

Министерство образования Российской Федерации
Уральский государственный университет
им. А.М.Горького

Ф И З И К А К О С М О С А

Труды 32-й Международной
студенческой научной конференции
3–7 февраля 2003 года

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2003

УДК 524.4
Ф 503

Печатается по решению
организационного
комитета конференции

Ф 503 **Физика** Космоса: Тр. 32-й Междунар. студ. науч. конф.,
Екатеринбург, 3–7 февр. 2003 г. Екатеринбург: Изд-во Урал.
ун-та, 2003. 312 с.

ISBN 5–7996–0152–1

Редколлегия

П. Е. Захарова (ответственный редактор), Э. Д. Кузнецов,
А. Б. Островский, С. В. Салий, Е. И. Старицин, Н. Б. Фролова
(Уральский государственный университет), К. В. Холшевников
(Санкт-Петербургский государственный университет), Б. М. Шустов
(Институт астрономии РАН).

Печатается при финансовой поддержке Российского фонда фунда-
ментальных исследований.

ISBN 5–7996–0152–1

© Уральский государственный
университет, 2003

ФИЗИКА КОСМОСА
32-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ
НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

Организаторы

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии и геодезии
Астрономическая обсерватория

3–7 февраля 2003 г.

Коуровка, Россия

Научный организационный комитет

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), Т. В. Бордовицына (Томский государственный университет), П. Е. Захарова, Э. Д. Кузнецов (Уральский государственный университет), Л. И. Машонкина (Казанский государственный университет), М. Е. Прохоров (ГАИШ), А. М. Соболев, Е. И. Старицин (Уральский государственный университет), А. В. Хоперсков (Волгоградский государственный университет), В. М. Четкин (Институт прикладной математики РАН), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН).

Жюри конкурса студенческих научных работ

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), М. А. Воронков (АКЦ ФИАН), Л. И. Машонкина (Казанский государственный университет), А. Б. Островский (Уральский государственный университет), А. В. Хоперсков (Волгоградский государственный университет), В. М. Чечеткин (Институт прикладной математики РАН).

Финансовая поддержка

Федеральная целевая программа “Интеграция науки и высшего образования России на 2002–2006 годы”

Российский фонд фундаментальных исследований

INTAS

Комитет по делам молодежи администрации Октябрьского района г. Екатеринбурга

Программа конференции

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета.

3 февраля, понедельник, ауд. 15

15.00–15.30 ОТКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ (выступления председателя научного организационного комитета конференции К. В. Холшевникова, директора Астрономической обсерватории П. Е. Захаровой).

Председатель **Б. М. Шустов, д-р физ.-мат. наук**

15.30–16.15 К. В. Холшевников (д-р физ.-мат. наук, СПбГУ)
Внесолнечные планеты.

16.15–17.00 Л. И. Машонкина (канд. физ.-мат. наук, КГУ)
Анализ содержаний химических элементов в звездах как важный метод изучения химической эволюции Галактики.

17.00–17.15 Перерыв.

17.15–17.30 Р. Р. Зинатулин (3 курс, ЧГУ)
Неустойчивость Паркера как причина образования сверхоблаков.

17.30–17.45 Т. С. Зобачева (4 курс, УрГУ), А. Л. Гейбух (3 курс, УрГУ), А. В. Кунилова (3 курс, УрГУ)
Наблюдения водяных мазеров, связанных с метанольными мазерами II класса, в ПРАО ФИАН.

17.45–18.00 Е. С. Горда (6 курс, УрГУ)
Сравнительная спектроскопия сверхгигантов HD168607, HD168625 — кандидатов в LBV.

18.00–18.45 В. М. Чечеткин (д-р физ.-мат. наук, ИПМ РАН)
Проблема турбулентности в астрофизике.

4 февраля, вторник, ауд. 15

Председатель В. М. Чечеткин, д-р физ.-мат. наук

11.45–12.30 М. Е. Прохоров (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ)

Как устроены черные дыры?

