ядро скопления, а обращается вокруг него на некотором удалении.

В результате формируется корона скопления. При этом число звезд, перешедших из ядра в корону, превосходит число звезд, уходящих из скопления в общее поле Галактики.

Звезды короны слабо связаны со скоплением. Дальнейшая эволюция короны происходит в основном под действием сближений с объектами поля Галактики: молекулярными облаками и звездами. После того как завершается диссипация звезд из центральной части скопления, звезды короны еще длительное время будут двигаться примерно в одном и том же направлении, образуя движущуюся группу.

### *Б. Звездные ассоциации*

Звездообразование в Галактике проходит в пределах звездных сверхассоциаций размерами несколько сотен парсек [16]. Рассеянные скопления формируются в более плотных ядрах сверхассоциации. В ходе динамической эволюции скоплений часть их звезд переходит в короны, а часть – в общее поле сверхассоциации.

Звезды корон обладают более низкой внутренней дисперсией скоростей ( $\approx 1$  км/с) по сравнению с общим полем сверхассоциации, где дисперсия скоростей может составлять несколько км/с (см. [8]).

### *В. Разрушение на ГМО*

Рассеянные скопления могут разрушаться при тесных сближениях с плотными гигантскими молекулярными облаками [17, 18]. Приливное взаимодействие приводит к деформации сферически симметричного скопления в вытянутое сообщество слабо связанных групп звезд.

Эти группировки звезд могут проявляться как движущиеся скопления звезд. Более плотные части таких "дебрей" могут содержать широкие двойные системы с периодами, сравнимыми со средним начальным временем пересечения скопления, и приблизительно плоским распределением эксцентриситетов.



### *Г. Захват в устойчивый резонанс*

Устойчивые периодические орбиты в динамических системах могут выступать в качестве своеобразных "аттракторов", если в системе действует малая диссипативная сила. В Галактике такой силой может быть динамическое трение звезд о темную материю.

Динамическое трение может усиливать концентрацию звезд в окрестности устойчивых резонансов в реалистичных галактических моделях.

В литературе [19, 20] есть указания на то, что в сверхскопления Гиады и Большая Медведица входят группы звезд разных возрастов, что не противоречит гипотезе "захвата".

В настоящее время сложно отдать предпочтение какой-либо из рассмотренных гипотез образования движущихся групп. Возможно, все эти процессы действуют одновременно. В таком случае могут наблюдаться движущиеся группы разной природы. Для их разделения может быть полезно привлечение дополнительной информации о возрасте и химическом составе звезд – вероятных членов групп.

## **6. Эволюция движущейся группы в поле Галактики**

Движущаяся группа звезд находится в регулярном поле Галактики, обладает некоторой внутренней дисперсией скоростей и взаимодействует с газовыми облаками диска Галактики. Все эти факторы оказывают дестабилизирующее влияние на группу (см., например, [21, 22]).

Рассмотрим для примера движущуюся группу Гиады и предположим, что члены группы равномерно случайно распределены в пределах куба с ребром 40 пк; пусть центр куба находится в Солнце. Пусть также внутренняя одномерная дисперсия скоростей в пределах группы равна 1 км/с и распределение остаточных скоростей в группе – суперпозиция трех независимых гауссиан. Оценим среднее время  $\bar{t}$ , за которое члены группы разойдутся на расстояние больше некоторого критического значения  $r_c$  от центроида группы. Полученные оценки  $\bar{t}$  в зависимости от  $r_c$  представлены в табл. 2 для двух моделей Галактики [23, 24]. В последнем столбце представлены оценки  $\bar{t}$ , полученные с учетом рассеяния звезд группы на ГМО. Результаты, полученные для обеих моделей, согласуются. Рассеяние на ГМО сокращает время жизни движущейся группы в несколько раз.

Аналогичные вычисления, проведенные еще для трех движущихся групп (Плеяды, Большая Медведица и HR 1614) дали сходные оценки времени разрушения групп.

Таблица 2. Среднее время  $\bar{t}$  разрушения движущейся группы  
Гиады в единицах  $10^9$  лет

Модель $r_c$ , пк	Flynn et al. [24]	Кутузов и Осипков [23]	С учетом ГМО
50	0.127 $\pm 16$	0.098 $\pm 11$	0.053 $\pm 1$
100	0.392 43	0.274 22	0.100 2
200	1.22 12	0.701 73	0.168 3
400	1.80 14	1.44 13	0.258 6

## 7. Заключение

В окрестности Солнца обнаруживаются группы звезд, движущихся в пространстве приблизительно в одном направлении. Наиболее четко выделяются три больших потока: Гиады или поток Тельца, Большая Медведица или группа Сириуса и Плеяды. Эти потоки, по-видимому, связаны с известными рассеянными скоплениями и являются их коронами. Значительная часть звезд окрестности Солнца может входить в движущиеся группы.

В то же время многие небольшие движущиеся группы могут быть локальными флуктуациями регулярного распределения скоростей, а не реальными образованиями. Также случайными флуктуациями могут быть и обнаруживаемые некоторыми авторами субструктуры внутри трех упомянутых выше больших потоков.

С другой стороны, небольшие движущиеся группы, если они реально существуют, "размываются" ошибками определения параллаксов, собственных движений и лучевых скоростей звезд. Даже достигнутой на HIPPARCOS точности недостаточно, чтобы выявлять такие структуры. В этом плане более перспективными представляются

будущие космические проекты DIVA и GAIA в сочетании с массовыми высокоточными определениями лучевых скоростей звезд.

### Список литературы

1. *Mädler J.H.* // Die Centralsonne. Dorpat. 1846.
2. *Proctor R.A.* // Proc. Roy. Soc. of London. 1870. V. 18. P. 169.
3. *Huggins W.* // Proc. Roy. Soc. of London. 1870. V. 20. P. 379.
4. *Холопов П.Н.* // Звездные скопления. М. Наука. 1981.
5. *Mülläri A.A., Orlov V.V.* // Structure and Evolution of Stellar Systems (ed. Agekian T.A., Mülläri A.A., Orlov V.V.). St. Petersburg: St. Petersburg Univ. Press. 1997. P. 97.
6. *Ratnatunga K.U.* // Astron. J. 1988. V. 95. P. 1132.
7. *Агекян Т.А., Орлов В.В.* // Астрон. журн. 1984. Т. 61. С. 60.
8. *Орлов В.В., Панченко И.Е., Расторгуев А.С., Яцевич А.В.* // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 495.
9. *Аббакумов В.Л., Дубинина Л.Л., Мюллари А.А.* // Structure and Evolution of Stellar Systems (ed. Agekian T.A., Mülläri A.A., Orlov V.V.). St. Petersburg: St. Petersburg Univ. Press. 1997. P. 121.
10. *Chen B., Torra J., Figueras F., Asiain R.* // Structure and Evolution of Stellar Systems (ed. Agekian T.A., Mülläri A.A., Orlov V.V.). St. Petersburg: St. Petersburg Univ. Press. 1997. P. 118.
11. *Asiain R., Figueras F., Torra J., Chen B.* // Astron. Astrophys. 1999. V. 341. P. 427.
12. *Skuljan J., Hearnshaw J.B., Cottrell P.L.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1999. V. 308. P. 731.
13. *Chereul E., Crézé M., Bienymé O.* // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1999. V. 135. P. 5.
14. *Hoogerwerf R., Aguilar L.A.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1999. V. 306. P. 394.
15. *Агекян Т.А., Белозерова М.А.* // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 9.
16. *Ефремов Ю.Н.* // Очаги звездообразования в галактиках. М. Наука. 1979.
17. *Theuns T.* // Astron. Astrophys. 1992. V. 259. P. 493.

18. *Theuns T.* // Astron. Astrophys. 1992. V. 259. P. 503.
19. *Eggen O.J.* // Astron. J. 1992. V. 104. P. 1482.
20. *Eggen O.J.* // Astron. J. 1992. V. 104. P. 1493.
21. *Feltzing S., Holmberg J.* // Astron. Astrophys. 2000. V. 357. P. 153.
22. *Mylläri A.A., Orlov V.V., Petrova A.V.* // Stellar dynamics: from classic to modern (ed. Ossipkov L.P., Nikiforov I.I.). St. Petersburg: St. Petersburg Univ. Press. 2001. P. 180.
23. *Кутузов С.А., Осипков Л.П.* // Астрон. журн. 1989. Т. 66. С. 965.
24. *Flynn C., Sommer-Larsen J., Christensen P.R.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1996. V. 281. P. 1027.

**Л.В.Рыхлова**  
Институт Астрономии РАН

### **СОВРЕМЕННОЕ ПОНИМАНИЕ ПРОБЛЕМЫ ЗАСОРЕННОСТИ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА**

Интенсивное развитие ракетно-космической техники началось в 50-е годы XX века. В настоящее время деятельность по созданию и использованию этой техники оказалась важнейшей сферой приложения интеллектуальных и технических способностей человечества для решения оборонных, народнохозяйственных и научных проблем, исследования дальнего космоса и освоения околоземного пространства. По мере появления все более мощных космических систем и увеличения частоты запусков пришло понимание того, что такая техника существенно влияет на окружающую среду не только в районах функционирования космодромов, но и на значительно больших пространственных и временных масштабах. В настоящее время считается, что ракетно-космическая техника - один из источников антропогенного воздействия на окружающую природную среду, влияние которого многообразно: акустическое, тепловое, механическое, химическое, электромагнитное, радиоактивное. Кроме того, околоземное пространство оказалось засоренным объектами космической

---

© Л.В.Рыхлова, 2002

деятельности. Мы коснемся лишь этого последнего астрономического аспекта проблемы - а именно проблемы космического мусора, находящегося на околоземных орбитах:

- Источники образования космического мусора.
- Возможности каталогизации, измерения и отслеживания фрагментов космического мусора.
- Модели распределения космического мусора на околоземных орбитах.
- Возможности снижения засоренности околоземного пространства.
- Проблема космического мусора - предмет исследований международных организаций (КОСПАР, МАФ, специального подкомитета ООН).

**А.В.Сергеев**

Международный центр астрономических  
и медико-экологических исследований

**Т.П.Сергеева**

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины

## **БЫСТРЫЙ ПОИСК АСТРОНОМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ В АРХИВАХ СТЕКЛОТЕК**

На фотопластинках, хранящихся в обсерваториях, содержится зарегистрированная в момент съемки оригинальная и еще не востребованная информация об астрономических событиях или объектах, которая может быть пригодна для решения многих фундаментальных научных задач: открытие и переоткрытие астрономических объектов во Вселенной, в частности астероидов, сближающихся с Землей, изучение объектов с переменным блеском, поиск и исследование оптических источников в направлении гамма-всплесков и др.

Поскольку существует угроза утраты пластинок и целых стеклотек по экономическим, физическим или иным причинам, то перед мировым астрономическим сообществом встала задача обеспечения сохранности содержащейся на пластинках уникальной инфор-

© А.В.Сергеев, Т.П.Сергеева, 2002

мации путем преобразования ее в цифровой вид. Эта задача решалась по-разному в обсерваториях и астрономических институтах мира. Сплошное сканирование фотопластинок и хранение полученных файлов-изображений осуществлялось лишь в некоторых из них. Для оцифровки пластинок обычно использовались специально разработанные измерительные машины. Время сканирования одного астро-негатива с высокой разрешающей способностью на таких машинах составляет несколько часов. Объемы получаемой информации - до 100 Гигабайт на одну пластинку. Обработка и хранение таких объемов данных - сложная и дорогостоящая проблема.

Авторами разработана концепция архивирования стеклотек, предполагающая создание программно-аппаратной среды, позволяющей оцифровывать пластинки с дискретностью не выше 20 мкм и фотометрическим разрешением до 4096 уровней серого, используя относительно недорогой коммерческий сканер, что позволяет снизить объем данных для одной пластинки до сотен и даже десятков Мегабайт без применения методов компрессии. На базе архива файлов-изображений пластинок может быть создана система быстрого поиска астрономических событий, построенная на методах современной информационной технологии и основанная на одновременном доступе к файлам-изображениям всех пластинок нужного участка неба.

Предварительные исследования показали, что полученные таким образом данные позволяют однозначно отождествлять искомые объекты и определять его точные фотометрические характеристики, что дает возможность решать различные астрономические задачи.

**В.К.Тарадий, А.В.Сергеев,  
Н.В.Карпов, К.А.Богатырев**  
Международный центр астрономических  
и медико-экологических исследований

## **ОПТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ БЛИЖНЕГО КОСМОСА НА ОБСЕРВАТОРИИ МЦ АМЭИ НА ПИКЕ ТЕРСКОЛ**

Ввод в работу 2-м телескопа на пике Тескол, развитие светоприемной аппаратуры и создание высокоточных астрометрических каталогов слабых звезд позволили разработать принципиально новые технологии оптического мониторинга ближнего космоса, основанные на применение крупных телескопов и ориентированные на получение оперативной информации о состоянии наблюдаемого объекта в реальном масштабе времени.

Оптические наблюдения космического аппарата (КА) предоставляют следующие возможности:

- независимое определение параметров орбиты КА, возможность верификации траекторных измерений, полученных другими техническими средствами;
- мониторинг окрестностей сопровождаемого КА с целью обнаружения посторонних объектов;
- прогноз движения сопровождаемого КА и посторонних объектов, как пассивных, так и управляемых, вне зависимости от их принадлежности или происхождения;
- независимый фотометрический контроль процессов или событий на КА, таких как: раскрытие панелей солнечных батарей, разделение блоков КА, оценка параметров вращения КА, обнаружение выбросов вещества, включения двигателей, и др.
- оперативный мониторинг объекта в критических точках полета и ситуациях.

Крупный телескоп создает следующие преимущества для оптического мониторинга:

- значительное снижение влияния погодного фактора и возможность проведения оптических наблюдений сквозь облачность, в разрывах густых облаков, при любых фазах Луны, в сумерках и т.д.;

---

© В.К.Тарадий, А.В.Сергеев, Н.В.Карпов, К.А.Богатырев, 2002

- возможность наблюдения очень слабых, а, следовательно, и больших объектов (сброшенные детали конструкций КА, "космический мусор" и др.) При благоприятных условиях для 2-метрового телескопа на пике Терскол доступны объекты размером от 10 см.;

- возможность одновременного наблюдения нескольких объектов, движущихся относительно звезд в любом направлении и практически с любой скоростью.

- позволяет применить узкополосные светофильтры как для выделения интересующих объектов на фоне оптических помех, так и для наблюдения различных процессов на самом объекте;

- создает благоприятные условия для высокоточной и быстрой фотометрии КА;

Отметим, что разработанные технологии оптического мониторинга ближнего космоса на базе астрономического комплекса 2-м телескопа на пике Терскол были успешно испытаны при запусках многих КА (Купон, Бонум, Ямал, Экран-21, Горизонт-45, ICO и др.).



**А.М. Соболев, С.В. Салий, А.Б. Островский,**  
**А.В. Малышев, Н.Д. Калинина,**  
Астрономическая обсерватория УрГУ  
**Э.Ч. Саттон, У.Д. Ватсон,**  
Университет Иллинойса, США  
**Д.К. Крэгг, П.Д. Годфри,**  
Университет Монэш, Австралия  
**С.П. Эллингсен,**  
Университет Тасмании, Австралия  
**И.И. Зинченко,**  
Институт Прикладной Физики РАН, Н.Новгород  
**В. Миниер, Л.Е.Б. Юханссон**  
Радиообсерватория Онсала, Швеция

## **МЕТАНОЛЬНЫЕ МАЗЕРЫ И СВЯЗАННЫЕ С НИМИ ОБЪЕКТЫ**

Мазеры на квантовых переходах молекулы метанола проявляются в виде линий излучения на различных частотах. Интенсивные мазерные линии обычно содержат набор узких пиков. Линии одного объекта на разных частотах обычно имеют различающиеся профили. Интерферометрические карты мазерного излучения состоят из набора пятен малых угловых размеров. Интенсивность метанольных мазеров изменяется на временах порядка месяцев.

Области образования метанольных мазеров расположены в тех районах ядер молекулярных облаков, где распространяются слабые и умеренные ударные волны. В этих районах существенно повышается обилие ряда молекул - химических трассеров ударных волн.

В докладе будут описаны результаты наблюдений молекулярных трассеров ударных волн в массивных ядрах межзвездных облаков, связанных с метанольными мазерами. Будет показано, что возникновение ударных волн в этих объектах связано с различными механизмами взаимодействия составляющих молекулярных облаков: столкновение истечений из молодых звездных объектов с окружающим молекулярным веществом, расширение зон ионизованного водорода (зон НII), движение зон НII относительно окружающего вещества, столкновение ядер и др.

---

© А.М. Соболев, С.В. Салий, А.Б. Островский, А.В. Малышев,  
Н.Д. Калинина, Э.Ч. Саттон, У.Д. Ватсон, Д.К. Крэгг, П.Д. Годфри,  
С.П. Эллингсен, И.И. Зинченко, В. Миниер, Л.Е.Б. Юханссон, 2002

Будет показано, что размеры областей образования метанольных мазеров существенно больше, чем считалось ранее. Наблюдаемое распределение и размеры мазерных пятен, различие спектров мазерных линий и их переменность при этом связаны с характеристиками турбулентного состояния среды.

Будет описан новый метод диагностики районов распространения ударных волн, учитывающий как информацию о мазерном излучении различных молекул (метанола и гидроксила), так и информацию о квазитепловом излучении/поглощении молекул.

Работа выполнена при поддержке INTAS и программы "Астрономия".

**Л.Л. Соколов**  
Астрономический институт СПбГУ

## **О ДИНАМИКЕ ВНЕСОЛНЕЧНЫХ ПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМ**

Изучение динамической эволюции и устойчивости планетных систем Солнца, а с недавнего времени - и других звезд, представляет собой одну из главных задач небесной механики. Она в связана в частности с фундаментальной проблемой существования высокоорганизованной материи во Вселенной. Открытие внесолнечных планетных систем явилось одним из важнейших результатов астрономии конца прошедшего века и мощным стимулом ее развития. Прежде всего бросается в глаза отличие вновь открытых систем от Солнечной. Несомненно, при анализе наблюдательного материала следует иметь в виду мощный эффект наблюдательной селекции. Исследование этого эффекта является одной из актуальных задач при изучении внесолнечных планет. Ясно, что делать какие-либо выводы на основе статистики наблюдаемых внесолнечных планет следует с крайней осторожностью. Тем не менее можно предположить, что близкие к звездам массивные планеты ("горячий Юпитер") не являются редкостью. Также видимо не являются редкостью массивные планеты, имеющие значительные эксцентриситеты орбит. Не вызывает сомнения, что принятые сегодня космогонические модели, ориентированные на Солнечную систему, как минимум нуждаются в су-

шественном дополнении. Это представляется одним из главных направлений работы теоретиков, исследующих внесолнечные планеты. По современным представлениям, массивная планета типа Юпитера не могла образоваться так близко от звезды. Одна из гипотез состоит в том, что “Юпитер”, образовавшийся на значительном расстоянии от звезды, дрейфует затем к ней в результате взаимодействия с протопланетным облаком. В литературе можно найти результаты численного моделирования, согласующиеся с этой гипотезой. Тем не менее модель такого дрейфа нуждается в дальнейшей разработке.

Как известно, из наблюдений мы можем обнаруживать пока лишь массивные планеты типа Юпитера. Планеты типа Земли и меньше ненаблюдаемы. О возможных орбитах таких планет можно пытаться что-то сказать, рассматривая динамическую эволюцию и устойчивость модельных внесолнечных планетных систем. Ниже приводятся некоторые результаты исследования динамической эволюции планеты малой массы в поле массивной планеты с большим эксцентриситетом орбиты, области и свойства регулярного и хаотического движения в типичных случаях. Они позволяют получить представление о том, какими могут быть внесолнечные планетные системы.

Рассмотрим на примерах некоторые характерные свойства траекторий планеты малой массы в поле массивной экзопланеты, имеющей орбиту с немалым эксцентриситетом. Орбиты планет Солнечной системы стимулировали тщательное изучение круговой ограниченной задачи трех тел, орбиты экзопланет заставляют нас обратить более пристальное внимание на задачу эллиптическую. Последняя исследована существенно менее подробно, однако в литературе можно найти некоторые аналитические свойства решений эллиптической задачи, полученные московской школой небесной механики в конце семидесятых годов прошлого XX века. Траектории, обсуждаемые ниже, были получены численным интегрированием уравнений движения. Мы ограничились пока простейшей моделью: плоской ограниченной эллиптической задачей трех тел. Время, на котором рассматривается движение, небольшое, примерно 13 тысяч лет. Отчасти это обусловлено результатами оценки времени “разбегания” близких вначале траекторий, которые можно найти в литературе.

Рассматривались проекции траекторий на две плоскости: плоскость переменных Лагранжа  $e \cos \pi$ ,  $e \sin \pi$ , и плоскость переменных большая полуось  $a$ , эксцентриситет  $e$ . Здесь  $\pi$  - аргумент перицентра, отсчитываемый от неподвижного направления в перицентр массивной планеты. В зависимости от варьируемых параметров может

наблюдаться как регулярное (нехаотическое, упорядоченное), так и нерегулярное, хаотическое движение. Последнее, очевидно, связано со сближениями планет. Интересно, что если в переменных Лагранжа движение выглядит как вполне нерегулярное, то в переменных  $a, e$  часто еще видна несомненная упорядоченность. Как и следовало ожидать, переход от регулярных траекторий к хаотическим происходит при увеличении массы или эксцентриситета массивной планеты, или при уменьшении большой полуоси внешней малой планеты.

Обращает на себя внимание важный результат: в подавляющем большинстве рассмотренных вариантов эксцентриситет малой планеты не остается близким к своему начальному значению, а существенно эволюционирует, регулярно или хаотически. Максимальное его значение - порядка эксцентриситета массивной планеты. В случаях регулярного движения наблюдается постоянство большой полуоси, траектории в переменных Лагранжа – окружности с центром на оси абсцисс.

Нетрудно найти подходящий метод простой аналитической аппроксимации регулярных движений – это классическая теория вековых возмущений Лапласа-Лагранжа. Напомним, что условиями применимости этой теории являются отсутствие сближений и резонансов, а также малость эксцентриситетов, при ее построении по эксцентриситетам проводилась линеаризация. Второе условие в рассматриваемой нами ситуации на первый взгляд не выполняется, поэтому возможность использования теории неочевидна. Однако это не является непреодолимым препятствием, просто нужно соблюдать осторожность и проверять соответствие получаемых аналитических и численных результатов. В общем случае на практике область применимости линеаризации именно так и находится.

Теория вековых возмущений Лапласа-Лагранжа получается после осреднения по быстрым орбитальным движениям планет. В результате получается, что большие полуоси орбит планет постоянны. Этот вывод прекрасно подтверждается для рассматриваемых регулярных движений. Простое аналитическое описание эволюции переменных Лагранжа согласно теории вековых возмущений также дает картину, соответствующую результатам численного интегрирования для регулярных движений. Траектории – окружности с центром на оси абсцисс. Некоторым усложнением аналитической модели видимо можно добиться высокой точности аппроксимации численных результатов.

Таким образом, полученное аналитическое описание регулярных

движений подтверждает, что значительный эксцентриситет орбиты массивной планеты в типичных случаях влечет эксцентриситет того же порядка орбиты малой планеты. Возможны значительные колебания этого эксцентриситета.

Как уже отмечалось, движение, нерегулярное в переменных Лагранжа, часто выглядит более упорядоченным в переменных “большая полуось - эксцентриситет”. Последняя проекция близка к некоторой гиперболе, вдоль которой происходит динамическая эволюция. Эксцентриситет и большая полуось изменяются синхронно и немонотонно, скачками, то увеличиваясь, то, наоборот, уменьшаясь. Большую часть времени элементы остаются почти постоянными. Естественно интерпретировать эту эволюцию как результат сближений с массивной планетой, которые время от времени происходят. Наблюдаемую связь эксцентриситета и большой полуоси можно, так сказать, объяснить, если считать, что все сближения происходят на одном и том же расстоянии в перигентре орбиты малой планеты:

$$a(1 - e) = const.$$

Любопытно, что в результате динамической эволюции в области нерегулярного движения исходная круговая орбита малой планеты сравнительно быстро и практически, так сказать, “без вариантов” становится похожей на орбиту долгопериодической кометы. Естественно, темп эволюции после этого резко замедляется, однако если не произошло выброса, эволюция продолжается.

Отметим еще, что рассматривая эволюцию нерегулярного движения в проекции переменных Лагранжа, можно видеть, так сказать, обломки интегральных многообразий, между которыми блуждает траектория. Видно также, что эволюция происходит скачками. Они, видимо, соответствуют сближениям планет.

Можно сделать следующие выводы:

1. Значительный эксцентриситет орбиты массивной экзопланеты обычно влечет значительный (того же порядка) эволюционирующий эксцентриситет орбиты малой планеты. Существование устойчивых почти круговых орбит типа орбиты Земли совсем исключить нельзя, однако они являются нетипичными, редким исключением из общего правила.

2. В случае регулярного движения при отсутствии сближений планет эволюция орбиты малой планеты обычно может быть достаточно точно описана аналитически с использованием теории вековых возмущений Лапласа-Лагранжа.

3. В случае нерегулярного движения, когда эволюция (рост) эксцентриситета приводит к сближениям, изменения орбиты происходят скачкообразно (при сближениях). При этом имеет место связь эксцентриситета и большой полуоси: перицентрическое расстояние малой планеты все время приблизительно постоянно и близко к большой полуоси массивной планеты. Сравнительно быстро начальной круговой орбита становится похожей на орбиту долгопериодической кометы.

Настоящая работа выполнена при поддержке Федеральной Целевой Программы “Астрономия”(тема 1.7.1.1.), а также Ведущей Научной Школы (грант 00-15-96775)

**К.В.Холшевников**

Санкт-Петербургский государственный университет

**Э.Д.Кузнецов**

Уральский государственный университет

### **О РАСПРЕДЕЛЕНИИ БОЛЬШИХ ПОЛУОСЕЙ ОРБИТ ВНЕСОЛНЕЧНЫХ ПЛАНЕТ**

Проведен анализ распределения больших полуосей орбит внесолнечных планет, открытых методом измерения лучевых скоростей. Получено соотношение, позволяющее вычислить вероятность открытия планеты на расстоянии  $r$  от звезды при заданных массах и пороговой величине лучевой скорости. Эффект селекции проявляется в трансформации функций распределения. Найдена связь между истинным и наблюдаемым распределениями величины  $r$ . Исследована «область обнаружимости» внесолнечных планет при различных предположениях о виде функции распределения. Показана недостаточность статистики наблюдаемых внесолнечных систем для детальных выводов об их строении. Несмотря на то, что все обнаруженные планетные системы по своему строению существенно отличаются от Солнечной, рано делать вывод о ее уникальности.

---

© К.В.Холшевников, Э.Д.Кузнецов, 2002

**K.V.Kholshevnikov, E.D.Kuznetsov. Selection effect in semi-major axes of extrasolar planets orbits.** Distribution of orbital semi-major axes of extrasolar planets, detected by radial velocities measurement method, is examined. An equation, allowing to calculate a planet discovery probability at a distance  $r$  from a star, both masses and threshold value of radial velocity being fixed, is obtained. Selection effect appears in transformation of distribution functions. Connection between true and observable distributions of  $r$  is found. "Detectability domain" of extrasolar planets is investigated under various assumptions concerning distribution functions. Insufficiency of known extrasolar systems statistics for detailed conclusions concerning their structure is shown. In spite of the fact that all detected planetary systems possess features drastically different from those of the Solar one, it is premature to assert the Solar system uniqueness.

## Введение

Открытие внесолнечных планетных систем — выдающееся достижение последних лет. В настоящее время (конец 2001 г.) известно более 80 планет, движущихся вокруг звезд главной последовательности [6, 9]. Все эти планеты найдены методом измерения вариаций лучевых скоростей звезд [3, 4]. Описание метода можно найти в статье [2].

Результаты наблюдений, их анализ, статистические, астрофизические и космогонические выводы изложены в большом числе публикаций — см. обзоры [3, 6, 7, 10, 8, 9]. Построены статистические зависимости для масс внесолнечных планет, больших полуосей и эксцентриситетов их орбит и др. Однако, по нашему мнению, этого недостаточно для определенных выводов о строении внесолнечных планетных систем. Причина — в эффекте селекции [5].

Мы хотим получить распределение одиночных планет по расстояниям от звезд, опираясь на данные, полученные методом измерений лучевых скоростей. Проявления эффекта селекции следующие. Во-первых, при равных массах близкая планета вызывает бóльшую амплитуду колебаний, чем далекая. Во-вторых, за 6 лет наблюдений далекие планеты, имеющие период в десять, и тем более в десятки лет, показали нам лишь кусочки кривых, что препятствует открытию даже при большой амплитуде. Примем, что точность большинства наблюдений составляет  $13\div 15$  м/с, предельная точность метода, определяемая нестабильностью фотосфер звезд солнечного типа — 3 м/с [5, 3]. Кроме того, пренебрежем эксцентриситетом, отложив

его учет на ближайшее будущее.

## Основные соотношения

Пусть звезда  $Q_0$  массы  $M$  и планета  $Q$  массы  $m$  обращаются относительно друг друга по круговой орбите радиуса  $r$ , наклоненной на угол  $i$  к картинной плоскости. Во избежание недоразумений:  $r$  — расстояние  $Q_0Q$ ,  $i$  — угол между лучем наблюдатель — центр масс тел  $Q_0, Q$  и вектором площадей орбиты тела  $Q$  относительно  $Q_0$ .

По законам задачи двух тел модуль скорости относительного движения тел  $Q_0, Q$  постоянен и по модулю равен  $v_0 = \sqrt{G(M+m)}/r$ , где  $G$  — гравитационная постоянная; модуль скорости звезды  $Q_0$  относительно барицентра  $Q_0, Q$  также постоянен и равен  $v = v_0m/(M+m)$ . Отсюда

$$v = \frac{\varkappa}{\sqrt{r}}, \quad \varkappa = \sqrt{\frac{m^2G}{M+m}}. \quad (1)$$

Измеряя лучевую скорость, наблюдатель в идеале видит синусоиду с амплитудой  $v \sin i$ . Рассмотрим предельно упрощенную модель обнаружения планеты: при  $v \sin i \geq w$  планета будет открыта, при  $v \sin i < w$  останется неизвестной. Здесь  $w$  — пороговая величина лучевой скорости, характеристика точности наблюдений. В соответствии с (1) приходим к следующему критерию:

$$\varkappa \sin i \geq w\sqrt{r}. \quad (2)$$

## Вероятность обнаружения планеты

Фиксируем  $w, M, m$ , а тем самым и  $\varkappa$ . Тогда (2) представит собой неравенство, выделяющее на плоскости  $i, r$  (рис. 1) «область обнаружимости»  $\mathcal{D}$ , расположенную между отрезком  $0 \leq i \leq \pi$  оси  $i$  и кривой

$$r = A \sin^2 i, \quad A = \frac{m^2G}{(M+m)w^2}. \quad (3)$$

Следуя [3], примем, что все ориентации вектора площадей равновероятны, что влечет [1, § 17]

$$\varphi(i) = \frac{1}{2} \sin i,$$



Рис. 1. Критическая кривая (3).

Рис. 2. Вероятность  $g$  открытия планеты, двигающейся по круговой орбите на расстоянии  $r$  от центра своего солнца.

где  $\varphi(i)$  — плотность вероятности случайной величины  $i$ . Здесь и ниже мы не будем вводить разных обозначений для случайной величины и переменной, пробегаящей ее значения.

Вероятность  $g(r)$  того, что находящаяся на расстоянии  $r$  планета будет открыта по наблюдениям лучевой скорости, обращается в нуль при  $r > A$ ; в противном случае

$$g(r) = \int_{\alpha(r)}^{\pi - \alpha(r)} \varphi(i) di = \cos \alpha, \quad \alpha(r) = \arcsin \sqrt{\frac{r}{A}}.$$

Окончательно,

$$g(r) = \sqrt{1 - \frac{r}{A}}. \quad (4)$$

График  $g$  (рис. 2) — часть параболы с вершиной в  $(A, 0)$ . Самая левая часть графика  $g$  не имеет реального смысла: следует исключить радиус звезды с некоторым запасом.

## Функции распределения

Эффект селекции отражен формулой (4): планет, имеющих  $r > A$ , мы не видим совсем; при  $r < A$  шансы планеты быть обнаруженной стремительно растут с уменьшением  $r$ . С ростом  $A$  (т.е. с увеличением  $m$  и уменьшением ошибки наблюдений  $w$ ) эффект селекции уменьшается.

Полностью эффект селекции выявляется в трансформации функций распределения.

Пусть имеется большое число  $N$  наблюдаемых звезд, имеющих каждая по планете с круговой орбитой. Пока в нашем распоряжении слишком мало данных, чтобы оперировать с многомерными распределениями  $M, m, r, i$ . Ограничимся простейшей одномерной задачей. Именно, фиксируем  $M, m$ ; предположим независимость распределений  $r, i$ ; изотропность ориентации вектора площадей. Тогда стати-

стическая ситуация полностью описывается плотностью вероятности  $f(r)$ : число планет с расстоянием от  $r$  до  $r + dr$  равно  $Nf(r) dr$ .

Найдем плотность вероятности  $F(r)$  величины  $r$  среди открытых планет.

Очевидно, число планет с расстояниями от  $r$  до  $r + dr$  и наклонами от  $i$  до  $i + di$  равно  $N\varphi(i)f(r) dr di$ . Число  $N_1(r) dr$  открытых планет с расстояниями между  $r$  и  $r + dr$  равно

$$N_1(r) dr = Nf(r) dr \int_{\alpha(r)}^{\pi-\alpha(r)} \varphi(i) di = Nf(r)g(r) dr.$$

Число всех открытых планет  $N_0$  есть

$$N_0 = \int_0^{\infty} N_1(r) dr = N \int_0^{\infty} f(r)g(r) dr = N \int_0^A f(r)g(r) dr.$$

Доля открытых планет с расстояниями от  $r$  до  $r + dr$  среди всех открытых планет есть

$$F(r) dr = \frac{N_1(r) dr}{N_0}.$$

Окончательно,

$$F(r) = \frac{1}{\xi} f(r)g(r), \quad (5)$$

$$\xi = \frac{N_0}{N} = \int_0^{\infty} f(r)g(r) dr = \int_0^A f(r)g(r) dr. \quad (6)$$

Величина  $\xi$  совпадает с вероятностью открытия планеты с данными  $M$ ,  $m$  и случайными  $i$ ,  $r$ . Обратим внимание, что  $F(r)$  равна нулю при  $r \geq A$ .

Формулы (4) (5), (6) конструктивно определяют  $F$ , если известна  $f$ . Однако относительно  $f$  мы можем пока лишь строить догадки. В то же время  $F$  может быть найдена (пусть пока не очень уверенно) из наблюдений.

Решим обратную задачу построения  $f$  по известной  $F$ .

Дана непрерывная неотрицательная функция  $F$ , определенная на  $[0, \infty)$ , равная нулю на  $[A, \infty)$  и такая, что интеграл

$$B = \int_0^A \frac{F(r)}{g(r)} dr \quad (7)$$

сходится. Так как  $F$  — плотность вероятности, то потребуем еще

$$\int_0^A F(r) dr = 1.$$

Из (5) следует

$$f(r) = \xi \frac{F(r)}{g(r)}, \quad 0 \leq r < A. \quad (8)$$

Легко проверить, что (6) выполняется при любом  $\xi$ , если  $f$  определяется равенством (8). Чтобы найти  $\xi$ , вычислим интеграл от обеих частей (8) по промежутку  $[0, \infty] = [0, A] \cup (A, \infty)$

$$1 = \xi B + \eta,$$

где

$$\eta = \int_A^\infty f(r) dr. \quad (9)$$

Фиксируем произвольное  $\eta$ ,  $0 \leq \eta < 1$ . Тогда

$$\xi = \frac{1 - \eta}{B}. \quad (10)$$

Так как  $B$  известно, то формула (10) определяет положительное число  $\xi$ , после чего (8) дает нам  $f$  при  $0 \leq r < A$ .

Итак, мы нашли *все* функции  $f$ , дающие наблюдаемую плотность  $F$ . Правее точки  $A$  распределение  $f$  неизвестно. Левее функция  $f$  определена с точностью до множителя  $\xi$ . Это важная информация. Именно, она содержит исчерпывающие сведения о распределении расстояний  $r$  среди всех планет, расположенных не далее  $A$  от своей звезды.

Действительно, обозначим через  $f_A$  соответствующую плотность вероятности. По определению,

$$f_A(r) = \frac{f(r)}{\int_0^A f(r) dr}, \quad 0 \leq r < A. \quad (11)$$

Подставляя в числитель и знаменатель следующее из (5) выражение  $f = \xi F/g$ , получим искомое

$$f_A(r) = \frac{F(r)}{Bg(r)}, \quad 0 \leq r < A. \quad (12)$$

Из (11), (9) вытекают полезные соотношения

$$f(r) = (1 - \eta)f_A(r) = \xi B f_A(r), \quad 0 \leq r \leq A. \quad (13)$$

Полезно помнить, что  $g$  безразмерна,  $0 \leq g \leq 1$ ;  $f \geq 0$ ,  $F \geq 0$ ,  $f_A \geq 0$  имеют размерность  $[M^{-1}]$ ;  $\xi$ ,  $\eta$  и  $B$  безразмерны, связаны соотношением (10), причем  $B > 1$ ,  $0 \leq \eta < 1$ ,  $0 < \xi \leq B^{-1} < 1$ .

## Численные результаты

Исследуем «область обнаружимости»  $\mathcal{D}$ . Ее характерный размер задается параметром  $A$ , входящим в уравнение (3). Перейдем в выражении для  $A$  к безразмерным массам  $M' = M/M_\odot$ ,  $m' = m/m_J$ ,  $\mu = m_J/M_\odot$ , где  $M_\odot$ ,  $m_J$  — массы Солнца и Юпитера соответственно. Получаем

$$A = \mathcal{M} \frac{v_1^2}{w^2} A_0, \quad \mathcal{M} = \frac{\mu^2 m'^2}{M' + \mu m'}. \quad (14)$$

Здесь  $v_1$  — гелиоцентрическая круговая скорость тела нулевой массы на расстоянии  $A_0$ . За последнее разумно взять астрономическую единицу, тогда  $v_1 = 29785$  м/с (с избыточной точностью).

Исследуем область значений параметра  $A$  в зависимости от масс  $m'$  и  $M'$ . Пороговую величину лучевой скорости  $w$  положим равной 10 м/с, что соответствует точности современных наблюдений. Заметим, что для большинства открытых к настоящему времени планет лучевые скорости превышают 20 – 30 м/с. В табл. 1 даны значения приведенной массы  $\mathcal{M}$  (сверху) и параметра обнаружимости  $A$  (снизу) для различных  $m'$  (первый столбец, в скобках приведены названия планет Солнечной системы, имеющих близкие к  $m'$  массы) и  $M'$  с указанием соответствующего спектрального класса для звезд главной последовательности (верхняя строка). Из табл. 1 видно, что на большом (несколько а.е.) удалении от центральной звезды в настоящее время можно наблюдать только планеты с массами  $m' \geq 1$ . Если ограничить зону, в которой могут находиться планеты, радиусом 100 а.е., то статистически значимое распределение больших полуосей орбит можно получить только для планет с массами  $m' \geq 10$ . Чтобы построить аналогичное распределение для планет с массами Юпитера, необходимы наблюдения с  $w = 3$  м/с. В этом случае, как следует из (14), значения  $A$  увеличатся в 9 раз по сравнению с приведенными в табл. 1. Но этого недостаточно для построения распределения планет с массами Сатурна. Планеты с массами Урана и

Таблица 1. Значения приведенной массы планеты  $M$  и критического расстояния  $A$  (а.е.) в зависимости от  $m'$  и  $M'$  при  $w = 10$  м/с.

$m'$	$M'$					
	0.25 M9	0.50 M0	0.75 K0	1.00 G2	1.25 F6	1.50 F1
10	$4 \cdot 10^{-4}$ 3000	$2 \cdot 10^{-4}$ 2000	$1 \cdot 10^{-4}$ 1000	$9 \cdot 10^{-5}$ 800	$7 \cdot 10^{-5}$ 600	$6 \cdot 10^{-5}$ 500
1 (Юпитер)	$4 \cdot 10^{-6}$ 30	$2 \cdot 10^{-6}$ 20	$1 \cdot 10^{-6}$ 10	$9 \cdot 10^{-7}$ 8	$7 \cdot 10^{-7}$ 6	$6 \cdot 10^{-7}$ 5
0.3 (Сатурн)	$3 \cdot 10^{-7}$ 3	$2 \cdot 10^{-7}$ 1	$1 \cdot 10^{-7}$ 1	$8 \cdot 10^{-8}$ 0.7	$7 \cdot 10^{-8}$ 0.6	$5 \cdot 10^{-8}$ 0.5
0.05 (Уран, Нептун)	$9 \cdot 10^{-9}$ 0.08	$5 \cdot 10^{-9}$ 0.04	$3 \cdot 10^{-9}$ 0.03	$2 \cdot 10^{-9}$ 0.02	$2 \cdot 10^{-9}$ 0.02	$2 \cdot 10^{-9}$ 0.01
0.003 (Венера, Земля)	$3 \cdot 10^{-11}$ $3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-11}$ $1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-11}$ $1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-12}$ $7 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-12}$ $6 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-12}$ $5 \cdot 10^{-5}$
0.0002 (Меркурий)	$1 \cdot 10^{-13}$ $1 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-14}$ $6 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-14}$ $4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-14}$ $3 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-14}$ $3 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-14}$ $2 \cdot 10^{-7}$

Нептуна можно обнаружить только в непосредственной близости от поверхности звезды (радиус Солнца — 0.005 а.е.). Планеты земного типа данным методом зафиксировать невозможно.

Приведенная масса  $M$  — величина ненаблюдаемая. Непосредственно из наблюдений выводится

$$\tilde{m} = m \sin i.$$

В предположении, что все ориентации вектора площадей равновероятны, среднее значение массы планеты  $m$  равно

$$\mathbf{E}(m) = \tilde{m} \mathbf{E} \left( \frac{1}{\sin i} \right) = \frac{\pi}{2} \tilde{m} \approx 1.5708 \tilde{m}.$$

Обратим внимание, что использование вместо  $\mathbf{E}(1/\sin i)$  множителя

$$\frac{1}{\mathbf{E}(\sin i)} = \frac{4}{\pi} \approx 1.2732$$

некорректно и приводит к систематическому занижению масс на 20%

$$\mathbf{E} \left( \frac{1}{\sin i} \right) = \frac{\pi^2/8}{\mathbf{E}(\sin i)} = \frac{1.234}{\mathbf{E}(\sin i)}.$$

В табл. 2 приведены сведения о 76 известных на 18 октября 2001 г. внесолнечных планетах, движущихся вокруг звезд главной последовательности. Данные о массах  $m' \sin i$  планет, больших полуосях  $a$  и эксцентриситетах  $e$  их орбит, амплитудах  $K$  колебаний лучевой скорости звезды [5]

$$K = \left( \frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{m \sin i}{(m + M)^{2/3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}}, \quad (15)$$

где  $P$  — период обращения планеты, взяты из каталога [6]. Сведения о массах  $M'$  звезд брались из работ [6, 7]. Для звезд, массы которых не удалось найти в указанных источниках, величины  $M'$  были вычислены с помощью третьего закона Кеплера на основе данных [6] о периодах  $P$  и больших полуосях орбит  $a$  планет. В таблице эти данные отмечены курсивом.

Таблица 2. Параметры внесолнечных планетных систем. Расстояния даны в а.е., скорости — в м/с.

Звезда	$M'$	$m' \sin i$	$\tilde{M}$	$a$	$e$	$K$	$\tilde{A}(w=10)$	$\tilde{A}(w=3)$	$g$
HD 83443 b	0.82	0.34	$1.3 \cdot 10^{-7}$	0.038	0.08	57.0	1.1	12.6	0.98
HD 46375	1.00	0.25	$5.7 \cdot 10^{-8}$	0.041	0.02	35.2	0.5	5.6	0.96
HD 179949	1.24	0.93	$6.4 \cdot 10^{-7}$	0.045	0.00	112.0	5.7	62.8	1.00
HD 187123	1.00	0.54	$2.7 \cdot 10^{-7}$	0.042	0.01	72.0	2.4	26.2	0.99
$\tau$ Boo	1.20	4.14	$1.3 \cdot 10^{-5}$	0.047	0.02	474.0	115.7	1285.6	1.00
BD -10 : 3166	1.10	0.48	$1.9 \cdot 10^{-7}$	0.046	0.05	60.6	1.7	18.9	0.99
HD 75289	1.05	0.46	$1.8 \cdot 10^{-7}$	0.048	0.00	54.0	1.6	18.1	0.99
HD 209458	1.03	0.63	$3.5 \cdot 10^{-7}$	0.046	0.02	82.0	3.1	34.7	0.99
51 Peg	0.98	0.46	$2.0 \cdot 10^{-7}$	0.052	0.01	55.2	1.7	19.4	0.99
$\nu$ And b	1.10	0.68	$3.8 \cdot 10^{-7}$	0.059	0.02	70.2	3.4	37.8	0.99
HD 68988	1.20	1.90	$2.7 \cdot 10^{-6}$	0.071	0.14	187.0	24.4	270.8	1.00
HD 168746	0.94	0.24	$5.6 \cdot 10^{-8}$	0.066	0.00	28.0	0.5	5.5	0.93
HD 217107	0.96	1.29	$1.6 \cdot 10^{-6}$	0.072	0.14	139.7	14.0	156.0	1.00
HD 162020	0.70	13.73	$2.4 \cdot 10^{-4}$	0.072	0.28	1813.0	2174.3	24158.8	1.00
HD 130322	0.79	1.15	$1.5 \cdot 10^{-6}$	0.092	0.05	115.0	13.6	150.7	1.00
HD 108147	1.06	0.35	$1.1 \cdot 10^{-7}$	0.098	0.56	37.0	0.9	10.4	0.95
HD 38529	1.40	0.77	$3.9 \cdot 10^{-7}$	0.129	0.27	53.6	3.4	38.2	0.98
55 Cnc	0.90	0.93	$8.8 \cdot 10^{-7}$	0.118	0.03	75.8	7.8	86.5	0.99
HD 13445 = GJ 86	0.79	4.23	$2.1 \cdot 10^{-5}$	0.117	0.04	379.0	183.5	2038.6	1.00
HD 195019	0.98	3.55	$1.2 \cdot 10^{-5}$	0.136	0.01	271.0	104.2	1157.5	1.00
HD 6434	1.00	0.48	$2.1 \cdot 10^{-7}$	0.154	0.30	37.0	1.9	20.8	0.96
HD 192263	0.75	0.81	$8.0 \cdot 10^{-7}$	0.152	0.22	68.2	7.1	78.7	0.99
HD 83443 c	0.79	0.17	$3.3 \cdot 10^{-8}$	0.174	0.42	14.0	0.3	3.3	0.64
GJ 876 c	0.32	0.56	$8.9 \cdot 10^{-7}$	0.130	0.27	81.0	7.9	88.2	0.99
$\rho$ CrB	1.00	0.99	$8.9 \cdot 10^{-7}$	0.224	0.07	61.3	7.9	88.2	0.99

Звезда	$M'$	$m' \sin i$	$\tilde{M}$	$a$	$e$	$K$	$\tilde{A}(w=10)$	$\tilde{A}(w=3)$	$g$
HD 74156 b	1.05	1.55	$2.1 \cdot 10^{-6}$	0.276	0.65	108.0	18.5	205.4	0.99
HD 168443 b	0.84	7.64	$6.3 \cdot 10^{-5}$	0.295	0.53	470.0	562.9	6254.5	1.00
GJ 876 b	0.32	1.89	$1.0 \cdot 10^{-5}$	0.207	0.10	210.0	90.4	1004.8	1.00
HD 121504	1.02	0.89	$7.1 \cdot 10^{-7}$	0.317	0.13	45.0	6.3	70.1	0.97
HD 178911 b	0.90	6.46	$4.2 \cdot 10^{-5}$	0.326	0.14	343.0	373.9	4154.6	1.00
HD 16141	0.99	0.22	$4.5 \cdot 10^{-8}$	0.351	0.28	10.8	0.4	4.4	0.34
HD 114762	0.82	10.96	$1.3 \cdot 10^{-4}$	0.351	0.33	615.0	1186.7	13185.5	1.00
HD 80606	0.90	3.43	$1.2 \cdot 10^{-5}$	0.438	0.93	414.0	106.3	1180.7	1.00
70 Vir	1.10	7.42	$4.6 \cdot 10^{-5}$	0.482	0.40	316.2	405.5	4505.1	1.00
HD 52265	1.13	1.14	$1.0 \cdot 10^{-6}$	0.493	0.29	45.4	9.3	103.5	0.97
HD 1237	0.98	3.45	$1.1 \cdot 10^{-5}$	0.505	0.51	164.0	98.4	1093.2	1.00
HD 37124	0.91	1.13	$1.3 \cdot 10^{-6}$	0.547	0.31	48.0	11.4	126.3	0.98
HD 82943 c	1.05	0.88	$6.7 \cdot 10^{-7}$	0.728	0.54	34.0	6.0	66.5	0.94
HD 8574	1.10	2.23	$4.1 \cdot 10^{-6}$	0.756	0.40	76.0	36.6	406.5	0.99
HD 169830	1.40	2.95	$5.7 \cdot 10^{-6}$	0.823	0.34	83.0	50.3	559.1	0.99
$\nu$ And c	1.10	2.05	$3.5 \cdot 10^{-6}$	0.828	0.24	58.0	30.9	343.9	0.99
HD 12661	0.81	2.84	$9.1 \cdot 10^{-6}$	0.795	0.19	89.1	80.7	896.3	1.00
HD 89744	1.40	7.17	$3.3 \cdot 10^{-5}$	0.883	0.70	257.0	297.5	3305.2	1.00
HD 202206	0.90	14.68	$2.2 \cdot 10^{-4}$	0.768	0.42	554.0	1936.3	21514.9	1.00
HD 134987	1.05	1.58	$2.2 \cdot 10^{-6}$	0.810	0.24	50.2	19.3	214.0	0.98
HD 17051 = $\iota$ Hor	1.03	2.98	$7.9 \cdot 10^{-6}$	0.970	0.16	80.0	69.8	776.0	0.99
HD 92788	1.06	3.88	$1.3 \cdot 10^{-5}$	0.969	0.28	113.0	115.1	1278.3	1.00
HD 142	1.10	1.36	$1.5 \cdot 10^{-6}$	0.980	0.37	40.0	13.6	151.3	0.96
HD 28185	0.90	5.59	$3.2 \cdot 10^{-5}$	1.000	0.06	168.0	281.3	3125.0	1.00
HD 177830	1.15	1.24	$1.2 \cdot 10^{-6}$	1.100	0.40	34.0	10.8	120.3	0.95



Звезда	$M'$	$m' \sin i$	$M$	$a$	$e$	$K$	$\tilde{A}(w=10)$	$\tilde{A}(w=3)$	$g$
HD 4203	1.06	1.64	$2.3 \cdot 10^{-6}$	1.090	0.53	51.0	20.6	228.4	0.97
HD 27442	1.20	1.42	$1.5 \cdot 10^{-6}$	1.180	0.02	34.0	13.6	151.2	0.96
HD 210277	0.92	1.29	$1.7 \cdot 10^{-6}$	1.120	0.45	39.1	14.7	162.8	0.96
HD 82943 b	1.05	1.63	$2.3 \cdot 10^{-6}$	1.160	0.41	46.0	20.4	227.0	0.97
HD 19994	1.29	1.83	$2.4 \cdot 10^{-6}$	1.260	0.20	42.0	21.0	233.0	0.97
HD 114783	0.92	0.99	$9.7 \cdot 10^{-7}$	1.200	0.10	27.0	8.6	95.9	0.93
HD 222582	1.00	5.18	$2.4 \cdot 10^{-5}$	1.350	0.71	179.6	217.4	2415.2	1.00
HD 23079	1.10	2.76	$6.3 \cdot 10^{-6}$	1.480	0.03	62.0	56.1	623.3	0.99
HD 141937	1.00	9.69	$8.6 \cdot 10^{-5}$	1.480	0.40	247.0	763.3	8481.6	1.00
HD 160691	1.08	1.99	$3.3 \cdot 10^{-6}$	1.650	0.62	54.0	29.7	330.0	0.97
HD 213240	0.95	3.75	$1.4 \cdot 10^{-5}$	1.600	0.31	91.0	120.1	1334.4	0.99
16 Cyg B	1.00	1.68	$2.6 \cdot 10^{-6}$	1.690	0.68	50.0	22.9	254.0	0.96
HD 4208	0.93	0.81	$6.4 \cdot 10^{-7}$	1.690	0.04	18.3	5.7	63.5	0.84
HD 10697	1.10	6.08	$3.1 \cdot 10^{-5}$	2.120	0.11	114.0	272.2	3024.8	1.00
47 UMa b	1.03	2.54	$5.7 \cdot 10^{-6}$	2.090	0.06	49.3	50.7	563.8	0.98
HD 190228	1.20	5.01	$1.9 \cdot 10^{-5}$	2.250	0.43	96.0	170.0	1888.4	0.99
HD 50554	1.10	4.91	$2.0 \cdot 10^{-5}$	2.380	0.42	95.0	177.6	1973.7	0.99
$v$ And d	1.10	4.29	$1.5 \cdot 10^{-5}$	2.560	0.31	70.4	135.5	1505.9	0.99
HD 33636	0.99	7.71	$5.5 \cdot 10^{-5}$	2.620	0.39	148.0	486.4	5404.6	1.00
HD 106252	1.05	6.81	$4.0 \cdot 10^{-5}$	2.610	0.54	139.0	356.4	3959.7	1.00
HD 168443 c	0.84	16.96	$3.1 \cdot 10^{-4}$	2.870	0.20	289.0	2774.0	30821.9	1.00
14 Her	0.85	4.05	$1.8 \cdot 10^{-5}$	3.170	0.45	70.4	156.3	1736.9	0.99
HD 39091	1.10	9.94	$8.2 \cdot 10^{-5}$	3.500	0.67	194.0	727.6	8084.8	1.00
HD 74156 c	1.05	7.46	$4.8 \cdot 10^{-5}$	3.470	0.40	121.0	427.9	4753.9	1.00
$\epsilon$ Eri	0.80	0.88	$8.8 \cdot 10^{-7}$	3.360	0.60	19.0	7.8	87.1	0.76
47 UMa c	1.03	0.76	$5.1 \cdot 10^{-7}$	3.730	0.10	11.1	4.5	50.5	0.42

На основе сведений о массах  $\tilde{m}' = m' \sin i$  и  $M'$  были вычислены приведенные массы  $\tilde{\mathcal{M}}$ , расстояния  $\tilde{A}$

$$\tilde{\mathcal{M}} = \frac{\mu^2 \tilde{m}'^2}{M' + \mu \tilde{m}'}, \quad \tilde{A} = \tilde{\mathcal{M}} \frac{v_1^2}{w^2} A_0 \quad (16)$$

и вероятности  $g$  обнаружения планет. Значения  $\tilde{A}$  приведены для пороговых величин лучевой скорости  $w = 10$  и  $3$  м/с, соответствующих точности современных наблюдений и близких к предельно реализуемой точности метода. Параметр  $\tilde{A}$  показывает, на каком максимальном удалении от звезды может быть зарегистрирована планета, движущаяся по круговой орбите, при заданном  $\tilde{m}$ . Вероятности  $g$  вычислены для  $w = 10$  м/с.

Анализ табл. 2 показывает, что большие полуоси практически всех открытых планет существенно меньше  $\tilde{A}$  даже при  $w = 10$  м/с. Вероятности открытия для подавляющего большинства планет превышают 0.90. Исключение составляют HD 4208 ( $g = 0.84$ ),  $\varepsilon$  Eri ( $g = 0.76$ ), HD 83443 c ( $g = 0.64$ ), 47 UMa c ( $g = 0.42$ ), HD 16141 ( $g = 0.34$ ). Это легко объяснить.

Во-первых, в наблюдаемых системах значения лучевой скорости  $K$  почти всегда превосходят рассматриваемые значения  $w$  в несколько раз, а иногда и на порядки. В таких системах планеты должны быть массивными и (или) двигаться на небольшом расстоянии от звезды. Обнаружение звезд с малыми  $K$  позволит найти более далекие планеты. Как видно из табл. 2, когда значения  $K$  и  $w$  близки, разности между  $a$  и  $\tilde{A}$  малы (например, HD 83443 c, HD 16141, 47 UMa c,  $\varepsilon$  Eri) — планеты наблюдаются на сравнимых с  $\tilde{A}$  расстояниях. Из 76 внесолнечных планет только у 22 приведенная масса  $\tilde{\mathcal{M}}$  меньше приведенной массы Юпитера  $\mathcal{M} = 9.1 \cdot 10^{-7}$ .

Для большинства из этих планет  $30 \text{ м/с} < K < 90 \text{ м/с}$ . Используя табл. 1, легко оценить максимальные расстояния, на которых эти планеты могли быть открыты: они будут в 9–81 раз меньше указанных в таблице. Для планеты с массой Юпитера это расстояние составит 0.1–0.9 а.е., что согласуется с данными табл. 2.

Во-вторых, существенным селективным фактором является время, затраченное на наблюдение конкретной звезды. Постепенно этот фактор будет ослабевать, но спустя 7 лет после начала регулярных наблюдений преждевременно ожидать открытия планет с большими полуосями 20–30 а.е. и периодами орбитального движения несколько десятков и сотен лет.

В настоящее время нельзя сделать надежных статистических выводов о наблюдаемом распределении элементов орбит внесолнечных планетных систем, поскольку точность современных наблюдений недостаточна для обнаружения планет с массой  $m' < 1$  на расстояниях, больших нескольких астрономических единиц.

Эффект селекции, определяемый в первую очередь точностью наблюдений, приводит к тому, что планеты открываются на сравнительно небольших расстояниях  $r < A$  от звезд (см. табл. 2). Пример Солнечной системы показывает, что максимальные радиусы орбит планет могут превышать  $A$ . Если задать распределение  $f(r)$ , то можно связать между собой средние значения радиусов планетных орбит:  $R_F$  — получаемое из наблюдений и соответствующее плотности  $F$ ,  $R_f$  — истинное, определяемое распределением  $f$ , а также  $R_F(A)$ ,  $R_f(A)$ , получаемые отбрасыванием всех планет с  $r > A$ .

$$R_F = R_F(A) = \int_0^A rF(r) dr, \quad R_f = \int_0^\infty r f(r) dr,$$

$$R_f(A) = \int_0^A r f_A(r) dr. \quad (17)$$

**Пример.** Равномерное распределение:

$$f(r) = \frac{1}{a}, \quad 0 \leq r \leq a = \text{const}, \quad a > A. \quad (18)$$

Вычислим плотности вероятности  $F$  и  $f_A$ . Из (6) с учетом (18) и (4)

$$\xi = \frac{1}{a} \int_0^A \sqrt{1 - \frac{r}{A}} dr = \frac{2}{3}b,$$

где  $b = A/a < 1$ . Отсюда, следуя (5) и (7), находим

$$F(r) = \frac{3}{2A} \sqrt{1 - \frac{r}{A}}, \quad B = \frac{3}{2A} \int_0^A dr = \frac{3}{2}, \quad \xi B = b.$$

Используя (12) или (13), получаем

$$f_A(r) = \frac{1}{A}, \quad 0 \leq r < A.$$

Средние расстояния согласно (17) равны

$$R_f = \int_0^a \frac{r}{a} dr = \frac{a}{2}, \quad R_f(A) = \int_0^A \frac{r}{A} dr = \frac{A}{2},$$

$$R_F = \frac{3}{2A} \int_0^A r \sqrt{1 - \frac{r}{A}} dr = \frac{2}{5} A.$$

Соотношения между средними расстояниями следующие

$$\nu_1 = \frac{R_f}{R_F} = \frac{5}{4b}, \quad \nu_2 = \frac{R_f(A)}{R_F(A)} = \frac{5}{4}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что при малых  $b$  наблюдаемое распределение радиусов орбит планет может сильно отличаться от действительного. Для планет с массой порядка Юпитера и меньше выполнение этого условия гарантировано. Действительно, для Солнечной системы следует взять  $a \sim 35$ ,  $A \sim 8$  (Юпитер),  $A \sim 1$  (Сатурн). Поэтому для Юпитера  $b \sim 0.2$ ,  $\nu_1 \sim 5$ . Для Сатурна  $b \sim 0.03$ ,  $\nu_1 \sim 44$ .

Похожие результаты мы получили для степенного и показательного распределений.

## Заключение

Анализ распределения одиночных планет по расстояниям от звезд показывает существенное влияние эффекта селекции. Статистика наблюдаемых внесолнечных систем пока недостаточна для детальных выводов об их строении. Несмотря на то, что все обнаруженные планетные системы по своему строению существенно отличаются от Солнечной, рано делать вывод об уникальности Солнечной системы.

Происхождение наблюдаемых систем, их эволюция требуют серьезного исследования. Повышение точности наблюдений, использование новых методов позволят восстановить статистику и, возможно, обнаружить планетные системы со структурой, подобной Солнечной системе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-02-17820) и Ведущей научной школы (грант 00-15-96775).

## Список литературы

1. *Агекян Т.А.* Теория вероятностей для астрономов и физиков. М.: Наука, 1974. 264 с.
2. *Ксанфомалити Л.В.* Поиск систем внесолнечных планет с помощью спектрального метода лучевых скоростей и астрометрии // Астрон. вестн. 1999. Т.33. №6. С.547–552.
3. *Ксанфомалити Л.В.* Внесолнечные планетные системы // Астрон. вестн. 2000. Т.34. №6. С.529–544.
4. *Ксанфомалити Л.В.* Планетные системы других звезд // Всероссийская астрономическая конференция. Тезисы заявленных докладов. СПб.: НИИХ СПбГУ, 2001. С.103.
5. *Cumming A., Marcy G.W., Butler R.P.* The Lick planet search: detectability and mass thresholds // *Astrophys. J.* 1999. V.526. P.890–915.
6. *Marcy G.W., Butler R.P., Fisher D. et al.* Masses and orbital characteristics of extrasolar planets using stellar masses derived from Hipparcos, metallicity, and stellar evolution. <http://exoplanets.org>.
7. *Perryman M.A.C.* Extra-solar planets // *Rep. Prog. Phys.* 2000. V.63. P.1209–1272.
8. *Schneider J.* The study of extrasolar planets: method of detection, first discoveries and future perspectives // *C. R. Acad. Sci. Paris.* 1999. Т.327. Série IIb. №6. P.621–637.
9. *Schneider J.* The extrasolar planets encyclopaedia. <http://www.obspm.fr/planets>.
10. *Udry S., Mayor M.* The diversity of extra-solar planets around solar-type stars // *Lecture notes in physics: Astrobiology.* Springer Verlag, 2001. In press.

# Тезисы студенческих докладов

М.А.Баньщикова

Томский государственный университет

## УРАВНЕНИЯ ЭНКЕ В ПЕРЕМЕННЫХ ШПЕРЛИНГА-БОДЕ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ЗАДАЧАХ СПУТНИКОВОЙ ДИНАМИКИ

В работе приводятся результаты исследования эффективности полученных автором уравнений Энке в переменных Шперлинга-Бодэ (SB)

$$\begin{aligned}\frac{d^2\delta x}{ds^2} + \delta x + \frac{A}{\omega^2} - \frac{A_K}{\omega_K^2} &= \frac{1}{\omega^2}[r^2 P + (P, x')x'], \\ \frac{d^2\delta r}{ds^2} + \delta r - \frac{\mu}{\omega^2} + \frac{\mu}{\omega_K^2} &= \frac{1}{\omega^2}[r(P, x) + r'(P, x')], \\ \frac{d\delta A}{ds} &= 2x(P, x') - x'(P, x) - rr'P, \\ \frac{d\delta\omega}{ds} &= -\frac{1}{\omega}(P, x'), \quad \frac{d\delta t}{ds} = \frac{r}{\omega} - \frac{r_K}{\omega_K}.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь  $x$  — вектор положения,  $r = |x|$ ,  $\omega$  — частота динамической системы,  $t$  — физическое время,  $s$  — фиктивное время,  $\mu$  — гравитационный параметр,  $A$  — вектор Лапласа,  $P$  — вектор возмущающих сил. Отклонения переменных от их опорных кеплеровских аналогов обозначены символом  $\delta$ .

На основе уравнений (1) была построена численная модель движения спутника Юпитера в гравитационном поле сжатой планеты под действия сил притяжения Солнца и галилеевых спутников. Получены оценки эффективности использования в численном интегрировании уравнений (1) по сравнению с классическими уравнениями и уравнениями в SB-переменных.

### Список литературы

1. *Silver M.A.* A Short Derivation of the Sperlign-Burdet Equations // *Cel. Mech.* 1975. V. 11. I. 4. P. 377–398.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Струйные течения являются высокоэнергетическими и сверхзвуковыми явлениями, сопровождающие образование и эволюцию молодых звезд с аккреционными дисками. Кроме того, важную роль в формировании и развитии струй играет магнитное поле. Все эти особенности необходимо учитывать при моделировании струйного течения, анализ которого обычно производится с рамках идеальной магнитной газодинамики (МГД). Уравнения идеальной МГД в общем случае нелинейны, и допускают аналитические решения только для ограниченного круга задач, поэтому их решают численными методами.

В работе исследуется применимость 2-мерного численного МГД кода "Enlil", разработанного А.Г.Жилкиным, к моделированию струйных течений. В основе кода лежит явная квазимонотонная TVD-схема, имеющая повышенный порядок точности в областях гладкости решения.

Для тестирования и определения областей применимости кода решается ряд модельных задач газодинамики и МГД с различной интенсивностью и конфигурацией магнитного поля и параметрами околозвездных дисков.

Показано, что код корректно аппроксимирует сильные и слабые разрывы и приспособлен для моделирования струйных течений.

## ЭВОЛЮЦИЯ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ МОЛОДЫХ ЗВЁЗД

В рамках модели Шакуры-Сюняева [1] исследуется нестационарная эволюция аккреционных дисков молодых звёзд. Этот процесс имеет две автомодельные стадии [2]. На ранних этапах эволюции во внутренних областях диска устанавливается режим квазистационарной аккреции с практически постоянным по радиусу темпом аккреции, который медленно растёт со временем. Дальнейшая аккреция вещества диска постепенно приводит к его вырождению, в результате чего система переходит в новый автомодельный режим затухания аккреции. В конце этого этапа аккреционный диск естественным образом переходит в качественно новую фазу протопланетного диска.

В работе получены решения, описывающие эти автомодельные стадии. Стадия квазистационарной аккреции описывается автомодельным решением 2-го типа, а стадия затухания аккреции — автомодельным решением 1-го типа. Показатели автомодельности в обоих случаях определяются механизмом поглощения излучения в диске (зависимостью коэффициента непрозрачности от плотности и температуры). В работе рассмотрены коэффициенты непрозрачности для случаев поглощения на ледяной пыли, графитовой пыли и на молекулах.

### Список литературы

1. Шакура Н.И., Сюняев Р.А. // *Astron. and Astrophys.* 1973. V.24. P.337.
2. Любарский Ю.Э., Шакура Н.И. // *Письма в АЖ.* 1987. Т.13. С.917.



## О СВОЙСТВАХ МНК-ОЦЕНОК НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТ МАЛЫХ ТЕЛ

В настоящее время проблема построения достоверных областей возможных движений малых тел приобрела особую актуальность при их идентификации и описании эволюции движения.

Обычное построение областей возможных движений базируется на оценках метода наименьших квадратов (МНК-оценках). Это связано с рядом замечательных свойств МНК-оценок. Известно, что в классе линейных несмещенных оценок они являются лучшими. Однако, как показали в последние десятилетия исследования в области математической статистики, МНК-оценки на практике во многих случаях не являются лучшими и уступают по своим качествам другим оценкам. Использование таких оценок может привести к построению недостоверных областей возможных движений малых тел. Основной причиной, ухудшающей качество МНК-оценок, является наличие систематической составляющей в суммарных ошибках наблюдений и математической модели движения.

В данной работе приводятся результаты исследования свойств МНК-оценок параметров орбит малых тел на множестве вероятностных распределений ошибок наблюдений. Получены численные оценки максимальной величины систематической составляющей в ошибках наблюдений и модели движения, в пределах которой начальная область возможных движений, определяемая МНК-оценками первого и второго статистических моментов параметров орбит, является достоверной.

При решении этой задачи был использован моделирующий программный комплекс, позволяющий формировать вектор измерений с различными распределениями ошибок и оценивать смещение определяемой области возможных движений относительно истинного решения.

А.И.Васюнин, А.Л.Гейбух,  
Г.М.Госьков, А.М.Соболев  
Уральский государственный университет  
С.В.Логвиненко, А.М.Толмачев,  
А.П.Цивилев, Г.Т.Смирнов  
Пушчинская Радиоастрономическая Обсерватория ФИАН

## НАБЛЮДЕНИЯ С ВЫСОКИМ СПЕКТРАЛЬНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ НА РТ-22 ПРАО ФИАН

Для решения ряда астрофизических задач требуются наблюдательные данные с высоким спектральным разрешением. В докладе рассматривается одна из таких задач - определение физического состояния темных молекулярных облаков по наблюдениям линий цианополиинов ( $HC_{2n-1}N$ ), ширины которых составляют 0.1-0.4 км/с. В августе 2001 г. на радиотелескопе РТ-22 был введен в действие автокоррелятор АК-1024, позволяющий довести спектральное разрешение до 1.875 кГц (0.0155 км/с) на канал. Наилучшее разрешение, доступное ранее, составляло 7.5 кГц (0.06 км/с) на канал, что сравнимо с шириной линии в темных облаках. Нами был разработан и реализован программный комплекс, позволяющий проводить наблюдения в автоматическом режиме управления телескопом. Проверкой программно-аппаратного комплекса явились наблюдения линии  $HC_3N$  на частоте 36.392 ГГц с разрешением 2.0 кГц на канал, по результатам которых был получен спектр линии  $HC_3N(J = 4 - 3)$  в темном облаке ТМС-1. Таким образом, наша работа обеспечила возможность проведения наблюдений с высоким спектральным разрешением на РТ-22 ПРАО ФИАН.

Работа выполнена при поддержке INTAS и программы "Астрономия".

**ЗВЕЗДНОЕ СКОПЛЕНИЕ НА НЕКРУГОВОЙ ОРБИТЕ  
В ГАЛАКТИКЕ**

При теоретических исследованиях динамики звездных скоплений в поле приливных сил Галактики обычно предполагается, что центр масс скопления движется в Галактике по круговой орбите. В данной работе рассматривается более общая задача.

Предполагается, что стационарный осесимметричный потенциал Галактики  $U(R, z)$  можно разложить в экваториальной плоскости  $z = 0$  в ряд Тейлора:

$$U(R, 0) = U(R_0, 0) + \sum_{k=1}^{\infty} k_i (R - R_0)^k .$$

Коэффициенты  $k_i$  определяются по кривой вращения Галактики или по модели гравитационного потенциала. Методом Ляпунова решаются уравнения движения центра масс скопления как материальной точки, движущейся в экваториальной плоскости в поле потенциала  $U(R, 0)$ . Вводится неинерциальная система отсчета  $x, y, z$ , начало которой совпадает с центром масс скопления, а ось  $x$  проходит через центр Галактики и центр скопления. В этой системе координат записываются уравнения движения пробной звезды скопления.

Если ограничиться приближением, в котором орбита центра масс считается эпитциклической, то эти уравнения совпадают с известными уравнениями во вращающейся системе отсчета, и как следствие, для них существует интеграл Якоби.

Уравнения движения преобразованы к безразмерному виду и использованы для вывода уравнений гросс-динамики скопления.

## ЭВОЛЮЦИЯ ВРАЩЕНИЯ МОЛОДЫХ ЗВЁЗД

В работе проводится исследование зависимости угловой скорости вращения магнитных молодых звезд от возраста и ряда модельных параметров. Расчет проводится с учетом аккреционного диска, его магнитного поля и вращающего момента.

Рассматриваются три модели остаточного магнитного поля звезды: 1) открытая; 2) дипольная; 3) квадрупольная. Для всех случаев строится система дифференциальных уравнений, характеризующая эволюцию вращения звезды, которая решается методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

Начальная напряженность магнитного поля выбирается таким образом, чтобы максимально приблизить к наблюдаемому для молодых звезд типа Т-тельца, т.е. около 100-500 Гс. Но для полноты картины рассматриваются и критические случаи, как например, 2000 Гс.

В численных расчетах прослеживается не только как изменяется угловая скорость с течением времени, но и как эволюционируют другие величины, характеризующие звезду и аккрецирующий диск, такие как магнитное поле, радиус, масса центрального тела, скорость аккреции, и перенос углового момента.

Т.С.Зобачева, А.М.Ахмадинурова,  
А.Б.Островский  
Уральский государственный университет  
А.М.Соболев  
Астрономическая обсерватория УрГУ

## СПЕКТРЫ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ И ЦИКЛЫ НАКАЧКИ ЯРКИХ МАЗЕРОВ $CH_3OH$ И $OH$

Получены спектры потерь энергии молекулами  $CH_3OH$  и  $OH$  для условий, когда радиативно-радиативная накачка приводит к появлению ярких межзвёздных мазеров. Рассматривался следующий набор параметров: кинетическая температура 30К, 150К; логарифм концентрации водорода в  $cm^{-3}$ : 8.9, 7.5, 6.0, 5.0; логарифм лучевой концентрации молекул  $CH_3OH$  и  $OH$ : 13.7, 12.0, 11.0. Построены наиболее сильные циклы накачки ярких мазеров  $CH_3OH$  и  $OH$ . Показано, что в оптически тонком случае в зоне формирования мазеров молекулы  $OH$  теряют энергию в инфракрасной области спектра. Эффективность потерь растёт с повышением температуры и плотности.

*Рис. 1.* Спектры потерь энергии молекулами  $CH_3OH$  и  $OH$  при  $T_k = 150K$ ,  $LOG(DH_2) = 8.9$ ,  $LOG(spec.col.dens) = 11.0$

**ШИРОКОПОЛОСНЫЕ  
ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ ОТ  
ДВОЙНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД НА  
ЭКСЦЕНТРИЧЕСКИХ ОРБИТАХ**

Начало 21 века будет ознаменовано введением в строй крупных международных проектов для регистрации Гравитационных Волн (ГВ) Уже появились первые записи и месяца наблюдений интерферометром Тама-300 в Токио, а 28 декабря начнется первый совместный сеанс наблюдений двумя интерферометрами LIGO в США и GEO-600 под Ганновером в Германии. Космический проект, разрабатываемый совместно ESA и NASA – это Laser Interferometr Space Antenna (LISA), состоит из трех спутников, удаленных друг от друга на расстояние 5 миллионов километров. Этот детектор будет обладать высокой чувствительностью в диапазоне частот  $10^{-4} - 10^{-1}$  Гц. Астрофизическими источниками для этой антенны станут слияния двойных сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик, отдельные тесные двойные системы, реликтовый фон ГВ.

Компактные двойные звезды нашей Галактики образуют стохастический фон ГВ, который можно будет обнаружить на частотах  $10^{-5} - 10^{-3}$  Гц. На частотах меньших  $10^{-3}$  Гц возможна регистрация ГВ от отдельных систем и стохастических фонов другой, например, космологической, природы.

Излучение от двойных систем на вытянутых орбитах обладает рядом особенностей. Максимум излучения приходится на моменты вблизи прохождения периастра и происходит на больших гармониках орбитальной частоты. Для стационарного распределения двойных нейтронных звезд в Галактике существует несколько систем с большим эксцентриситетом и орбитальными периодами в диапазоне от нескольких десятков минут до нескольких дней, от которых гравитационно-волновое излучение в периастре будет наблюдаться как широкий импульс в частотном диапазоне 1-100 мГц. Космический интерферометр LISA сможет регистрировать импульсный сигнал от этих систем на уровне отношения сигнала к шуму  $S/N > 5\sqrt{5}$  в диапазоне частот  $\sim 10^{-3} - 10^{-1}$  Гц.

## СТАБИЛИЗАЦИЯ ТИПА БАУМГАРТА В ОГРАНИЧЕННОЙ КРУГОВОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Предлагается метод типа Баумгарта для стабилизации дифференциальных уравнений ограниченной круговой задачи трех тел. Метод основан на введении так называемых стабилизирующих возмущений [1,2], которые удерживают численное решение около гиперповерхности, задаваемой интегралом Якоби.

На примере астероидной задачи исследуется эффективность стабилизации для различных конфигураций астероидных орбит. Экспериментальные данные показывают, что применение стабилизированных преобразований позволяет повысить точность численного решения задачи на несколько порядков.

### Список литературы

1. *Baumgarte J.* Numerical Stabilization of the Differential Equations of Keplerian Motion // *Cel. Mech.* 1973. V. 5. I. 4. P. 490–501.
2. *Авдошев В.А.* Новый метод стабилизации уравнений слабозмущенного кеплеровского движения // *Материалы Всероссийской астрономической конференции 6–12 августа 2001 г.* СПб: Изд-во АИ СПбГУ. 2001. С. 5–6.

## СРАВНЕНИЕ ЧЕТЫРЕХ СПОСОБОВ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ОБЛАСТЕЙ ВОЗМОЖНЫХ ДВИЖЕНИЙ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Рассмотрены четыре способа отображения во времени областей возможных движений (ОВМ) космических объектов (КО). В качестве начальной области во всех способах используется эллипсоид ошибок вектора начальных параметров движения КО, получаемый из наблюдений методом наименьших квадратов.

В первом способе начальный эллипсоид ошибок аппроксимируется 1500 точками с помощью датчика случайных чисел, после чего каждая из точек отображается на выбранную эпоху путем численного интегрирования системы дифференциальных уравнений. Этот способ (назовем его нелинейным) дает наиболее точную картину эволюции ОВМ и используется в качестве эталонного.

Второй способ отображения также является нелинейным, однако точки, используемые для аппроксимации начального эллипсоида ошибок, задаются на концах полуосей 5-мерных эллипсоидов-сечений, полученных в результате сечения эллипсоида ошибок гиперплоскостями, перпендикулярными его наибольшей оси, т.е. с помощью так называемого способа сечений.

В основе двух оставшихся способов лежит линейное отображение эллипсоида ошибок на другую эпоху. Различие между ними заключается в способе построения видимой границы прогнозируемой области на небесной сфере.

Описанные способы построения областей возможных движений сравнивались между собой на примере моделирования движения низкоорбитального спутника по данным измерений. Для этого была разработана аналитическая модель движения спутника с учетом возмущения первого порядка от сжатия Земли.

В результате проведенного численного эксперимента получены оценки областей применимости рассмотренных способов.



**Н.А.Кудрявцева**

Санкт-Петербургский государственный университет

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КРИВЫХ БЛЕСКА РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ 4U0115+63**

В работе представлен анализ кривых блеска V635 Cas, оптического компонента транзиентного рентгеновского пульсара 4U0115+63, в цветовых полосах BVRI, полученных в 1999÷2001 годах в Крымской Астрофизической Обсерватории с участием автора.

С использованием различных методов проведен поиск возможных периодических компонентов. Впервые для этого объекта были обнаружены колебания с периодом, близким, но не совпадающим с орбитальным периодом системы.

**В.М.Малеев**

Санкт-Петербургский государственный университет

### **КООРДИНАТЫ РАДИОИСТОЧНИКА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА**

Для трехмерного моделирования активных областей на Солнце мы должны точно знать координаты источников излучения. В работе предлагается один из способов определения координат источника в радиодиапазоне. Метод, взятый мной за основу, применялся ранее для наблюдений полученных на инструментах с ножевой диаграммой направленности. В данной работе рассматривается метод, расширенный для применения к двумерным картам Солнца, полученным в радиодиапазоне, в частности на Японском радиогелиографе Nobeyama. В работе приведен сам метод, его характеристики и результаты, полученные при обработке данных.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ФРАГМЕНТОВ  
РАСПАДА ГЕОСТАЦИОНАРНОГО СПУТНИКА НА  
БОЛЬШИХ ИНТЕРВАЛАХ ВРЕМЕНИ**

Исследуется эволюция потока фрагментов распада геостационарного спутника на интервалах времени порядка 1–5 лет, образовавшихся в результате изотропного взрыва космического аппарата на орбите.

Для моделирования были использованы дифференциальные уравнения движения в прямоугольных координатах, учитывающие возмущения от геопотенциала, Луны и Солнца. Производные от потенциальной функции находятся по рекуррентному алгоритму Канингема. Положения Луны и Солнца вычисляются по эфемериде DE200/LE200. Уравнения интегрируются методом Эверхарта 15-го порядка.

Произведена оценка влияния гармоник геопотенциала  $V_{20}$  и  $V_{22}$ , а также Луны и Солнца на распределение фрагментов распада искусственного спутника по орбите. В качестве характеристики влияния указанных сил использованы отклонения истинной долготы

$$\lambda = \Omega + \omega + v$$

от ее кеплеровского аналога. Здесь  $\Omega$  — долгота восходящего узла,  $\omega$  — аргумент перицентра,  $v$  — истинная аномалия.

Результаты показывают, что все перечисленные выше возмущающие факторы необходимо учитывать при численном моделировании эволюции фрагментов распада на длительных интервалах времени.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНЫХ СВОЙСТВ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РАЗЛИЧНЫХ КЛАССОВ  
ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ**

Сейчас существует множество различных моделей источников гамма-всплесков, связывающих всплески с различными “обычными” объектами. Распределения возможных “прародителей” гамма-всплесков характеризуются фрактальными размерностями. Сравнивая фрактальные размерности распределений “прародителей” с полученными данными для распределения соответствующего класса гамма-всплесков можно судить о том, насколько подходит данный тип объектов в качестве “прародителя”. Таким образом величина фрактальной размерности распределения для всплесков какого-либо класса может служить критерием для отбора кандидатов в “прародители” или, наоборот, давать информацию о распределении “прародителей”.

Для исследования классификаций данные о гамма-всплесках брались из окончательного каталога BATSE (Burst And Transient Source Experiment) на конец 2000 года. Было рассмотрено три типа классификаций: классификации по продолжительностям  $T_{90}$ , где  $T_{90}$  — время, за которое накапливается 90% энергии всплеска; двумерные классификации по продолжительностям  $T_{90}$  и жесткостям спектров  $HR$  и эмпирические классификации. Для многих классификаций, введшихся разными авторами, были рассчитаны фрактальные размерности выделенных классов всплесков.

Также была рассмотрена обратная задача — поиск класса всплесков на диаграмме  $(T_{90}; HR)$ , который имел бы фрактальное распределение, т.е. фрактальную размерность  $D \neq 2$ . Классы выделялись посредством критериев вида  $F(HR) < G(T_{90})$ , где  $F$  и  $G$  — достаточно простые функции.

Показано, что распределения выделявшихся ранее классов гамма-всплесков по небесной сфере является однородным. Классы гамма-всплесков, имеющего фрактальную размерность  $D \neq 2$ , не существует.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В  
ОСЕССИММЕТРИЧНЫХ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ  
МЕТОДОМ SPH**

Важнейшей проблемой аккреционных дисков (АД) является вопрос о механизмах отвода углового момента, обеспечивающих падение вещества на гравитирующий центр [1]. Другая задача связана с необходимостью объяснить широкий спектр нестационарных проявлений в аккрецирующих системах. В связи с этим особый интерес представляют нестационарные течения, обусловленные развитием гидродинамических неустойчивостей. Линейный анализ показал неустойчивость звуковых волн в вязком газовом диске [2]. Необходимыми условиями нарастания акустических возмущений являются сильная дифференциальность вращения  $n \equiv -d \ln \Omega / d \ln r \simeq 3/2$  (квазикеплеровский АД) и зависимость коэффициента динамической вязкости от термодинамических параметров (например, плотности и температуры).

Целью данной работы является рассмотрение динамики диссипативно неустойчивых акустических возмущений в АД на нелинейной стадии. В рамках численного моделирования показана принципиальная возможность роста звуковых колебаний вплоть до образования ударных волн. Необходимость описывать динамику мелкомасштабных акустических волн, приводящих к нестационарной системе ударных волн, предъявляет особые требования к численной схеме. Для решения проблемы “граничных эффектов” в качестве численного метода интегрирования осесимметричных уравнений гидродинамики выбран SPH-код. В уравнениях гидродинамики учитывается вязкая сила, которая определяется тензором вязких напряжений  $W_{r\varphi} = -\alpha P$  ( $\alpha$ -параметр определяет уровень вязкости [1],  $P$  — давление газа). Используется модель тонкого газового диска в гравитационном поле точечной массы. На рисунке показано радиальное распределение поверхностной плотности, демонстрирующее наличие ударных волн.

Таким образом, в осесимметричном вязком аккреционном диске диссипативно неустойчивые акустические возмущения могут нарастать до стадии слабых ударных волн.

## Список литературы

1. *Shakura N.I., Sunyaev R.A.* // Astron. Astrophys. 1970. V.34. P.337.
2. *Khoperskov A.V., Khrapov S.S.* AsAs, 1999, v. 345, p. 307

## КОРРЕЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕКОТОРЫХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Изучение переменности источников в различных диапазонах и их корреляции способно расширить наше представление о структуре объектов, их геометрии и физических условиях. Времена запаздываний оптической кривой блеска относительно рентгеновской (или наоборот) в активных галактических ядрах (АГЯ) налагают жесткие ограничения на параметры дисковой аккреции. "Стандартная" модель АГЯ включает в себя сверхмассивную черную дыру ( $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ ) и аккрецирующую окружающую материю. Оптическое и УФ излучение возникает как за счет диссипации грав. энергии во внешних частях диска, так и за счет переизлучения рентгена. В рамках такой модели основное энерговыделение происходит на расстояниях от единиц до десятков гравитационных радиусов центральной черной дыры (ок.  $10^{-5}$  угловой секунды). К изучению корреляции рентгеновского и оптического излучения подходили уже многие исследователи. При этом использовались измерения рентгеновских спутников ASCA, ROSAT, EXOSAT и др. Ряды наблюдений отличались неплохим отношением сигнал/шум, но не обладали хорошей заполненностью. До настоящего времени полученные результаты остаются крайне неоднозначными и противоречивыми. В одних случаях запаздывания оптического излучения относительно рентгеновского обнаружено не было, в других было, в третьих были указания на опережение вариаций в оптике относительно рентгена. В работе была сделана попытка внести свой вклад в анализ проблемы с использованием измерения ASM (монитора всего неба) рентгеновского спутника RXTE, отличающихся очень хорошим заполнением, но с малым отношением сигнал/шум. Целью работы явился анализ пригодности этих рентгеновских данных для выяснения соотношения рентгеновской и оптической переменности АГЯ и попытка извлечения информации из доступных нам данных. Были получены значимые пики кросскорреляционных функций на запаздывания в сотни дней, причем в некоторых случаях с опережением оптической составляющей по отношению к рентгеновской. Это означает, что, возможно,

часть аккрецирующего вещества сначала попадает в удаленные от центра области аккреционного диска — происходит вспышка излучения в оптике. Затем происходит постепенное проникновение этой порции в центральные области и соответственно увеличение потока рентгеновского излучения. Величина запаздывания может дать оценку времени диффузии аккрецирующего вещества к центру.

**Н.Подорванюк**  
Московский государственный университет

### **КИНЕМАТИКА НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА В НЕПРАВИЛЬНОЙ КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКТИКЕ IC 1613**

С целью изучения структуры и кинематики межзвёздной среды, подверженной действию звёздного ветра и сверхновых, проведена обработка наблюдений неправильной карликовой галактики IC1613 в линии 21 см, полученных с помощью радиоинтерферометра VLA. Построено интегральное изображение галактики в линии 21 см. Выявлено большое число оболочек и сверхоболочек, возможно связанных с действием звёздного ветра и сверхновых на межзвёздную среду. Построено распределение лучевой скорости вдоль избранных направлений. Выявлены области с наибольшими скоростями внутренних движений. Показано, что наибольшие скорости наблюдаются в единственной области современного звездообразования в галактике.

Работа сделана при поддержке гранта РФФИ №01-02-16118.

**Д.А.Терентев**  
Санкт-Петербургский государственный университет

### **АНАЛИЗ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА: ОТ ФУРЬЕ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ К ВЕЙВЛЕТАМ**

В представляемой работе проведено сравнение классического Фурье-анализа с вейвлет-преобразованиями на примере анализа чисел Вольфа на промежутке от 1700 до 2000 года.

Получены оценки спектра мощности методом Фурье (периодограммы) и методом вейвлетов (скалограммы). При сопоставлении скалограммы с периодограммами, показано преимущество вейвлет-анализа при применении его к рядам, характеристики которых меняются со временем.

---

© Н.Подорванюк, 2002

© Д.А. Терентев, 2002



## СПУТНИКИ МАЛЫХ ПЛАНЕТ

За последние годы в Солнечной системе было открыто около двух десятков спутников астероидов (двойных астероидов). Большая часть из них находится в главном поясе астероидов или среди АСЗ. Но также найдены такие объекты среди койперовских астероидов и троянцев.

Двойные и кратные объекты, в особенности наиболее широкие из них, служат чуткими индикаторами динамической обстановки и ее эволюции в той системе, где они живут. Например, тот факт, что большие полюсы двойных звезд в Галактике ограничены значением 0.1 пк помогает понять, каков главный фактор приливной неустойчивости в солнечных окрестностях галактического диска: им служит не общее приливное поле Галактики (как это долго считалось), а влияние гигантских молекулярных облаков. Это же подход можно предложить для попытки объяснения наблюдаемых размеров двойных астероидов.

На устойчивость двойного астероида главным образом влияют притяжение Солнца, возмущения от планет и сближения с другими астероидами. Солнце ограничивает размер системы до т.н. радиуса сферы гравитационного влияния, который во всех известных случаях более чем на порядок превышает размер орбиты спутника. Влияние планет на движение астероидов еще меньше. Существенным эффектами являются сближения и столкновения астероидов друг с другом. В результате можно добиться ограничения размеров двойных астероидов, но только если предположить, что большинство двойных астероидов образовалось вместе с солнечной системой, а теперь этот процесс несущественный.

Дальнейшее изучение двойных астероидов позволит больше узнать о далеких и малоизученных областях Солнечной системы.

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ  
ПЕРЕМЕННОЙ WZ СТРЕЛЫ В ФАЗЕ ВСПЫШЕЧНОЙ  
АКТИВНОСТИ**

В июле 2001 г. была зарегистрирована сверхвспышка карликовой новой WZ Стрелы, раньше ожидаемого на 10 лет, в течение которой были получены фотометрические и спектральные данные на телескопе Цейсс-1000 (САО РАН).

Водородные линии в спектрах, образующиеся в аккреционном диске, имеют двухпиковую структуру, что осложняет определение лучевых скоростей системы. За время, прошедшее между наблюдениями увеличилась полуширина и расстояние между пиками.

Были определены орбитальные элементы по линии  $H_{\beta}$  отдельно для двух ночей, которые практически совпали друг с другом. Но значение полуамплитуды изменения лучевой скорости белого карлика  $K=180$  км/с резко отличается от определенного другими авторами в спокойном состоянии:  $K=50$  км/с. Однако исследования во время предыдущих вспышек привели к похожим результатам. Объяснение такого интересного результата требует детального рассмотрения физических процессов, происходящих в системе во время вспышки. Были определены основные физические параметры системы. Масса и радиус вторичной звезды определялись, основываясь на предположении, что она заполняет свою полость Роша:  $M_2 = 0.162M_{\odot}$ ,  $R_2 = 0.157R_{\odot}$ . Однако, определенное нами значение массы белого карлика  $M_1 = 0.155M_{\odot}$  не может считаться истинным, как и то, что кривая лучевых скоростей действительно отражает движение белого карлика - такого резкого изменения полуамплитуды белого карлика во время вспышки не могло быть на самом деле.

В результате обработки фотометрических наблюдений были получены кривые блеска в В и V фильтрах. На кривых для 17 августа в фильтре V наблюдается 2 горба с амплитудой 0.15 зв. величины. 18 августа остался только один горб с амплитудой 0.3 зв. величины. Уровень первичного минимума уменьшился за сутки на 0.57 зв. величины. Такое быстрое изменение вида кривых блеска характерно для звезд типа SU UMa, к которым относится WZ Стрелы.

## ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ В ЧИСТО РАССЕИВАЮЩИХ ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТЫХ АТМОСФЕРАХ

Рассматривается модельная задача теории образования линий в оптически толстых чисто рассеивающих звездных атмосферах. Численным методом получено решение интегрального уравнения переноса излучения в частотах линий для двухуровневого атома в приближении полного перераспределения по частотам при рассеянии. Найдено новое представление ядра интегрального уравнения в виде суммы экспонент с весовыми коэффициентами. Полученные численные результаты сравнены с тем, что дает расчет по формулам асимптотической теории. На основании асимптотической теории найдено положение максимумов интенсивности в линии при различных профилях поглощения.

### Список литературы

1. *Mihalas D.* Звездные атмосферы т. 2, гл. 11, М.: Мир, 1982.
2. *Avrett E.H., Hummer D.G.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 130, 295, 1965.
3. *Kalkofen W.* (ed.) // Numerical Radiative Transfer, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987.
4. *Ivanov V.V.* // Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS SP №385, Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office, 1973.
5. *Ivanov V.V.* in Stellar Atmospheres // Beyond Classical Models, L. Crivellari et al. (eds.), p. 81, Dordrecht: Kluwer Publ. Co., 1991.
6. *Иванов В.В.* // Астрон. ж., 41, 1097, 1964.
7. *Иванов В.В.* в сб. Теория звездных спектров, под ред. В. В. Соболева и др., с. 127, М.: Физматгиз, 1966.
8. *Нагирнер Д.И.* Лекции по теории переноса излучения, Спб.: Изд-во СПбГУ, 2001 (см. также <http://www.astro.spbu.ru/astro/win/resources/index.htm>).

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ПЛОСКИХ ПРОТООБЪЕКТАХ.

Рассмотрены возможные наблюдательные проявления несветящихся объектов, относящихся к эпохе "темных веков" ( $10 < z < 1000$ ), до образования самостоятельно излучающих звезд и галактик. Эти объекты представляют собой протоскопления галактик и могут проявить себя косвенно, искажая равномерный фон реликтового излучения (РИ) [1]. Искажения обусловлены возможными peculiarными скоростями протообъектов относительно РИ ( $\sim 150$  [2]). Вследствие движения возникают флуктуации интенсивности и поляризация РИ, рассеянного этими объектами. Существует две теории образования протоскоплений галактик: "блинная теория" [3] и "модель иерархического скупивания" [4]. Согласно первой, вещество схлопывается в плоские образования — "блины", вследствие чего возникают первичные ударные волны, которые моделируются плоскими слоями. Во второй, посредством слияния мелких плотных объектов образуются более крупные структуры. Но характер их крупномасштабного распределения тот же — плоские "блины".

Рассмотрено рассеяние РИ на оптически тонком и оптически толстом движущемся слое. Были получены аналитические формулы и сделаны численные оценки анизотропии  $\Delta I/I_0$  и поляризации  $P$  РИ, возникающих при рассеянии РИ на протообъектах. Для типичных параметров протообъектов они составляют  $10^{-4}$ – $10^{-6}$  и  $10^{-5}$ – $10^{-7}$  соответственно. Эти величины вполне доступны современным наблюдениям.

### Список литературы

1. *Дубрович В.К.* // Письма в Астрон. журн. 1977. N.3. P.243.
2. *Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B.* // MNRAS. 1980. V.190. P.413.
3. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Строение и эволюция Вселенной. М.:Наука, 1975.
4. *Knebe A., Muller V.* // Astron. Astrophys. 1999. V.341. N.1.

## ГРОСС-ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЕЙ СФЕРИЧЕСКИХ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Под гросс-параметрами понимаются интегральные характеристики систем как целого, такие, как масса  $M$ , момент инерции относительно центра масс  $J$ , потенциальная энергия  $W$ , вириал  $V$  (для самогравитирующих систем последние понятия совпадают). Знание гросс-параметров необходимо для оценки масс звездных систем по теореме вириала и для изучения крупномасштабной эволюции гравитирующих систем.

Мы нашли гросс-параметры для ограниченного шара с законом плотности Иддиса-Мазотти,

$$\nu(r) = \nu_0 \frac{3 - r^2/r_0^2}{(1 + r^2/r_0^2)^3}, \quad r \leq \sqrt{3}r_0.$$

Потенциал такой системы совпадает с потенциалом Паренаго. Найдено, что для такой модели

$$M = \frac{3\sqrt{3}}{4}\nu_0 r_0^3, \quad -W = a \frac{GM^2}{r_0}, \quad a \approx 1.06, \quad J = bGM r_0^2, \quad b \approx 1.38,$$

“вириальная” дисперсия скоростей

$$\sigma^2 = -W/M = cGM/r_0, \quad c \approx 1.06,$$

безразмерный параметр концентрации

$$f^2 = \frac{J^{1/2}(-W)}{GM5/2} \approx 0.2774.$$

Рассмотрена суперпозиция двух таких шаров с массами  $M_i$  и радиусами  $r_i$ . Найдены  $W$ ,  $J$ ,  $\sigma^2$ ,  $f^2$ , а также вириал каждой компоненты  $V_i$ , их моменты инерции  $J_i$ , параметры  $\sigma_i^2$ ,  $f_i^2$  как функции безразмерных величин  $M_1/M_2$  и  $r_1/r_2$ .

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ  
ИЕРАРХИЧЕСКИХ ДИНАМИЧЕСКИ АДАПТИВНЫХ  
СЕТОК**

Применение иерархических динамически адаптивных сеток (AMR, Adaptive Mesh Refinement) [1], [2] позволяет эффективно использовать вычислительные ресурсы в задачах, в которых решение может содержать большие градиенты или быстрые временные вариации. Данная технология основана на использовании иерархической структуры ячеек (подсеток), лежащих на различных уровнях разрешения. Эти ячейки могут локально динамическим образом добавляться или удаляться из сетки в зависимости от сложности картины течения в данной точке расчетной области в данный момент времени. В результате алгоритм автоматически приспособливает расчетную сетку на моделирование данного конкретного течения с адекватным пространственным и временным разрешением. Так, например, в случае распространения ударной волны расчетные ячейки динамически создаются перед ударной волной, и уничтожаются за ней.

В данной работе построена иерархическая динамически адаптивная сетка для моделирования многомерных (двух- или трехмерных) астрофизических гидродинамических течений. Представлены результаты тестового расчета линейного переноса квадратного профиля плотности (решение уравнения адвекции).

**Список литературы**

1. *Berger M.J., Colella P.* Local Adaptive Mesh Refinement for Shock Hydrodynamics // J. Comput. Phys. 1989. V.82. P.64.
2. *Khokhlov A.M.* Fully threaded tree for adaptive refinement fluid dynamics simulations. // Astro-ph/9701194. 25 Jan 1997.

# Тезисы кратких сообщений и стендовых докладов

**О.Ю.Барсунова**

Санкт-Петербургский государственный университет

**И.Д.Караченцев**

Специальная Астрофизическая Обсерватория РАН

**Е.К.Гребель**

Max-Planck-Institut für Astronomie

**Л.Н.Макарова**

Специальная Астрофизическая Обсерватория

## ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК НИЗКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ

Карликовые галактики являются наиболее распространенным типом галактик во Вселенной и составляет большинство в группах и скоплениях галактик. Они играют важную роль в концепции звездного населения, являются ключом к пониманию химической эволюции и темной материи в галактиках и могут быть решающим фактором для расшифровки галактической космогонии и эволюции.

Несмотря на их распространенность, о большинстве этих галактик многое еще не известно. Фотометрические данные об интегральных звездных величинах и показателях цвета известны со значительной неточностью.

В рамках работы по обнаружению и изучению карликовых галактик, наблюдения для которой проводят на таких инструментах как 6-м телескоп САО, 10-м телескоп им. Кека и Hubble Space Telescope, нами были сделаны наблюдения 15 карликовых галактик на 3.5-метровом телескопе обсерватории Apache-Point в феврале 2000г. Большинство объектов было исследовано впервые. На данный момент эти галактики одни из наиболее слабых объектов этого типа.

В результате нами получены интегральные звездные величины и показатели цвета, а также построено распределение цвета вдоль радиуса галактики. С помощью построения азимутально-усредненного профиля поверхностной яркости мы оценили центральную поверхностную яркость наших объектов. У большинства галактик профили

---

© О.Ю. Барсунова, И.Д. Караченцев, Е.К. Гребель, Л.Н. Макарова, 2002

были построены вплоть до изофоты 28 mag/sq.sec. На основе полученных данных было построено две зависимости:  $\mu_0 - M_B$  и  $(B - V) - \mu_0$ .



**О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ ФУНКЦИИ  
РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ДВУМЯ КЕПЛЕРОВСКИМИ  
ОРБИТАМИ**

В работах [1], [2], [3] была начата работа по исследованию функции расстояния между двумя кеплеровскими орбитами. В настоящей работе рассматривается функция  $g$  для случаев второй круговой орбиты и общего, как продолжение работы [3].

При разложении на множители функции  $g$  для общего случая, выраженной через коэффициенты  $C, A, B, M, N, K$ , был выделен общий множитель и оставшийся сомножитель был разделен на 2 слагаемых, в каждом из которых также было выделено по общему множителю: в первом слагаемом им оказался так же :  $K(B^2 - C^2)(A^2 - C^2)$ , а во втором —  $C : 2C(MB(B^2 - C^2) + NA(A^2 - C^2))$ .

В случае второй круговой орбиты ( $e_1 = 0$ ) нулю, коэффициент будет равен 0 и функция имеет вид, рассматривавшийся в [3].

$$-(A^2 + B^2)(A^2N^2 + B^2M^2 - C^2M^2 - 2ABMN - C^2N^2)$$

Был проведен анализ влияния изменения элементов орбит на форму функции и количество ее корней, основываясь на методике, предложенной в [3].

**Список литературы**

1. *Konstantin V. Kholshchevnikov, Nikolay N. Vassilev* On the Distance function between two keplerian elliptic orbits//Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy 75: 75-83, 1999
2. *Н.Н. Васильев* Определение особых точек функции расстояния между точками кеплеровских орбит// Бюллетень Института Теоретической Астрономии 14(5) (1978), Ленинград, с.266-268
3. *К.В. Холшевников, В.Э. Берланд* Свойства функции расстояния коапсидальных пар кеплеровских орбит//Всероссийская астрономическая конференция. Тезисы заявленных докладов. СПб.: НИИХ СПбГУ, 2001. С.14.

В.Э.Берланд, Ю.З.Вибе, Д.В.Гламазда,  
П.Е.Захарова, Г.Т.Кайзер, Э.Д.Кузнецов,  
Г.С.Ромашин

Уральский государственный университет

## ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ В АО УРГУ В 1993 – 2001гг

В период с 1993 по 2001 годы в Астрономической обсерватории УрГУ проводились фотографические наблюдения геостационарных спутников для решения научных и прикладных задач. Всего выполнено 29 обзоров геостационарной области от  $19^\circ$  до  $90^\circ$  восточной долготы, а также наблюдения пассивных ГСС с целью исследования их орбитального движения.

Наблюдения проводились на камере СБГ ( $F=777\text{мм}$ ,  $D=420\text{ мм}$ ) с автоматическим ведением на персональном компьютере журнала наблюдений и регистрацией моментов времени. Для этой цели был создан блок управления процессом наблюдений и фиксирования основных результатов, включающий в себя кварцевые часы и прибор автоматической установки фокусного расстояния телескопа. Создано также необходимое программное обеспечение.

Астрометрическая обработка наблюдений выполнялась по ранее разработанной методике с использованием новой версии программы вычислений на РС. Новый вариант программы был создан на основе программы для обработки астроснимков. Программа написана на языке Фортран, дополнена блоком, позволяющим обрабатывать как снимки с одиночными изображениями звезд, так и спутникограммы, а также блоком перевода координат из системы, связанной с экватором и равноденствием 1950.0, в систему J2000.0 и обратно. В качестве опорного используется звездный каталог PPM.

В результате обработки наблюдательного материала получено 3557 положений различных геостационаров и по ним 217 предварительных орбит. Визуальным способом и по методике, основанной на сравнении элементов предварительных орбит, произведено отождествление наблюдений ГСС внутри каждого сеанса наблюдений. Проводится отождествление орбит ГСС, полученных по наблюдениям различных сеансов.

---

© В.Э.Берланд, Ю.З.Вибе, Д.В.Гламазда, П.Е.Захарова,  
Г.Т.Кайзер, Э.Д.Кузнецов, Г.С.Ромашин, 2002

Работа выполнена при частичной поддержке Конкурсного центра по фундаментальному естествознанию Министерства образования РФ (проект Е00-11.0-33).

Т.В.Бордовицына, А.П.Батурин, А.А.Брюшинин  
Томский государственный университет

**КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ  
ДИСТАНЦИОННОГО ЧИСЛЕННОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ДИНАМИКЕ  
МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ**

Данный доклад посвящен описанию программного и методического обеспечения для проведения дистанционного численного эксперимента по исследованию движения астероидов, комет и метеороидов и решения обратных задач динамики этих объектов на основе наблюдений.

Разработан web-сайт, реализующий решение основных задач динамики малых тел Солнечной системы:

- вычисление эфемеридных параметров малого тела по заданным начальным параметрам его движения.
- определение предварительной орбиты малого тела.
- улучшение орбиты малого тела.

Адрес сайта: <http://212.192.100.117>. Сайт состоит из Web-интерфейсов, предназначенных для обмена входной и выходной информацией между пользователем и вычислительными программами, которые работают на сервере.

Модель движения малых тел включает в себя возмущения от всех девяти больших планет и Луны, а также позволяет учитывать релятивистские и негравитационные эффекты.

В качестве эфемеридных параметров могут выдаваться (по выбору пользователя) экваториальные координаты, прямоугольные координаты и компоненты скорости, элементы орбиты, расстояния до Солнца и планет. При вычислении эфемеридных параметров можно отключать возмущения от любых планет, и, таким образом, исследовать структуру возмущений.

Кроме трех основных программ, на сайте имеются две вспомогательные программы, предназначенные для преобразования координат малого тела и преобразования даты.

В настоящее время комплекс программ способен решать две из перечисленных выше задач, а именно, вычислять эфемеридные параметры малого тела по заданным начальным параметрам и улучшать его орбиту.

---

© Т.В.Бордовицына, А.П.Батурин, А.А.Брюшинин, 2002

**ОБ УЛУЧШЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТ  
АСТЕРОИДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ О РЕШЕНИИ**

В задаче улучшения параметров орбит малых тел Солнечной системы часто не хватает информации для ее корректного решения. Обычно это связано либо с недостаточным числом наблюдений, либо с тем, что наблюдениями охвачена слишком короткая дуга орбиты. В таких случаях можно определить лишь некоторое множество  $X$  решений, представляющих имеющуюся совокупность наблюдений с одинаковой точностью.

Если множество  $X$  содержит решения, значительно отличающиеся друг от друга, то можно попытаться уменьшить размеры  $X$  путем преобразования задачи (при этом сохраняя вложенность в  $X$ ). Критерий для уменьшения размера множества  $X$  может быть выбран на основе некоторой априорной информации о решении, если таковая имеется. Эта дополнительная информация может состоять в представлении области разумных значений для всех или некоторых компонент решения. Другой возможный вариант дополнительной информации – требование монотонности, неотрицательности или выполнение каких-либо других условий, налагаемых на компоненты вектора решения или на величины, производные от них.

В настоящей работе этот подход был развит для оценки начальных параметров орбит астероидов, движущихся в окрестности резонанса с одной из больших планет. В качестве критерия для уменьшения размера области возможных решений  $X$  взято условие сохранения резонанса, а именно, условие сохранения малости ширины резонансной щели  $\alpha = k_1 n_a - k_2 n_p$ , где  $n_a$  – среднее суточное движение астероида,  $n_p$  – среднее суточное движение планеты,  $k_1, k_2$  – целые числа. На основании этого условия моделируются дополнительные наблюдения, которые затем используются наряду с реальными в задаче улучшения параметров орбиты методом наименьших квадратов.

Для исследования эффективности такого подхода был проведен численный эксперимент на примере ряда астероидов, движущихся в окрестности резонанса 3/1 с Юпитером и имеющих сближения с

планетами земной группы. Для того чтобы избежать дополнительных вычислительных ошибок, при решении задачи использовался алгоритм сингулярного разложения матрицы условных уравнений, который устойчив к ошибкам исходных данных.

Обсуждение полученных результатов и является темой данного доклада.

**РСДБ НАБЛЮДЕНИЯ МАЗЕРОВ МЕТАНОЛА В  
ИСТОЧНИКАХ NGC 281W,18151–1208 И 19388+2357**

В настоящей работе представлены результаты интерферометрических наблюдений метанольных мазеров второго класса на частоте 6.7 ГГц (переход  $5_1 - 6_0 A^+$ ) в источниках NGC 281W, 18151–1208, 19388+2357, наблюдавшихся на данной частоте в Медицинском обзоре [1], а также наблюдения второй эпохи для источников L1206 и GL2789. Для всех источников получены абсолютные координаты наиболее ярких деталей, а также нижние пределы на яркостные температуры, равные  $1.9 \times 10^{10}$  К,  $1.4 \times 10^{10}$  К и  $5.9 \times 10^{11}$  К для NGC 281W, 18151–1208 и 19388+2357 соответственно.

В источнике NGC 281W найдена линейно-упорядоченная структура с градиентом скорости, причём оба мазерных пятна, соответствующие компонентам в спектре источника, принадлежат этой структуре. Такая структура может представлять собой кеплеровский диск, видимый с ребра. В предположении, что расстояние до объекта составляет 3.5 кпс, значение этого градиента дает

$$\left( \frac{M/M_{\odot}}{R_{a.u.}^3} \right) \sim 6 \times 10^{-7}.$$

Если предположить, что масса центрального объекта порядка  $30M_{\odot}$ , то такое значение отношения массы к кубу радиуса дает размер диска около 400 а.е.

Повторные наблюдения L1206 и GL2789 подтвердили найденные упорядоченные структуры с градиентом скорости. Достоверных собственных движений на двухлетнем интервале между наблюдениями не выявлено.

### Список литературы

1. Slysh V.I., Val'tts I.E., Kalenskii S.V., Voronkov M.A., Palagi F., Tofani G., Catarzi M., 1999, A&AS, 134, 115

## ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ДВОЙСТВЕННОСТИ ТРЕТЬЕГО ТЕЛА В СИСТЕМЕ SZ CAM

Первые спектральные CCD-наблюдения с большой дисперсией затменной двойной системы SZ Cam, имеющей массивные компоненты ранних спектральных классов, проведенные в 1993–1995 годах группой R.Lorenz, P.Mayer, H.Drechsel [1], показали наличие линий третьего компонента. На основе изучения динамики смещений линий и изменения периода SZ Cam авторы сделали вывод о наличии очень близкого спутника (также являющегося тесной двойной системой) и оценили его световые элементы по построенной ими малоамплитудной, сильно зашумленной кривой лучевых скоростей. В тесных системах такого типа как SZ Cam из-за наличия сильного звездного ветра с поверхности компонентов и заполнения ими своих ВКП возможно образование газовых структур, проявляющих себя как раз наличием "лишних" линий в спектре.

С целью проверки того или иного предположения в декабре 2001г. нами совместно с сотрудником САО РАН В.Бычковым были проведены CCD-наблюдения SZ Cam на телескопе Цейсс-1000 с использованием эшелле-спектрографа ( $R = 80000$ ).

Предварительный анализ данных, проведенный по трем наиболее сильным блендам HeI 4922 Å, HeI 5016 Å, He 5876 Å, позволил получить кривые лучевых скоростей компонентов SZ Cam, значение  $q = 0.71$  и подтвердил наличие линий третьего компонента, лучевые скорости которого, несмотря на разность эпох в 6-8 лет, с большой долей достоверности коррелируют с фотометрической фазой световых элементов Lorenz et.al [1]. Это обстоятельство свидетельствует в пользу существования третьего тела в системе SZ Cam и подтверждает его двойственную природу. Автор выражает благодарность администрации САО РАН и В.Бычкову за предоставленную возможность получить наблюдательный материал.

### Список литературы

1. Lorenz R., Mayer P., Drechsel H. Astron. Astrophys. 1998. V.332. P.909–927.



## РАЗЛОЖЕНИЕ ГАМИЛЬТониАНА ДВУПЛАНЕТНОЙ ЗАДАЧИ В РЯД ПУАССОНА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ ОСКУЛИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Исследуется эволюция планетных систем типа Солнечной. Гамильтониан  $N$ -планетной задачи записан в координатах Якоби. Указан вид разложения в ряд Пуассона по всем элементам [1].

Рассматриваются две системы оскулирующих элементов. В первой — позиционные элементы малы и безразмерны:  $(a - a^0)/a^0$ ,  $e$ ,  $\sin \frac{I}{2}$ , а угловые выражаются долготами в виде “ломаных” углов:  $\alpha = l + g + \Omega$ ,  $\beta = g + \Omega$ ,  $\gamma = \Omega$ , здесь  $a$ ,  $a_0$  — большая полуось и ее некоторое среднее значение,  $e$  — эксцентриситет,  $I$  — наклон,  $l$  — средняя аномалия,  $g$  — аргумент перицентра,  $\Omega$  — долгота восходящего узла.

Во второй — реализуются упрощения, вызванные однородностью пертурбационной функции относительно больших полуосей. Элементы зависят от номера планеты:  $z_s$ ,  $e_s$ ,  $\sin \frac{I_s}{2}$ ,  $\alpha_s$ ,  $\beta_s$ ,  $\gamma_s$ , где для первой планеты  $z_1 = \omega_1^0/\omega_1 - 1$ , для  $s$ -ой  $z_s = \omega_1^0\omega_s/(\omega_s^0\omega_1) - 1$ , здесь  $\omega_s = \varkappa_s a_s^{-3/2}$  — частоты обращения планет,  $\omega_s^0$  — константы, близкие к средним значениям  $\omega_s$ ,  $\varkappa_s$  — гравитационный параметр. В этой системе малые знаменатели выражаются проще.

В обеих системах построены разложения гамильтониана двухпланетной задачи Солнце — Юпитер — Сатурн в ряд Пуассона по всем элементам. Первый способ основан на простом алгоритме, сводящемся к вычислению кратных интегралов от элементарных функций. Второй — использует пуассоновский процессор. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-02-17820) и Ведущей научной школы (грант 00-15-96775).

### Список литературы

1. Холшевников К.В., Греб А.В., Кузнецов Э.Д. Разложение гамильтониана планетной задачи в ряд Пуассона по всем кеплеровым элементам // Астроном. вестн. 2001. Т.35, №3. С.267–272.

**О.Ф.Григорьян**  
Вологодский государственный  
педагогический университет

### **ДИНАМИКА КОМЕТЫ ХАРРИНГТОНА-АБЕЛЛЯ**

Исследуются негравитационные эффекты в движении комет, имеющих тесные сближения с Юпитером. Комета Харрингтона-Абелля имела такое сближение в 1974 г., после чего ее орбита изменилась. Предпринимается попытка получения численной теории движения кометы Харрингтона-Абелля с учетом влияния Юпитера.

**О.Ф.Григорьян**  
Вологодский государственный  
педагогический университет

### **СТРУКТУРА ОСНОВНОГО ПОЯСА МАЛЫХ ПЛАНЕТ**

Изучение современного распределения орбит астероидов позволяет уточнить характер взаимодействия тел системы малых планет. В основу статистического анализа в работе положены элементы орбит 94153 астероидов. Исследование пространственного распределения орбит астероидов на основе современных данных явилось главной целью работы. В работе представлены и проанализированы распределения орбит малых планет по среднесуточному движению, эксцентриситету, углу наклона орбиты к плоскости эклиптики, долготе перигелия и долготе восходящего узла.

## **ГЕОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПО СОВРЕМЕННЫМ ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ.**

Модели движения литосферных плит используются для геодинамических исследований. Обычно для построения моделей движения плит используют геофизические данные. Но с развитием космических геодезических техник (таких как VLBI, GPS, SLR, Doris), появилась возможность получения новой, более точной информации о скоростях движения точек на земной поверхности [1]. Для того, чтобы получить наиболее точную модель, лучше одновременно использовать данные наблюдений различных техник.

Первоначально, мы нанесли на карту информацию о скоростях движения точек, используя данные техник космической геодезии (VLBI, GPS, SLR, Doris) [2]. Затем, исходя из предположения о твердотельном вращении каждой плиты, мы оценили параметры вращения плит и вычислили остаточные невязки скоростей станций (как разности между наблюдаемыми скоростями и полученными на основе твердотельной модели). Наличие невязок указывает на повышенную сейсмическую активность в исследуемых зонах или на ошибки наблюдений. На основе этой информации была создана серия карт.

Целью работы является уточнение известных границ плит и построение новой модели движения литосферных плит, основанной на результатах наших исследований.

Проект поддержан грантом РФФИ 01-02-17070

### **Список литературы**

1. *Данилова И.Е., Курочев Г.Д., Титов О.А.* Использование современных космических технических средств для изучения кинематики литосферных плит // Вестник Санкт-Петербургского университета. География. 2001. N31
2. *Danilova I.* Plate Tectonic Motion From Modern Observational Data // Proc.of IAG 2001 Scientific Assembly. Budapest, 2001.

## ЭВОЛЮЦИОННАЯ СВЯЗЬ КОНТАКТНЫХ СИСТЕМ ТИПА W UMa И ГОЛУБЫХ БРОДЯГ

В работе исследуется динамическая эволюция контактных двойных систем (ДС) типа W UMa в результате потери массы и орбитального углового момента (УМ) из-за звездного ветра и магнитной активности.

На основе анализа фотометрических кривых блеска и кривых лучевых скоростей сделан вывод, что почти все W UMa ДС солнечного типа обладают общими оболочками [1]. Асимметричность кривых блеска, связанная с наличием темных пятен на поверхности главного компонента, указывает на магнитное поле, порожденное турбулентностью и дифференциальным вращением, приводящими к механизму динамо.

Внезапные скачки орбитального периода у контактной ДС, которые нельзя объяснить эффектом удаленного третьего тела, также иллюстрируют проявление магнитной активности и потерю массы, как в пределах контактной системы, так и из системы. Поэтому, перенос массы и потеря орбитального УМ рассматриваются здесь как основные факторы, определяющие процесс слияния компонентов, для описания которого в данной работе используются модель одностороннего перетекания вещества от главного компонента на спутник, заключенных в общую оболочку [1] и модель контактной системы, принадлежащей Начальной Главной Последовательности с теряющим массу спутником [2].

Модели рассчитываются в предположении синхронизации осевого вращения и орбитального обращения для 304 типа W UMa систем из каталога [3]. Результаты расчета, показывают, что характерное время, требуемое для слияния компонентов в контактных системах по модели [1], варьирует в диапазоне от 0.4 до 0.6 гигаlet а пик в распределении числа W UMa систем по шкале слияния компонентов, построенной по модели [2] приходится на интервал 0.5-0.7 гигаlet.

Изучение процесса слияния компонентов в W UMa системах позволяет объяснить происхождение голубых бродяг (ГБ) в старых скоплениях (старше 5 гигаlet), т.к. В проведенных расчетах возраст "слиянцев" составил 3-7 гигаlet.

## Список литературы

1. *Eggen O.J., Iben I.* // AJ. 1989, V.97. N.2. P.431.
2. *van't Veer F.* // Astron. Astrophys. 1979. V.80. P.287.
3. *Свечников М., Кузнецова Э.* Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд. Изво УрГУ.1990.

П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов,  
В.И.Колесников, Ю.В.Никульников  
Астрономическая обсерватория УрГУ

**О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ  
ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА  
НА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОМ КОМПЛЕКСЕ  
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ УрГУ**

Оптико-электронный комплекс (ОЭК) Коуровской астрономической обсерватории Уральского государственного университета предназначен для массовых и оперативных наблюдений высокоорбитальных космических объектов и быстро движущихся небесных тел с угловой скоростью движения до  $100''/с$ . Комплекс позволяет определять положения объектов в реальном времени и оперативно обрабатывать измерительную информацию. В состав комплекса входят: 1) телескоп АЗТ-3 с зеркалом диаметром 450 мм, фокусом Кассегрена 10 м и относительным отверстием 1 : 22; 2) аппаратура телевизионного канала на изоконе ЛИ-804; 3) подсистемы: точного времени, обработки телевизионного изображения, интерфейсных узлов сопряжения с персональным компьютером, реализованные в конструктиве КАМАК; 4) программно-алгоритмическое обеспечение для обработки оптико-электронной информации. Поле зрения комплекса составляет  $20' \times 20'$ . Точность наблюдений  $1 - 3''$ .

В настоящее время в области геостационарной орбиты находится около тысячи объектов (спутники, ступени ракет, разгонные блоки, фрагменты объектов, образовавшиеся в результате взрывов, и т.д.) размером более 1 м. Особую актуальность приобретают наблюдения космического мусора с целью его каталогизации и оценки риска столкновений и разрушения объектов.

Авторами проведен анализ наблюдений, выполненных на ОЭК в 1999–2001 гг. Анализ показал, что наблюдались геостационарные объекты с размерами более 1 м, долготами подспутниковых точек от  $15^\circ$  до  $105^\circ$  в.д., наклонами орбит до  $15^\circ$  и дрейфом до  $12.2^\circ/сут$ . Таким образом, наблюдения высокоорбитальных объектов на ОЭК Астрономической обсерватории УрГУ могут использоваться при создании и сопровождении рабочего каталога объектов космического мусора геостационарной области.

Д.В.Иванова, В.В.Шиманский, Н.А.Сахибуллин  
Казанский государственный университет

## НЕ-ЛТР АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ *CaII* В ОБЛУЧАЕМЫХ АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД

Разработана методика вычислений отклонений от ЛТР для населенностей уровней и профилей избранных спектральных линий в атмосферах звезд с внешним облучением и без него. Усовершенствована методика расчета облучаемых атмосфер в полусером приближении [1]. Для расчетов построена модель атома *CaII*, содержащая 42 энергетических уровня *CaII* и основное состояние *CaIII* и включающая 80 линейаризуемых переходов. Проверка корректности методики не-ЛТР расчетов для иона *CaII* проведена на основе анализа 16 линий ионизованного кальция в спектре Солнца. Величины не-ЛТР поправок к содержанию у большинства линий оказываются существенными ( $\Delta \log \varepsilon(Ca) = 0.05 - 0.15 dex$ ) даже в условиях Солнечной атмосферы. Окончательно, среднее содержание кальция в атмосфере Солнца получено равным  $\log \varepsilon(Ca) = 6.31$ , что хорошо соответствует метеоритному содержанию  $\log \varepsilon(Ca) = 6.32$  [2].

Рассмотрены особенности формирования не-ЛТР населенностей уровней и профилей линий *CaII* в атмосферах звезд, облучаемых рентгеновским излучением, заданным степенным законом  $I_{\nu}^{+} = I_0 \nu^{-0.6}$  в диапазоне от 1 КэВ до 16.5 КэВ, и ультрафиолетовым излучением, заданным чернотельным распределением с  $T_{eff} = 50000K$  и  $T_{eff} = 15000K$ .

Рассмотрены результаты моделирования линий *CaII* в спектрах некоторых ТДС.

### Список литературы

1. Сахибуллин Н.А., Шиманский В.В. // Астрон. журн., 1996, Т. 73, С. 793.
2. Anders E., Grevesse N. // Geochimica et Cosmochimica Acta, 1989, V. 53, P. 197.

**П.В.Кайгородов**  
Институт Астрономии РАН

## **СХЕМЫ ГОДУНОВСКОГО ТИПА ДЛЯ КОМПЬЮТЕРОВ С МНОГОПРОЦЕССОРНОЙ АРХИТЕКТУРОЙ**

В 2001-м году в Институте Астрономии РАН был построен вычислительный кластер, с пиковой производительностью 28.8 GFlops. Данный кластер состоит из 18 узлов, каждый из которых содержит процессор Pentium-4 1600 МГц, 512 МВ памяти и диск размером 30 Gb. Для осуществления газодинамических расчетов на данном кластере нами были проведены работы по адаптации схемы годунковского типа на многопроцессорный компьютер.

В докладе представлена методика адаптации схемы Роу-Ошера на кластере ИНАСАН. Освещены проблемы возникающие при расчетах с большим числом процессоров, а так же различные подходы к оптимизации кода, позволяющие повысить эффективность расчетов.

В докладе так же представлены результаты тестирования производительности трехмерного вычислительного кода, использующего схему Роу-Ошера для моделирования газодинамики в двойных звездных системах. Приведено сравнение производительности при различных типах разбиения вычислительной сетки, при различных количествах задействованных процессоров.



**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЗС-МАТРИЦЫ  
MEADE PICTOR 416XT В ФОКУСЕ СПЕКТРОГРАФА  
АСП-20 ТЕЛЕСКОПА АЦУ-5 АО УРГУ ПРИ  
СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ СОЛНЦА**

В 2000 г. телескоп АЦУ-5 Коуровской обсерватории оснащен ПЗС-матрицей Pictor 416XT (матрица 756x512 пикселей), установленной в фокусе спектрографа АСП-20. Предварительные испытания показали хорошие фотометрические свойства матрицы, однако наличие интерференционной картины в защитной стеклянной пластине требует сложной редукции наблюдательных данных, не всегда дающей однозначную картину спектра, регистрируемого ПЗС. Была исследована возможность снижения контраста интерференционной картины с помощью наклона ПЗС в адаптере на малый угол к оси спектрографа. При угле наклона около  $3^\circ$  к плоскости щели спектрографа удалось добиться практически полного исчезновения интерференции (контраст  $< 1\%$ ) для длин волн больших 450 нм .

Неоднородность плоского поля (flat field) на уровне 2%. Количество горячих пикселей - 50, холодных не замечено. Уровень подложки (bias) данного чипа составляет 3550 единиц ADU (analog-digital unit - единица аналогоцифрового преобразования) на полном кадре и 2250 при аналоговом бинировании. Дисперсия шума подложки мала - около 5 - 7 ADU. Однако существует интерференционная помеха считывания с амплитудой порядка 50 ADU, что снижает динамический диапазон и заставляет работать при максимальных сигналах и, соответственно, экспозициях. Скорость считывания полного кадра составляет 70 с по интерфейсу RS-232 и 30 с по интерфейсу SCSI.

В целом можно сделать заключение, что спектрофотометрический комплекс ПЗС Pictor 416XT, спектрограф АСП-20 и телескоп АЦУ-5 Коуровской обсерватории позволяют проводить наблюдения спектров медленно развивающихся или стационарных солнечных образований с точностью около 1% или лучше, с динамическим диапазоном порядка 1000, в диапазоне длин волн 450 - 950 нм.

## ОБРАЗОВАНИЕ ПЫЛИ В НАСЫЩЕННЫХ LY-ALPHA СИСТЕМАХ

Насыщенные Ly-alpha (DLA) системы - это галактики (протогалактики), находящиеся на больших красных смещениях. Попадая на луч зрения между нами и удалённым квазаром, они проявляют себя в виде сильных абсорбционных линий. DLA системы исследуются сравнительно недавно. Как правило, в эмиссии они не видны. Всё что о них известно, это их химический состав. Поэтому пока нет чёткого понимания, какой морфологический тип галактик они собой представляют. В качестве претендентов рассматриваются спиральные галактики, галактики низкой поверхностной яркости и голубые карликовые галактики.

В этой работе рассматривается гипотеза о том, что спиральные галактики (от ранних Sa до поздних Sd типов) могут наблюдаться как DLA системы. Для проверки этой гипотезы разработана самосогласованная однозонная модель фотометрической и химической эволюции спиральных галактик. В этой модели межзвёздная среда рассматривается как двухкомпонентная (газ и пыль). Такой подход позволяет рассчитать эволюцию пылевой компоненты наряду с эволюцией газа и звёзд, делая расчёт химической эволюции галактик более корректным.

Приводятся результаты расчётов для 8 химических элементов - *Al, S, Si, Fe, Ni, Zn, Cr, Mn*. Показано, что открытая модель галактики (аккреция межгалактического газа на галактику и эжекция газа и пыли из неё) хорошо согласуется с наблюдаемым содержанием химических элементов в DLA системах на большом интервале красных смещений.

## ИЗМЕРЕНИЕ ФОНА НЕБА В МНОГОКАНАЛЬНОМ ФОТОМЕТРЕ

Двухзвездные фотометры позволяют проводить высокоточную дифференциальную фотометрию в нефотометрических условиях. Сконструированный и изготовленный в Коуровской обсерватории двухзвездный фотометр в течение 1996–1997 гг. применялся в рамках международной программы "ТЕР" (Transits of Extrasolar Planets) для наблюдений затменной системы CM Drg с целью поиска планетных прохождений. Анализ шумов [1] показал, что точность нашей фотометрии CM Drg практически не уступает точности других участников программы ТЕР, проводивших наблюдения в высокогорных условиях. CM Drg это довольно яркая звезда ( $11^m$ ) и нерегулярные изменения фона неба не вызывают заметных ошибок. Однако, в случаях относительно большого уровня фона его нерегулярные изменения должны приводить к существенным ошибкам.

В 1998 г. нами было разработано и изготовлено устройство, имеющее большое количество информационных входов регистрации данных [2], что позволило использовать фотометр как многоканальный, т.е. в его конструкцию были включены блоки ФЭУ для измерений фона. Рисунок иллюстрирует возможности трехканальной фотометрии в условиях сильно изменяющегося фона неба. На нем показаны кривые блеска CM Drg и фона, полученные 14 апреля 2001 г., когда наблюдения проводились до самого рассвета. Как следует из рисунка, изменение фона в пределах от 8% до 150% (первые 65 минут) не вызывает заметных ошибок в кривой блеска CM Drg, превышающих  $0.005^m$ , и даже возрастание фона до 500% в конце наблюдений приводит к ошибке всего лишь  $0.04^m$ .

### Список литературы

1. *Kozhevnikov V.P., Zakharova P.E.* ASP Conf. Ser. Prpc. Euroconference on Disks, Planetesimals and Planets. 2000. V.219. P.381–387.

2. *Кожеевников В.П.* Тезисы докладов и сообщений 28-й международной студенческой научной конференции "Физика Космоса". Екатеринбург: УрГУ, 1999. С.53.

**В.П. Кожевников**  
Астрономическая обсерватория УрГУ

## АВТОМАТИЧЕСКАЯ ГИДИРУЮЩАЯ СИСТЕМА 70-см ТЕЛЕСКОПА

В многоканальных фотометрах для обеспечения высокой точности измерений необходимо удерживать изображения звезд в центрах диафрагм в течение длительного времени. Проблема автоматического гидирования была решена после разработки устройства, управляющего работой телескопа и имеющего большое количество информационных входов [1]. Работа автоматической гидирующей системы (АГС) основана на использовании гидирующего устройства Meade Pictor 201XT Autoguider, которое помещается на место окуляра офсетного гида. В начале гидирования устройство фиксирует координаты гидировочной звезды, а затем выдает на компьютер управляющие потенциалы для коррекции положения телескопа.

В качестве примера приведена кривая блеска системы V471 Тау, (11.11.2000) с использованием АГС и диафрагм 12". Видны плавные изменения, вызванные запытенностью одного из компонентов, и затмение второго компонента – белого карлика. В левой части кривой блеска  $\sigma = 0.006^m$  при временном разрешении 64 с. Во второй половине ночи качество изображений резко ухудшилось, однако, АГС продолжала удерживать изображения звезд в центрах диафрагм.

### Список литературы

1. *Кожевников В.П.* Физика Космоса: Тр. 28-й Междунар. студ. науч. конф., Екатеринбург, 1 – 4 февр. 1999 г. Екатеринбург, 1999. С.53.

**М.В.Костина**  
Санкт-Петербургский государственный университет

## ОБОГАЩЕНИЕ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ТЯЖЕЛЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ НА БОЛЬШИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ

Наличие тяжелых элементов в межгалактической среде (МГС) свидетельствует о том, что, по крайней мере, часть вещества МГС является "вторичным", т.е. выброшенным из галактик в ходе их эволюции.

Содержание тяжелых элементов в МГС и изменение его со временем зависит от особенностей процесса формирования галактик, деталей процессов звездообразования в них и механизмов потери ими массы.

Рассмотрена простая модель обогащения МГС тяжелыми элементами, в рамках которой получены численные решения системы уравнений химической эволюции МГС. Исследована зависимость решений от параметров, описывающих перечисленные выше процессы.

Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися наблюдательными данными о содержании тяжелых элементов в  $L_{\alpha}$ -облаках — составной части МГС. Результаты расчетов согласуются с наблюдениями лишь до некоторой степени, что вызвано как недостатком наблюдательных данных, так и несовершенством модели.

## БЫСТРЫЕ ПОВОРОТЫ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

При наблюдениях солнечных пятен в течение всего времени их прохождения по диску Солнца обнаружено, что почти все они медленно поворачиваются и их повороты можно аппроксимировать гармоническими колебаниями с периодами 7—15 суток. Кроме того выяснилось, что на эти медленные повороты накладываются быстрые повороты, происходящие за 15—30 минут, согласно немногочисленным наблюдениям. На солнечном телескопе АЦУ-5 Коуровской в течение наблюдательных сезонов 2000—2001 годов велись наблюдения нескольких пятен с целью выяснения характера этих быстрых колебаний. Для наблюдений использовалась видеокамера Panasonic RX-20. Выбранное пятно снималось в течение 5—10 секунд в зависимости от качества изображения. Из каждой серии снимков выбирались три наилучших. Они обрабатывались на компьютере для получения более четкого изображения, а затем по ним определялся угол между солнечным экватором и прямой, соединяющей два постоянных образования, существующих в пятне в течение всего времени наблюдения. Изменение этого угла принято считать поворотом пятна. Ошибка измерения угла составляет  $\pm 2^\circ - 4^\circ$ . Наблюдалось 7 пятен в 2000 году и 9 пятен в 2001 году. Интервал непрерывных наблюдений составляет от двух до десяти часов. Выбирались пятна с двойным ядром и разными размерами от  $18^\circ$  до  $45^\circ$ . Из этих наблюдений следует, что действительно наблюдаются отклонения от некоторого среднего положения пятна в ту или иную сторону с амплитудой  $7^\circ - 12^\circ$ . Такой процесс наблюдается в течение 30—60 минут. А интервал между такими колебаниями составляет 2—3 часа.

**ИТЕРАЦИОННЫЙ СПОСОБ ВЫЧИСЛЕНИЯ ОЦЕНОК  
УТОЧНЕННОГО МЕТОДА НАИМЕНЬШИХ  
КВАДРАТОВ**

Уточненный принцип наименьших квадратов заключается в получении оценок искомых параметров при выполнении условия

$$\mu_2 + C\mu_4 = \min, \quad (1)$$

где  $\mu_2$  и  $\mu_4$  - центральные моменты соответственно второго и четвертого порядков,  $C$  - постоянная. Теория этого принципа и формулы вычисления оценок уточненного метода наименьших квадратов (вероятнейшие оценки – (ВО)) для случая непосредственных измерений одной величины опубликованы ранее. В данной работе предлагается при вычислении ВО применить итерационный способ Ньютона.

Принцип (1) приводит к получению кубического уравнения вида

$$y^3 + by + c = 0, \quad (2)$$

где  $y$  - поправка в среднее арифметическое  $x_0$ , в результате введения которой находим ВО:

$$x = x_0 + y. \quad (3)$$

Коэффициенты кубического уравнения (2) определяются формулами, приведенными в предыдущих публикациях. Мы рассматриваем только такую ситуацию, когда уравнение (2) имеет один действительный и два комплексных корня. В этой ситуации не возникает проблема разделения корней. Для того чтобы уравнение (2) имело бы один действительный и два комплексных корня, необходимо чтобы дискриминант уравнения (2) был бы отрицательным. Это условие выполняется. Условия соответствующей высшей алгебры теоремы, необходимые для возможности использования метода Ньютона, выполняются при специальном масштабировании случайной величины  $y$ . Получена следующая итерационная формула для вычисления ВО:

$$y_{p+1} = y_p - \frac{y_p^3 + by_p + c}{3y_p^2 + b}. \quad (4)$$



**А.В.Малышев, А.М.Соболев**  
Уральский государственный университет  
**С.П.Эллингсен**  
Университет Тасмании, Австралия

**АНАЛИЗ ПЕРЕМЕННОСТИ МЕТАНОЛЬНЫХ  
МАЗЕРОВ НА 6 И 12 ГГц В ИСТОЧНИКЕ G345.01+1.79**

В данной работе проведен анализ результатов разложения на гауссианы ряда спектров мазерных линий метанола на 6 и 12.2 ГГц, полученных на радиотелескопе Mt.Pleasant (Хобарт, Австралия) в 1994, 1995 и 1999 годах. На интервале в 5 лет некоторые компоненты линий изменили свою яркость в несколько раз (2 раза для 6 ГГц и 3 раза для 12 ГГц).

Переменность мазерного излучения на 6 ГГц явно видна как в компонентах, где присутствует излучение в переходах на 12 ГГц, 157 ГГц, и др., так и в компонентах, где наблюдается излучение только на 6 ГГц. Следовательно, переменность мазеров метанола на 6 ГГц присутствует в широком диапазоне физических условий и, скорее всего, связана с изменением геометрии мазерного источника.

Работа выполнена при поддержке INTAS и программы "Астрономия".

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОГИБАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ  
СЕМЕЙСТВА ТРАЕКТОРИЙ ИЗОТРОПНО  
ВЫБРОШЕННЫХ ЧАСТИЦ**

В работе [1] были получены уравнения огибающей поверхности  $S$  семейства траекторий изотропно выброшенных частиц из спутника, вращающегося по круговой орбите вокруг массивной планеты. Уравнения были получены в параметрическом виде. Дальнейший этап работы заключается в исследовании огибающей поверхности и выявлении ее глобальных свойств.

Доказаны симметрия поверхности и ее ограниченность при условии, что скорость выброса частиц не превосходит разности параболической и круговой скорости спутника. Точнее, построен минимальный ящик заданной формы, содержащий  $S$ . Ящик представляет собой тело вращения вокруг оси, нормальной к плоскости орбиты, сечение которого образовано двумя симметричными исходящими из планеты прямыми и двумя концентрическими окружностями. При исследовании свойств поверхности были выявлены ее особенности в окрестности конической точки и перегибки, природа которых установлена.

**Список литературы**

1. Холшевников К.В., Орлов С.А. Пылевой тор. I. Уравнения огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 1. 2000 Вып. 3 (N 17). С. 118-123.

**А.В.Рубинов, В.В.Орлов**  
Санкт-Петербургский государственный университет  
**А.Д.Чернин**  
Московский государственный университет

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ УСТОЙЧИВОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ОРБИТЫ "ВОСЬМЕРКА" В ОБЩЕЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

В работе [1] в общей задаче трех тел была обнаружена периодическая орбита, имеющая форму "восьмерки". Начальные условия указанной периодической орбиты следующие:  $m_1 = m_2 = m_3 = 1$ ,  $x_1 = -x_2 = 0.97000436$ ,  $y_1 = -y_2 = -0.24308753$ ,  $x_3 = y_3 = 0$ ,  $z_1 = z_2 = z_3 = 0$ ,  $\dot{x}_3 = -2\dot{x}_1 = -2\dot{x}_2 = -0.93240737$ ,  $\dot{y}_3 = -2\dot{y}_1 = -2\dot{y}_2 = -0.86473146$ ,  $\dot{z}_1 = \dot{z}_2 = \dot{z}_3 = 0$ . Орбитальный момент системы равен нулю. Период составляет 6.32591398 единиц времени (гравитационная постоянная  $G = 1$ ).

Проведено исследование окрестности этой периодической орбиты. Показано, что небольшая вариация начальных условий приводит к прецессии орбиты. В результате витки траекторий заполняют кольцо. При этом движения остаются ограниченными, и на временах  $t \leq 2000$  единиц времени максимальное расстояние между телами не превосходит 5 единиц расстояния. Более сильные отклонения от периодического решения приводят к далеким выбросам компонентов. Найдены области устойчивости в окрестности периодического решения при сканировании по каждой из масс, координат и скоростей тел. Также построены трехмерные сечения фазового пространства системы. Основные выводы:

- поведение фазовых траекторий в окрестности периодического решения носит сложный характер;
- области устойчивости чередуются с зонами неустойчивых движений;
- фрактальная размерность областей устойчивости составляет  $\approx 2.6$ .

### Список литературы

1. *Chencinier A., Montgomery R.* // Ann. Math. 2000. 52. 881.

---

© А.В.Рубинов, В.В.Орлов, 2002

Я.Н.Павлюченков, В.И.Шематович,  
Д.С.Вибе, Б.М.Шустов  
Институт астрономии РАН

## ХИМИЧЕСКАЯ И ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДЕР МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ: ПРОФИЛИ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛ $\text{НСО}^+$ И $\text{CS}$

Образование звезд в ходе коллапса плотных холодных ядер молекулярных облаков является одним из самых интересных, но до конца не исследованных процессов. Наблюдательные данные для этих объектов показывают их существенную химическую дифференциацию. В работе [1] теоретически исследуются эволюционные пути формирования оболочечной химической структуры в холодных плотных ядрах с магнитным полем. Так как в модели рассчитываются профили скорости и лучевые концентрации ряда молекул и ионов, важных для наблюдений данных ядер, то естественным следующим шагом является попытка рассчитать профили линий излучения этих молекул и сравнить с наблюдениями.

В работе проводятся расчеты профилей вращательных линий молекул  $\text{НСО}^+$  и  $\text{CS}$  для химико-динамической модели [1]. Для этих целей использован код RATRAN для моделирования переноса молекулярных эмиссий. Предварительный анализ рассчитанных профилей позволяет сделать следующие выводы:

- интерпретация формы профилей должна быть тесно связана с химической дифференциацией вещества;
- форма линий существенно зависит от углового разрешения исследуемого облака.

Авторы признательны Российскому Фонду Фундаментальных Исследований за поддержку данной работы (проект 01-02-16206).

### Список литературы

1. Z.-Y. Li, V.I. Shematovich, D.S. Wiebe and B.M. Shustov  
A Dynamical-Chemical Model of Starless Cores of Magnetized  
Molecular Clouds //Astrophys. J., (2002), (in press)

**УЧЕТ ПРЕЦЕССИИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ  
КРИВОЙ БЛЕСКА ГСС**

В программу, о которой сообщалось на прошлой конференции, введены изменения и новый блок, позволяющий учитывать прецессию на основе рассмотрения углов Эйлера. Предварительные результаты действия программы представлены на нижнем рисунке. На трех графиках показаны смоделированные кривые блеска ГСС, имеющего цилиндрический корпус, две панели солнечных батарей (СБ) и ТВ-антенну. По осям отложены: визуальная звездная величина и время в минутах. Период вращения 6 минут. Кривая, состоящая из черных кружочков соответствует начальному положению СБ и цилиндра, дающим блик от Солнца. Время моделирования охватывает три периода. СБ во второй и третий периоды бликов не дает, остаются блики от корпуса цилиндра, прецессия здесь имеет период 1 мин и амплитуду  $2^\circ$ . Кривая, обозначенная крестиками, учитывает прецессию с периодом 2 мин и амплитудой  $4^\circ$ . Здесь за счет прецессии появились блики на полупериодах от боковой поверхности цилиндра. Третья кривая, обозначенная незаполненными кружочками, дает кривую блеска "лежащего" цилиндра.

## МЕХАНИЗМ ВЫХОДА НА ОРБИТУ ЕСТЕСТВЕННЫХ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

При выбросе плотного вещества из центрального вращающегося тела центр масс выброшенного вещества будет обладать не только компонентой скорости в направлении радиуса-вектора, но и тангенциальной компонентой скорости, от которой зависит его дальнейшее движение. Рассмотрим вопрос, может ли выброшенное тело получить осевой момент вращения от центрального вращающегося тела. Проведем эксперимент: вокруг оси на невесомой нити вращается тело массой  $m$ , угловая скорость вращения  $\omega$  постоянна, радиус тела  $r$ , его расстояние от центра вращения  $R$ ; относительно собственного центра тяжести тело не вращается. В какой-то момент времени связь обрывается, и тело вследствие того, что центробежная сила перестает действовать, начинает двигаться прямолинейно и равномерно в направлении скорости  $\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{R}$ . Кинетические энергии движения тела до разрыва  $T_o$  и после разрыва  $T$  должны быть равны. В первом случае имеем:

$$T_o = \frac{I\omega^2}{2},$$

где  $I$  - момент инерции тела относительно оси вращения  $O$ . Этот момент  $I = I_o + mR^2$ , здесь  $I_o$  — момент инерции тела относительно оси, проходящей через центр масс. Кинетическая энергия тела после разрыва :

$$T = \frac{mv^2}{2} + \frac{I_o\omega_o^2}{2},$$

где  $\omega_o$  -предполагаемая угловая скорость вращения вокруг центра масс Составим равенство  $T_o = T$ . Учитывая что  $v = \omega R$ , имеем

$$\frac{(I_o + mR^2)\omega^2}{2} = \frac{m\omega^2 R^2}{2} + \frac{I_o\omega_o^2}{2}$$

Из этого равенства получаем  $\omega_o^2 = \omega^2$ , т.е. оторвавшееся тело получило осевое вращение от системы, с которой оно было связано.

С.В.Салий, Н.Д.Калинина, А.М.Соболев  
Астрономическая обсерватория УрГУ

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В ДИАПАЗОНЕ 164.6 — 165.5 ГГц

В работе представлены спектры молекулярных облаков G345.01+1.79, NGC6334I, NGC6334I(N) и 351.77-0.54 в диапазоне частот 164.6 — 165.5 ГГц, полученные на SEST в 1999 году. Впервые зарегистрировано излучение в ряде молекулярных линий от 3 объектов: G345.01+1.79, NGC6334F(I) и NGC6334F(N). Наиболее яркой из них является серия линий  $CH_3OH J_1 - J_0 E$  с  $J = 1-5$ . В самом богатом линиями источнике NGC6334I отождествлены 37 новых линий. Приведены параметры линий и построены вращательные диаграммы для линий  $CH_3OH J_1 - J_0 E$ . Получено, что вращательные температуры, определенные по серии линий метанола на 165 ГГц, близки к вращательным температурам, определенным по набору серий на 96, 157, 165, 241 ГГц. Показано, что линии  $CH_3OH J_1 - J_0 E$  достаточно интенсивны и могут быть успешно использованы для определения физических параметров молекулярных облаков.

Работа выполнена при поддержке INTAS и программы "Астрономия".

**С.В.Старикова**  
Санкт-Петербургский государственный университет  
**Д.И.Нагирнер**  
Астрономический институт СПбГУ  
**А.Д.Чернин**  
Астрономический институт им. П.К.Штернберга

## **НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ ВАКУУМ**

Изучаются нелинейные возмущения пылевидного вещества, развивающиеся на фоне космологического вакуума и излучения. Предполагается, что компоненты космической среды не взаимодействуют между собой, но участвуют в формировании гравитационного потенциала. Уравнения выводятся в рамках нерелятивистской теории, с использованием подхода Я. Б. Зельдовича. Предположений о малости возмущений не делается. В частном случае плоской модели Вселенной и отсутствия влияния излучения найдено точное аналитическое решение, выраженное через гипергеометрические функции. Полученное решение наглядно показывает, что на больших временах в эпоху доминирования плотности космологического вакуума над плотностью вещества рост возмущений прекращается. В более общих случаях получены численные решения.



**МЕЛКОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА  
МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ**

К настоящему времени генетическую связь областей звездообразования с гигантскими молекулярными облаками (ГМО) можно считать окончательно установленной, но конкретный механизм “перехода” вещества облаков в звезды до сих пор остается не вполне понятным. Наиболее распространена точка зрения, согласно которой формирование звезд происходит в результате процессов каскадной фрагментации первоначально однородной среды и последующего коллапса фрагментов. Тем не менее подобная модель сталкивается с некоторыми трудностями.

ГМО, как показывают наблюдения, обладают существенно неоднородной иерархической структурой. Время перемешивания газа в занимаемом отдельным ГМО объеме превосходит характерное время жизни облака, поэтому облако не успевает стать однородным. Иерархическая структура ГМО является квазиустойчивой, причем распад структуры начинается с минимальных масштабов фрагментации — элементы малых масштабов сливаются в более крупные. Таким образом, “фрагменты”, требуемые современными моделями образования протозвезд, могут формироваться в облаке существенно ранее возникновения однородности на достаточно больших масштабах. Учет этого обстоятельства позволяет объяснить некоторые противоречия между наблюдениями и современными представлениями о процессе звездообразования.

**ПОИСК ВОЗМОЖНОГО МЕЗОЛИНЗИРОВАНИЯ  
КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ. II. ДВОЙНЫЕ  
И ТРОЙНЫЕ ВСПЛЕСКИ В КАТАЛОГЕ BATSE**

Модель "космологического" происхождения космических гамма-всплесков, предполагает возможность гравитационного линзирования этих объектов на телах, расположенных на луче зрения [1]. Для гамма-всплесков это явление наблюдалось бы в виде двойственности или кратности их кривых блеска.

Данная работа является расширением [2] на большее множество гамма-всплесков и различные условия мезолинзирования. Поиск двойных и тройных событий проводился среди 1512 всплесков с надежными кривыми блеска и спектрами, зарегистрированных аппаратурой BATSE Космической обсерватории им.Комптона (CGRO) с 1991 до 2000 года. Было обнаружено 11 всплесков с характерной двойственностью кривых блеска, причем в этих случаях более яркий пик предшествовал более слабому. У двух из данных 11 всплесков, GRB 911006 и GRB 930430B, обнаружена третья слабая компонента кривой блеска, прошедшая тесты на подобие с первыми двумя. Рядом с нитевидной областью локализации всплеска GRB 911006 находится яркая галактика NGC 641 ( $13^m$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 01-02-06247.

**Список литературы**

1. *Paczynski B.* Gamma-ray Bursters At Cosmological Distances // *Astrophys. J.* 1986. V.308. P.L43.
2. *Угольников О.С., Курт В.Г.* Поиск возможного мезолинзирования космических гамма-всплесков // *Физика Космоса: Тр. 29-й Междунар. студ. науч. конф.*, 31 янв – 4 февр. 2000 г. Екатеринбург. 2000. Стр.134.

## СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОБОСА

Фобос всегда был объектом пристального внимания учёных. Изучение его характерных особенностей (траектория, химический состав и др.) способно дать ответы на многие вопросы. Также интерес представляет и рельеф спутника. Структуры, которые имеются на Фобосе, больше нигде в Солнечной системе не встречаются [1]. Поэтому и возникла идея создания макета Фобоса. Для этого необходима была подробнейшая информация о его форме и рельефе. Такие данные содержатся в Атласе планет земной группы и их спутников [2]. Как видно из названия, в атласе есть карты не только Фобоса, но и других тел Солнечной системы. Имеющаяся там информация позволяет построить модель любой из планет земной группы или их спутников. Нами был выбран именно Фобос, прежде всего из-за своей неправильной формы, кроме того, перепад высот на Фобосе составляет 3.5 км, что существенно по-сравнению с его размерами. Для изготовления макета использовались две карты из атласа. Гипсометрическая (для формирования рельефа) и бланковая (для нанесения на поверхность характерных деталей). Горизонтальный масштаб макета равен 1: 100 000, вертикальный же масштаб, для большей наглядности, был увеличен в два раза и составил 1:50 000. Изготовленная модель Фобоса может быть использована в курсе общей астрономии, в качестве учебного пособия.

### Список литературы

1. *Жарков В.Н., Козенко А.В.* Фобос и Деймос спутники Марса. М.:Знание. 1985.
2. Атлас планет земной группы и их спутников. МИИГАиК.1992. С.46.

## Литературные страницы

**Т.И.Левитская**  
Уральский государственный университет  
**М.Н.Начапкин**  
Уральский государственный  
профессионально-педагогический университет

## РОЛЬ РОССИЙСКИХ МОНАРХОВ В СТАНОВЛЕНИИ ОТЕЧЕСТВЕННОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ НАУКИ

История светского образования и российской науки связаны с преобразованиями Петра Великого (1672-1725). Он ввел в России изучение точных наук, в частности астрономии. Во время своего путешествия в Европу в составе "Великого посольства"(1697-1698) Петр не упускал возможности изучить новые ремесла, посетить университеты и обсерватории. Благодаря архивам известно, что 8 марта 1698 г. царь осмотрел Королевскую Гринвичскую обсерваторию и при помощи телескопа наблюдал Венеру в момент ее верхней гринвичской кульминации. Петр I посетил также Датскую Королевскую обсерваторию.

В окружении царя реформатора был свой известный астроном Брюс Яков Вилимович (1670-1735). Он происходил из знатного шотландского рода. Был одним из образованнейших людей своего времени - много и плодотворно занимался астрономией, математикой, физикой, географией. В 1699 г. организовал в Москве по указанию Петра I "навигационную школу первое учебное заведение в России, в котором изучалась астрономия. В 1702 г. школа была переведена в 64-метровую Сухареву башню. В одном из верхних этажей башни Брюс устроил астрономическую обсерваторию, оборудованную "зрительными трубами, секторами и квадрантами"[1]. В 1707 г. Брюс составил карту звездного неба - "Глобус небесный иже о сфере небесной". Он перевел на русский язык "Космотеорос"Х.Гюйгенса. Это была первая книга на русском языке с изложением учения Н.Коперника. Под руководством Брюса в 1709-1715 гг. был подготовлен один из первых печатных календарей России, содержащий астрономические и метеорологические сведения.

Открытая в 1725 г. в Петербурге Академия наук имела в своем составе обсерваторию. По приглашению Петра I в 1726 г. в Россию приехал известный французский астроном Жозеф Никола Делиль

---

© Т.И.Левитская, М.Н.Начапкин, 2002

(1688-1768). Позднее он стал первым академиком астрономии: <Велики заслуги Делиля в организации астрономических работ в Петербургской академии наук. По его проекту была построена и оснащена инструментами академическая астрономическая обсерватория в здании Кунсткамеры> [2]. Делиль занимался определением расстояния до Солнца и Луны, разработкой теории их движения, солнечными и лунными затмениями. Он организовал в 1726 г. первые в России метеорологические наблюдения, выдвинул в 1735 г. идею о необходимости создания службы времени, возглавлял астрономические работы, необходимые для картографирования территории России, был с 1739 г. директором Географического департамента при Академии наук.

Делиль предложил оригинальный способ определения параллакса Солнца из наблюдений прохождений Венеры по его диску. Этот способ заключался не в определении продолжительности прохождения, а в фиксации моментов входа или выхода планеты с диска Солнца. Это редчайшее явление было впервые предсказано Иоганном Кеплером в 1629 г. Используя наблюдения Тихо Браге для составления астрономических таблиц, Кеплер заметил, что в 1631 и 1761 гг. <Венера видима будет в Солнце> [2]. Прохождение Венеры в 1631 г. в Европе не наблюдалось, следующее, разделенное восьмилетним промежутком, в декабре 1639 г. наблюдали любитель астрономии, священник из Ливерпуля Иеремия Хоррокс и астроном Крэбтри - первые и до 1761 г. единственные люди на Земле, которые созерцали <медление Венеры в Солнце>.

Наступил 1761 год. Очередное прохождение Венеры по диску Солнца предсказывалось 6 июня. По всей Европе шли приготовления к наблюдениям этого явления. В Российской империи при дочери Петра I Елизавете Петровне (1709-1761) снарядили две экспедиции в Иркутск и Якутск под руководством Н.И.Попова и С.Я.Румовского, но из-за неблагоприятных условий полюсью отнаблюдать это явление им не удалось. В самой столице, в Петербурге погода благоприятствовала наблюдениям на университетской обсерватории, которыми руководил М.В.Ломоносов (1711-1765). Правда сам он наблюдал это явление дома, на Мойке сквозь <весьма не густо копченое стекло> в небольшую трубу <для физических примечаний>. В своем отчете М.В.Ломоносов записал, что <планета Венера окружена знатной атмосферой, таковой (лишь бы не большею), какова обливается около нашего шара земного>. Так была открыта атмосфера Венеры 24 июня 1761 г. По своему философскому значению это открытие стоит

в одном ряду с обнаружением земноподобного рельефа поверхности Луны Галилеем [3].

Через восемь лет Екатерина Вторая (1729-1796), понимая значимость очередного прохождения Венеры по диску Солнца 4 июня 1769 г., лично следила за организацией астрономических экспедиций, была покровительницей всех приготовлений, но и собственными глазами пожелала видеть это редкое явление. Около часа она не отрывалась от трубы на специальной площадке, сооруженной в окрестностях Ораниенбаума, и следила, как черная точка - Венера - <ползет> по сверкающему диску [4]. Ближайшее прохождение Венеры произойдет в июне 2004 г., а следующее в июне 2012 г., так что астрономы в начале XXI века имеют реальную возможность увидеть уникальное природное явление - <пупырь> венерианской атмосферы и почувствовать причастность к гениальному открытию М.В.Ломоносова во второй половине XVIII века.

С течением времени Академическая обсерватория, помещенная среди городских зданий, в атмосфере, наполненной дымом городских труб и испарений Невы, все менее и менее удовлетворяла возрастающим требованиям к точности астрономических наблюдений. Вследствие этого созрела мысль перенести обсерваторию за город и разместить в более удобном месте. Создание Главной Астрономической Пулковской обсерватории произошло во время правления императора Николая I (1796-1855). Он придавал большое значение развитию отечественного образования, музейного дела, науки. При нем были созданы Педагогический и Технологический институты (1828), Николаевская Морская Академия (1830), Университет св. Владимира в Киеве (1835), Румянцевский (1828) и Зоологический музеи (1832). Был также издан новый устав для университетов (1835), поставивший эти учреждения на уровень западно-европейских, создана стройная система гимназий и училищ, охвативших своей сетью все губернские и уездные города. Происходило <: целенаправленное строительство государственной системы просвещения и неуклонное расширение образованного слоя, за счет как резервов дворянского сословия, так и разночинной среды> [5].

Николай I с живым и деятельным вниманием относился к развитию в отечестве науки. Он велел построить обсерватории в Казани и Киеве, в 4 раза увеличил бюджет обсерватории в Дерпте. Николай I сыграл главную роль в основании Пулковской обсерватории. Академик Ф.А Бредихин в речи, посвященной 100-летию со дня рождения основателя Пулковской обсерватории 29 декабря 1896 г. так

объяснил заботливое участие Николая I к астрономии: <Император Николай Павлович не был посвящен в глубины астрономической науки, но в его отношении к знанию вообще чувствуется как бы некоторое предпочтение астрономии, какое-то внутреннее расположение к ней. Стройный порядок системы, строгое соподчинение целому, твердость и доказательность перехода от известного к неизвестному .. все это находило : сочувственные фибры в возвышенной душе монарха, который в громадной империи своей стремился упрочить законность, стройный порядок и спокойное развитие на стезе правды и добра> [6]. Во время правления Александра II (1855-1881) за большой вклад в развитие отечественной астрономии имя Николая I было присвоено Пулковской обсерватории и она стала называться Николаевской.

В 1827 г. Академия Наук вновь вернулась к рассмотрению проекта переноса обсерватории за пределы столицы. Однако создание новой обсерватории замедлялось недостатком средств. Николай I милостиво внял насущной потребности и в 1831 г. повелел построить новую обсерваторию вблизи своей столицы. Министру народного просвещения А.К.Ливену <: выражено было Высочайшее мнение, что основание первоклассной обсерватории в высокой степени полезно и важно для ученой чести России> [6]. Николай I несмотря на то, что был обременен заботами правления, с живейшим вниманием интересовался устройством обсерватории. Он лично рассматривал различные проекты построек и с удивительной проницательностью выбрал тот проект, который наиболее соответствовал назначению заведения.

Перед правительственной комиссией, возглавляемой известным физиком Г.Ф.Парротом, стояла очень трудная задача, связанная с выбором территории под строительство. Местность вокруг Петербурга для устройства астрономической обсерватории была не совсем удачной: с запада - текли воды Финского залива, на востоке и юге - находились болотистые низменности. Необходимость создания обсерватории вблизи Петербурга диктовалась еще и тем, что для ученых нужно было создать место работы, до которой можно было легко и удобно добираться. Граф Кушелев-Безбородко пожертвовал под обсерваторию земельный участок к северу от города: <На представление министра относительно постройки здания в этой местности государь немедля отвечал: <Как? Разве Академия намерена поместить новую обсерваторию так близко от города и притом на песчаной и болотистой почве?. Это совершенно неудобно. Я дам другое место. Обсерваторию следует построить на Пулковской возвышенности> [6]. Историк Н. Тальберг в статье <Император Николай I в свете



исторической правды> отмечал: <В 1830 г. по Высочайшему повелению был отправлен за границу профессор Юрьевского университета В.Я.Струве (1793-1864), с целью осмотреть главнейшие европейские обсерватории и заказать астрономические инструменты. Потом особая комиссия остановила выбор на вершине Пулковской горы, в 14 верстах от Московской заставы в Петербурге, на высоте 248 футов над уровнем моря. В октябре 1833 г. Николай I издал распоряжение о выделении из казны 100 тыс. руб. для начала строительных работ. Одновременно выделяются и значительные средства (130 тыс. руб. серебром) на строительство и приобретение новых инструментов. Строительство обсерватории началось весной 1834 г. <В феврале 1835 г. архитектор А.П.Брюллов представил окончательную смету строительства : сметная сумма достигла 501300 рублей серебром. Всего же было отпущено 600150 рублей серебром> [7].

Торжественный акт закладки обсерватории состоялся 21 июня 1835 г., а тремя годами позже, 19 июня 1838 г. Николай I утвердил штаты и устав новой обсерватории. Торжественно открытие Пулковской обсерватории состоялось 7 августа (по старому стилю) 1839 г. В конце сентября 1839 г. отстроенная и уже снабженная инструментами обсерватория была посещена ее державным основателем. Создание Пулковской обсерватории способствовало тому, что Россия заняла ведущее место в мировой науке. Благодаря Пулковской обсерватории стала быстро развиваться новая отрасль астрономии - астрофизика. Пулковские определения положений основных, фундаментальных звезд по своей точности в XIX веке превосходили все существующие в то время. Гарвардский астроном, американец Кливлэнд Аббе после двухгодичной стажировки в обсерватории у В.Я.Струве, охарактеризовал Пулково <научным раем> [6], а Вениамин Гулд, основавший в 1849 г. американский <Астрономический журнал>, назвал Пулковскую обсерваторию <астрономической столицей мира> [6]. Можно сделать вывод что только благодаря деятельности российских монархов (Петра I, Екатерины II, Николая I), выделявших большие средства для строительства обсерваторий и приобретения инструментов, приглашавших иностранных ученых для подготовки специалистов, российская астрономическая наука завоевала авторитет и ведущие позиции в мире.

## Список литературы

1. Колчинский И.Г., Корсунь А.А., Родригес М.Г., Астрономы. Биогра-

- фический справочник. Киев. Наукова Думка. 1986, с. 57-58
2. *Воробьев Н.*, Прохаживаясь по диску Солнца // Звездочет. № 9, 2000
  3. *Еремеева А.И. Цицин Ф.А.*, История астрономии. Изд-во МГУ, 1990
  4. Что там, в другом углу Вселенной? Уральский рабочий. № 50, 2000
  5. Россия: государственные приоритеты и национальные ценности. М., 2000
  6. Николай Первый и его время. Т.1, М., 2000
  7. 150 лет Пулковской обсерватории. Лениздат. Наука, 1989

## Греб Александр

Постичь хочу я смысл бытия,  
Светил небесных из огня,  
Тот танец вечный мироздания,  
Что не дает покой сознанию.  
В просторах космоса бескрайних,  
В скоплениях звезд галактик дальних,  
Я ощущаю дух нетленный  
Частиц и атомов вселенной.  
Где в танце вечном без конца,  
Кружат небесные тела.  
Где мысль теряется в причинах  
Познать начало и суть мира.  
Где жизнь, что миг неуловимый,  
Вселенской вечности незримой.  
Где ты ничтожная песчинка,  
Стихии отданная льдинка,  
В холодном космосе бездонном,  
Во времени текущем неуклонно.

## Максим Александрович Воронков

### Зверь

Если кто-то во тьме заблудился,  
Ждет его в этом царстве теней  
Тот, кто зверем на свет появился  
Или стал не по воле своей.

Этот зверь ничего не боится,  
Боль ему не знакома и страх,  
От того, что все скоро решится  
В его хищных и цепких зубах.

Мы такие же все по природе,  
И не люди, а звери уже.  
У одних этот зверь на свободе,  
У других — притаился в душе.

Этот зверь с человеком родился  
И сердца тех людей покорял,  
Кто всего в этой жизни добился,  
Или кто это всё потерял.

Мы напрасно со зверем играем  
И совсем забываем подчас  
Те дороги, что мы выбираем,  
И те судьбы, что выбрали нас.

19 Октября, 2001 год.

# Николай Борисович Железнов

## На Чусовой

В краю богатом красотой лесною  
Петляет между древних гор река.  
Там чудо-камни, возвышаясь над тайгою,  
Собой речные украшают берега.

### Припев:

Наш костер в глуши таежной —  
Друг старинный и надежный,  
В свой уютный мир позвал нас за собой.  
Мы приехали в надежде  
Снова встретиться как прежде  
И за встречу тост поднять на Чусовой.

Как славно полежать в траве высокой,  
Сквозь лес взглянуть на глубокой простор,  
И постоять на камне над потоком,  
Чтоб слушать музыку родных зеленых гор.

### Припев:

Дым костра над нами тает,  
Солнце на воде играет,  
И гитара звук волшебный дарит свой.  
Над рекой песня льется,  
Лес притих, не шелохнется,  
Только эхо вторит нам на Чусовой.

Сокровищ, тайн река хранит немало,  
Но главное — нам встретить бы на ней  
Кого она в лесную даль позвала  
И подсказала, где найти себе друзей.

**Припев:**

Вечер звезды зажигает,  
Наш костер в ночи пылает,  
Целый мир теперь открыт для нас с тобой.  
Обниму тебя я крепко,  
Жаль, что видимся так редко  
В этом сказочном лесу на Чусовой.

А время мчится незаметным бегом,  
Уже зима, слышна метели речь.  
Пусть спит река, тайга укрыта снегом,  
Но час пробил уже для наших новых встреч.

**Припев:**

Вновь нам улыбнется счастье,  
Позабудем все ненастья  
В нашем старом доме в тишине лесной.  
И с подругой шестиструнной  
Мы споем здесь ночью лунной  
Про костер на берегу на Чусовой.

## Станислав Юрьевич Горда

### ВОСТОРЖЕННО-СТУДЕНЧЕСКОЕ

...И Млечный Путь – нам вечная дорога  
Наш Звездный Рубикон над головой  
Где центр Галактики в Стрельце, у Козерога  
Завешен черной пыли пеленой  
На Пулковских высотах Ленинграда  
На Пик дю Миди, в Йерксе и в Крыму  
Там, где звучит пульсаров канонада,  
Работа Нам по сердцу и уму  
И холод пусть жестоко руки сводит  
Примерзнут к горизонту облака  
У пульта телескопа мы как Боги  
У Олимпийского горячего Огня  
И, как бы ни была трудна дорога,  
И не тернист наш Старый Звездный Путь  
Мы твердо верим – Нам дано от Бога  
Тропою верной к Истине шагнуть!

Коуровская обсерватория 1975г.

Константин Владиславович Холшевников



Борис Михайлович Шустов

## Александр Соловьев

Был мрамор – божий храм,  
Увенчанный цветами.  
Душа была тогда  
Невинна и чиста.  
И возносили мы  
Наивными устами  
Молитвенную речь  
К святилищу Христа!  
У станции метро,  
Чьи сумерки астральны,  
Чьи мраморы со стен  
Иконами глядят,  
Мы встретились легко,  
Безлюбы и случайны,  
Наследники измен,  
Искатели утрат!  
Неужто средь зимы  
(Хоть ремесло не ново)  
Из холода и тьмы  
Воздвигнуть можно храм?  
Неужто это мы  
Меняемся... И снова  
Рифмованное слово  
Врачует души нам?  
Но время – трибунал,  
Не знающий ошибок,  
Снимающий запрет,  
Как мертвого с креста,  
Душа летит в финал,  
Где призрачен и зыбок  
Мелькает силуэт  
Последнего моста!  
Пустое эхо стен  
То радостно, то горько  
Хочет нам вослед,  
Шуршит, как помело,  
Всё – суета и тлен...  
За эти годы столько

И радостей, и бед  
Меж нами намело...  
У лестницы метро  
На скрипочке старинной  
Пиликает старик  
О миллионе роз,  
Как пузырек ситро  
В бокале с ножкой длинной  
Взлетает к небу крик -  
Немой души вопрос...

## Список участников

ФИО	Организация	e-mail
Ахмадинурова А.М.	УрГУ	
Баньщикова М.А.	ТГУ	
Баженова Н.А.	УрГУ	
Барсунова О.Ю.	СПбГУ	monoceros@mail.ru
Батурин А.П.	ТГУ	
Башмаков А.Б.	ЧелГУ	harmles@csu.ru
Березан М.С.	АО УрГУ	
Берланд В.Э.	УрГУ	Valeria.Berland@usu.ru
Богатырев К.А.	МЦ АиМЭИ	
Бордовицына Т.В.	ТГУ	Bord@mail.tomsknet.ru
Бреднева Ю.А.	ЧелГУ	
Брюшинин А.А.	ТГУ	
Быкова Л.Е.	ТГУ	le@mail.tomsknet.ru
Валеев А.Ф.	КГУ	
Васюнин А.И.	УрГУ	
Ватсон У.Д.	Университет Или-нойса, США	w-watson@uiuc.edu
Вибе Д.З.	ИНАСАН	dwiebe@inasan.rssi.ru
Вибе Ю.З.	АО УрГУ	Yuliya.Wiebe@usu.ru
Воронков М.А.	АКЦ ФИАН	voronkov@tanatos.asc.rssi.ru
Гвоздев А.А.	ЯрГУ	gvozdev@univ.uniya.ac.ru
Гейбух А.Л.	УрГУ	
Гламазда Д.В.	АО УрГУ	Dmitriy.Glamazda@usu.ru
Годфри П.Д.	Университет Монаш, Австралия	Peter.Godfrey@sci.monash.edu.au
Горда С.Ю.	АО УрГУ	Stanislav.Gorda@usu.ru
Госьков Г.М.	УрГУ	ripheus@mail.ru
Греб А.В.	ИПА РАН	greb@ipa.nw.ru
Гребель Е.К.	Max-Planck-Institut fur Astronomie	

ФИО	Организация	e-mail
Григорьян О.Ф.	ВологГПУ	gof@quasar.ipa.nw.ru
Давыденко А.А.	СПбГУ	sancho@swnet.sp.ru
Данилова И.Е.	НИАИ им. В.В. Со- болева СПбГУ	inna@ID4261.spb.edu
Дремова Г.Н.	УрГУ	v.v.dryomov@vniitf.ru
Дудоров А.Е.	ЧелГУ	dudorov@csu.ru
Есипов В.Ф.	ГАИШ	
Железнов Н.Б.	ИПА РАН	znb@quasar.ipa.nw.ru
Жуков Г.В.	КГУ	Gera.Zhukov@ksu.ru
Жучков Р.Я.	КГУ	gilgalen@land.ru
Замоздра С.Н.	ЧелГУ	sezam@csu.ru
Захаров Е.О.	ЧелГУ	
Захарова П.Е.	АО УрГУ	Polina.Zakharova@usu.ru
Зинченко И.И.	ИПФ РАН	Zin@appl.sci-nnov.ru
Зобачева Т.С.	УрГУ	
Иванова Д.В.	КГУ	d53@e-mail.ru
Игнатъев В.Б.	МГУ	whirl@xray.sai.msu.ru
Кайгородов П.В.	ИНАСАН	
Кайзер Г.Т.	АО УрГУ	Galina.Kajzer@usu.ru
Калинин А.А.	АО УрГУ	Aleksandr.Kalinin@usu.ru
Калинина Н.Д.	АО УрГУ	Nataliya.Kalinina@usu.ru
Караченцев И.Д.	САО	
Карпов Н.В.	МЦ АиМЭИ	
Касимова Е.Р.	НИИ физики при РГУ	katrin@ip.rsu.ru
Киричек Е.А.	Калмыцкий ГУ	
Кожевников В.П.	АО УрГУ	Valerij.Kozhevnikov@usu.ru
Козаногина Е.В.	ТГУ	
Колесников В.И.	АО УрГУ	Vladimir.Kolesnikov@usu.ru
Конева П.В.	ТГУ	
Костина М.В.	СПбГУ	maria@astro.spbu.ru
Крэгг Д.К.	Университет Мо- нэш, Австралия	Dinah.Cragg@sci.monash.edu.au
Кудрявцева Н.А.	СПбГУ	akna@rambler.ru
Кузнецов Э.Д.	УрГУ	Eduard.Kuznetsov@usu.ru
Кузьмин Н.М.	ВолГУ	
Левитская Т.И.	УрГУ	Tatyana.Levitskaya@usu.ru
Логвиненко С.В.	ПРАО ФИАН	logvinenko@prao.psn.ru
Лямова Г.В.	УрГУ	Galina.Lyamova@usu.ru

ФИО	Организация	e-mail
Магуськин Б.Ф.	УрГУ	Boris.Maguskin@usu.ru
Макарова Л.Н.	САО	
Малеев В.М.	СПбГУ	
Мальшев А.В.	УрГУ	Alexej.Malyshev@usu.ru
Миниер В.	Радиообсерватория Онсала, Швеция	vincent@oso.chalmers.se
Михаляев Б.Б.	Калмыцкий ГУ	
Моисеев А.В.	СПбГУ	hawk_eye@pochtamt.ru
Мулькаманов Г.Д.	КГУ	horoshenkiy@rambler.ru
Мусцевой В.В.	ВГУ	paveltitaev@rambler.ru
Мюллери А.А.	Университет Турку, Финляндия	amul@mainpgu.karelia.fi
Нагирнер Д.И.	НИАИ СПбГУ	
Начапкин М.Н.	УрГППУ	
Недугова Е.А.	ВГУ	physic@vlink.ru
Никифорова Т.П.	АО УрГУ	Tatiana.Nikiforova@usu.ru
Никульников Ю.В.	АО УрГУ	
Новикова О.А.	МГУ	gromihalla@mail.ru
Огнев И.С.	ЯрГУ	ognev@univ.uniyar.ac.ru
Орлов В.В.	НИАИ СПбГУ	vor@astro.spbu.ru
Орлов С.А.	СПбГУ	sergei@so3281.spb.edu
Островский А.Б.	УрГУ	Andrei.Ostrovskii@usu.ru
Павлюченков Я.Н.	ИНАСАН	
Панков И.А.	УрГУ	
Подорванюк Н.	МГУ	nicola@sai.msu.ru
Попов С.Б.	ГАИШ	
Прохоров М.Е.	ГАИШ	mike@sai.msu.ru
Ромашин Г.С.	АО УрГУ	Georgij.Romashin@usu.ru
Рубинов А.В.	СПбГУ	rav@astro.spbu.ru
Рыхлова Л.В.	ИНАСАН	rykhlova@inasan.rssi.ru
Сайтгараева Р.Ф.	КГУ	
Салий С.В.	АО УрГУ	Svetlana.Salii@usu.ru
Саттон Э.Ч.	Университет Илли- нойса, США	sutton@astro.uiuc.edu
Сахибуллин Н.А.	КГУ	nail.sakhibullin@ksu.ru
Свечников М.А.	УрГУ	Marij.Svechnikov@usu.ru
Сергеев А.В.	ГАО НАН Украины	zamt@burbonz.nalnet.ru
Сергеева Т.П.	ГАО НАН Украины	
Смирнов Г.Т.	ПРАО ФИАН	smirnov@prao.psn.ru

ФИО	Организация	e-mail
Соболев А.М.	АО УрГУ	Andrej.Sobolev@usu.ru
Соколов Л.Л.	НИАИ СПбГУ	lsok@astro.spbu.ru
Соловьев А.А.	Калмыцкий ГУ	solov@infotecset.ru
Старикова С.В.	СПбГУ	ssv@astro.spbu.ru
Сулейманов В.Ф.	КГУ	vals@ksu.ru
Тарадий В.К.	МЦ АиМЭИ	tarady@mao.kiev.ua
Тараканов П.А.	НИАИ СПбГУ	peter@astro.spbu.ru
Терентев Д.А.	СПбГУ	terentev-dm@yandex.ru
Титаренко В.П.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Титов В.Ю.	МГУ	tvty@sai.msu.ru
Толмачев А.М.	ПРАО ФИАН	tolmach@prao.psn.ru
Угольников О.С.	АКЦ ФИАН	ugol@tanatos.asc.rssi.ru
Фадеев Е.Н.	МГУ	fadeef@sai.msu.ru
Фиоктистова И.С.	КГУ	fiorina@yandex.ru
Фролова Н.Б.	УрГУ	Natalia.Frolova@usu.ru
Хачай Ю.В.	Институт геофизи- ки УрО РАН	
Холшевников К.В.	СПбГУ	KVK@astro.spbu.ru
Храпов С.С.	ВГУ	
Цивилев А.П.	ПРАО ФИАН	tsivilev@prao.psn.ru
Чачина Т.С.	УрГУ	
Чернин А.Д.	ГАИШ	
Черных Л.И.	КрАО	
Черных Н.С.	КрАО	nik@crao.crimea.ru
Шайдулин В.Ш.	УрГУ	
Шапиро А.И.	СПбГУ	AlexSh82@mail.ru
Шахворостова Н.Н.	СПбГУ	nadya_sh@mail.ru
Шематович В.И.	ИНАСАН	shematov@inasan.rssi.ru
Шиманский В.В.	КГУ	Slava.Shimansky@ksu.ru
Шошин А.Г.	СПбГУ	mitre@mail.ru
Шубин М.А.	ЧелГУ	
Шустов Б.М.	ИНАСАН	bshustov@inasan.rssi.ru
Щекинов Ю.А.	НИИ физики при РГУ	yus@phys.rnd.runnet.ru
Эллингсен С.П.	Университет Тасма- нии, Австралия	Simon.Ellingsen@utas.edu.au
Юханссон Л.Е.Б.	Радиообсерватория Онсала, Швеция	leb@oso.chalmers.se

## Содержание

<b>Программа конференции</b>	<b>5</b>
<b>INTAS administration</b> What is INTAS? . . . . .	6
<b>Обзорные лекции</b>	<b>8</b>
<b>Бордовицына Т.В.</b> Астрономическая теория смены ледниковых эпох в период плейстоцена . . . . .	8
<b>Дудоров А.Е., Замоздра С.Н.</b> Межзвёздная МГД-турбулентность . . . . .	11
<b>Гвоздев А.А., Огнев И.С.</b> Проблема энергетического источника космологических $\gamma$ -всплесков . . . . .	21
<b>Зинченко И.И.</b> Наблюдательные характеристики областей образования массивных звезд . . . . .	30
<b>Орлов В.В., Мюллери А.А.</b> Движущиеся группы звезд: до и после HIPPARCOS . . . . .	43
<b>Рыхлова Л.В.</b> Современное понимание проблемы засоренности околоземного пространства . . . . .	56
<b>Сергеев А.В., Сергеева Т.П.</b> Быстрый поиск астрономических событий в архивах стеклотек . . . . .	57
<b>Тарадий В.К., Сергеев А.В., Карпов Н.В., Богатырев К.А.</b> Оптический мониторинг ближнего космоса на обсерватории МЦ АМЭИ на пике Терскол . . . . .	59
<b>Соболев А.М., Салий С.В., Островский А.Б., Малышев А.В., Калинина Н.Д., Саттон Э.Ч., Ватсон У.Д., Крэгг Д.К., Годфри П.Д., Эллингсен С.П., Зинченко И.И., Миниер В., Юханссон Л.Е.Б.</b> Метанольные мазеры и связанные с ними объекты . . . . .	61
<b>Соколов Л.Л.</b> О динамике внесолнечных планетных систем . . . . .	62
<b>Холшевников К.В., Кузнецов Э.Д.</b> О распределении больших полуосей орбит внесолнечных планет . . . . .	66
<b>Тезисы студенческих докладов</b>	<b>83</b>
<b>Баньщикова М.А.</b> Уравнения Энке в переменных Шперлинга-Боде и их применение в задачах спутниковой динамики . . . . .	83
<b>Башмаков А.Б.</b> Численное моделирование астрофизических струйных течений . . . . .	84
<b>Бреднева Ю.А.</b> Эволюция аккреционных дисков молодых звёзд . . . . .	85



<b>Брюшинин А.А.</b> О свойствах МНК-оценок начальных параметров орбит малых тел . . . . .	86
<b>Васюнин А.И., Гейбух А.Л., Госьков Г.М., Соболев А.М., Логвиненко С.В., Толмачев А.М., Цивилев А.П., Смирнов Г.Т.</b> Наблюдения с высоким спектральным разрешением на РТ-22 ПРАО ФИАН . . . . .	87
<b>Давыденко А.А.</b> Звездное скопление на некруговой орбите в галактике . . . . .	88
<b>Захаров Е.О.</b> Эволюция вращения молодых звёзд . . . . .	89
<b>Зобачева Т.С., Ахмадинурова А.М., Островский А.Б., Соболев А.М.</b> Спектры потерь энергии и циклы накачки ярких мазеров $CH_3OH$ и $OH$ . . . . .	90
<b>Игнатъев В.Б.</b> Широкополосные гравитационно-волновые импульсы от двойных нейтронных звезд на эксцентричных орбитах . . . . .	91
<b>Козаногина Е.В.</b> Стабилизация типа Баумгарта в ограниченной круговой задаче трех тел . . . . .	92
<b>Конева П.В., Батурин А.П.</b> Сравнение четырех способов прогнозирования областей возможных движений космических объектов . . . . .	93
<b>Кудрявцева Н.А.</b> Исследование оптических кривых блеска рентгеновской двойной системы 4U0115+63 . . . . .	94
<b>Малеев В.М.</b> Координаты радиоисточника и дифференциальное вращение Солнца . . . . .	94
<b>Мишкин А.В.</b> Моделирование эволюции фрагментов распада геостационарного спутника на больших интервалах времени . . . . .	95
<b>Моисеев А.В.</b> Исследование фрактальных свойств распределений различных классов гамма-всплесков на небесной сфере . . . . .	96
<b>Недугова Е.А.</b> Моделирование ударных волн в осесимметричных аккреционных дисках методом SPH . . . . .	97
<b>Новикова О.А.</b> Корреляция оптического и рентгеновского излучения в некоторых активных галактических ядрах . . . . .	99
<b>Подорванюк Н.</b> Кинематика нейтрального газа в неправильной карликовой галактике IC 1613 . . . . .	101
<b>Терентев Д.А.</b> Анализ чисел Вольфа: от Фурье-преобразования к вейвлетам . . . . .	101
<b>Фадеев Е.Н.</b> Спутники малых планет . . . . .	102

<b>Фиоктистова И.С.</b> Спектральные и фотометрические исследования катаклизмической переменной WZ Стрелы в фазе вспышечной активности . . . . .	103
<b>Шапиро А.И.</b> Образование линий в чисто рассеивающих оптически толстых атмосферах . . . . .	104
<b>Шахворостова Н.Н.</b> Поляризация реликтового излучения при рассеянии на плоских протообъектах . . . . .	105
<b>Шошин А.Г.</b> Гросс-параметры некоторых моделей сферических гравитирующих систем . . . . .	106
<b>Шубин М.А.</b> Численное моделирование гидродинамических течений с помощью иерархических динамически адаптивных сеток . . . . .	107
<b>Тезисы кратких сообщений и стендовых докладов</b>	<b>108</b>
<b>Барсунова О.Ю., Караченцев И.Д., Гребель Е.К., Макарова Л.Н.</b> Фотометрия карликовых галактик низкой поверхностной яркости . . . . .	108
<b>Берланд В.Э.</b> О некоторых свойствах функции расстояния между двумя кеплеровскими орбитами . . . . .	110
<b>Берланд В.Э., Вибе Ю.З., Гламазда Д.В., Захарова П.Е., Кайзер Г.Т., Кузнецов Э.Д., Ромашин Г.С.</b> Фотографические наблюдения геостационарных спутников в АО УрГУ в 1993 – 2001гг . . . . .	111
<b>Бордовицына Т.В., Батурин А.П., Брюшинин А.А.</b> Комплекс программ для проведения дистанционного численного эксперимента по динамике малых тел солнечной системы . . . . .	113
<b>Быкова Л.Е., Титаренко В.П.</b> Об улучшении параметров орбит астероидов с использованием дополнительной информации о решении . . . . .	114
<b>Воронков М.А.</b> РСДБ наблюдения мазеров метанола в источниках NGC 281W, 18151–1208 и 19388+2357. 116	
<b>Горда С.Ю.</b> Подтверждение двойственности третьего тела в системе SZ Сам . . . . .	117
<b>Греб А.В., Кузнецов Э.Д.</b> Разложение гамильтониана двухпланетной задачи в ряд Пуассона для различных систем оскулирующих элементов . . . . .	118
<b>Григорьян О.Ф.</b> Динамика кометы Харрингтона-Абелля	119

<b>Григорьян О.Ф.</b> Структура основного пояса малых планет	119
<b>Данилова И.Е.</b> Геодинамическое моделирование по современным данным космической геодезии . . . . .	120
<b>Дремова Г.Н., Свечников М.А.</b> Эволюционная связь контактных систем типа W UMa и голубых бродяг . . .	121
<b>Захарова П.Е., Кузнецов Э.Д., Колесников В.И., Никольников Ю.В.</b> О возможности наблюдений частиц космического мусора на оптико-электронном комплексе Астрономической обсерватории УрГУ . . . . .	123
<b>Иванова Д.В., Шиманский В.В., Сахибуллин Н.А.</b> Нелтр анализ спектральных линий <i>CAII</i> в облучаемых атмосферах звезд . . . . .	124
<b>Кайгородов П.В.</b> Схемы годуновского типа для компьютеров с многопроцессорной архитектурой . . . . .	125
<b>Калинин А.А.</b> Исследование параметров ПЗС-матрицы Meade Pictor 416ХТ в фокусе спектрографа АСП-20 телескопа АЦУ-5 АО УрГУ при спектрофотометрии Солнца . . . . .	126
<b>Касимова Е.Р., Щекинов Ю.А.</b> Образование пыли в насыщенных Ly-alpha системах . . . . .	127
<b>Кожевников В.П.</b> Измерение фона неба в многоканальном фотометре . . . . .	128
<b>Кожевников В.П.</b> Автоматическая гидрирующая система 70-см телескопа . . . . .	130
<b>Костина М.В.</b> Обогащение межгалактической среды тяжелыми элементами на больших красных смещениях .	131
<b>Лямова Г.В.</b> Быстрые повороты солнечных пятен . . . . .	132
<b>Магуськин Б.Ф.</b> Итерационный способ вычисления оценок уточненного метода наименьших квадратов . . . . .	133
<b>Малышев А.В., Соболев А.М., Эллинген С.П.</b> Анализ переменности метанольных мазеров на 6 и 12 ГГц в источнике G345.01+1.79 . . . . .	134
<b>Орлов С.А.</b> Исследование огибающей поверхности семейства треторий изотропно выброшенных частиц . . . . .	135
<b>Рубинов А.В., Орлов В.В.</b> Исследование области устойчивости периодической орбиты "восьмерка" в общей задаче трех тел . . . . .	136

<b>Павлюченков Я.Н., Шематович В.И., Вибе Д.С., Шустов Б.М.</b> Химическая и динамическая модель ядер молекулярных облаков: профили линий молекул $\text{HCO}^+$ и $\text{CS}$ . . . . .	137
<b>Ромашин Г.С.</b> Учет прецессии при моделировании кривой блеска ГСС . . . . .	138
<b>Ромашин Г.С.</b> Механизм выхода на орбиту естественных космических тел . . . . .	139
<b>Салий С.В., Калинина Н.Д., Соболев А.М.</b> Спектральные наблюдения молекулярных облаков в диапазоне 164.6 — 165.5 ГГц . . . . .	140
<b>Старикова С.В., Нагирнер Д.И., Чернин А.Д.</b> Нелинейные возмущения и космологический вакуум . . . . .	141
<b>Тараканов П.А.</b> Мелкомасштабная структура межзвездной среды и звездообразование . . . . .	142
<b>Угольников О.С.</b> Поиск возможного мезолинзирования космических гамма-всплесков. II. Двойные и тройные всплески в каталоге BATSE . . . . .	143
<b>Фролова Н.Б., Чачина Т.С.</b> Современные исследования Фобоса . . . . .	144
<b>Литературные страницы</b> . . . . .	<b>145</b>
<b>Левитская Т.И., Начапкин М.Н.</b> Роль российских монархов в становлении отечественной астрономической науки . . . . .	146
<b>Греб А.</b> . . . . .	152
<b>Воронков М.А.</b> . . . . .	153
<b>Железнов Н.Б.</b> . . . . .	154
<b>Горда С.Ю.</b> . . . . .	156
<b>Холшевников К.В.</b> . . . . .	157
<b>Шустов Б.М.</b> . . . . .	158
<b>Соловьев А.А.</b> . . . . .	159
<b>Список участников</b> . . . . .	<b>161</b>

Научное издание

**Физика Космоса**

Труды 31-й Международной  
студенческой научной конференции  
28 января – 1 февраля 2002 года

Редактор Т.А.Сасина

Оригинал-макет — Э.Д.Кузнецов, А.Б.Островский, С.В.Салий

ЛР №020257 от 22.11.96

---

Подписано в печать 24.01.02. Формат 60 × 84 1/16. Бумага для множительных аппаратов. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 00,0. Усл. печ. л. 00,0. Тираж 150 экз. Заказ .

Уральский государственный университет им. А.М.Горького.  
Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

---

ООО "ИРА УТК". 620219, Екатеринбург, ул. К.Либкнехта, 42.