12.30–13.15 М. А. Воронков (канд. физ.-мат. наук, АКЦ
ФИАН)

Основы радиоинтерферометрии.

13.30–14.15 Обед.

Председатель В. В. Орлов, канд. физ.-мат. наук

14.30–15.15 А. В. Хоперсков (канд. физ.-мат. наук, ВолГУ)
Галактики с баром.

15.15–16.00 Б. М. Шустов (д-р физ.-мат. наук, Ин-т астро-
номии РАН)

От 20 до 0: история Млечного Пути.

16.00–16.15 Н. В. Храмов (2 курс, КГУ)

Обработка фотометрических наблюдений трех звезд, заподо-
зренных в переменности.

16.15–16.30 Е. А. Снегирева (4 курс, УрГУ)

Исследование тесной массивной двойной системы
LY Aurigae.

16.30–16.45 Д. А. Теплых (6 курс, Пущинский ГУ)

Радиоизлучение от кандидата в АХР J1308+21.

16.45–17.00 Перерыв.

17.00–17.15 А. Е. Ожгибесов (5 курс, УрГУ)

Эволюция производства кислорода и железа в Галактике: за-
висимость от средней металличности.

17.15–17.30 М. С. Кирсанова (4 курс, УрГУ)

Влияние скорости ионизации на содержание аммиака, N_2H^+ и
воды в темных молекулярных облаках.

17.30–17.45 М. Касьянова (4 курс, РГУ)

Динамические аспекты моделирования химической эволюции галактик.

17.45–18.00 Е. О. Захаров (3 курс, ЧГУ)

Трёхмерный численный код Лакса—Вендрофа для моделирования астрофизических течений.

18.00–18.45 Л. Е. Быкова (канд. физ.-мат. наук, НИИ ПММ при ТГУ)

Резонансные астероиды, сближающиеся с Землей.

5 февраля, среда, ауд. 15

Председатель К. В. Холшевников, д-р физ.-мат. наук

10.00–10.45 Т. В. Бордовицына (д-р физ.-мат. наук, ТГУ)
Астрономическая теория смены ледниковых эпох в период плейстоцена.

10.45–11.00 П. В. Конева (5 курс, ТГУ)
Численное моделирование движения ИСЗ с использованием разложений геопотенциала высокого разрешения.

11.00–11.15 Т. С. Чачина (4 курс, УрГУ)
Применение симплектического интегратора для исследования эволюции орбит Юпитера и Сатурна на длительных интервалах времени.

11.15–11.30 Е. С. Масленникова (3 курс, КГУ)
Определение орбиты метеорных тел по телескопическим наблюдениям.

11.30–11.45 Перерыв.

11.45–12.30 Н. М. Фирстова (канд. физ.-мат. наук, ИСЗФ СО РАН)
Экспериментальные исследования механизмов возбуждения солнечных вспышек.

12.30–12.45 В. Ю. Титов (6 курс, МГУ)
Пробное сканирование фотопластинок ГАИШ.

12.45–13.00 А. В. Моисеев (4 курс, СПбГУ)
Исследование пространственной структуры локальной межзвездной среды на основе данных HIPPARCOS.

13.00–13.15 Д. П. Кузмина (4 курс, КГУ)
Использование современных цифровых технологий при проведении обмеров памятников архитектуры.

5 февраля, среда, ауд. 15

Председатель А. В. Хоперсков, канд. физ.-мат. наук

14.30–15.15 Ю. А. Щекинов (д-р физ.-мат. наук, РГУ)

Происхождение молекулярных облаков.

15.15–16.00 В. В. Орлов (канд. физ.-мат. наук, СПбГУ),

А. В. Петрова (канд. физ.-мат. наук, СПбГУ), А. В. Рубинов
(аспирант, СПбГУ)

Кратные звезды: формирование и эволюция.

16.00–16.15 А. И. Васюнин (4 курс, УрГУ)

Моделирование испарения метанола из мантий пылевых частиц в ударной волне.

16.15–16.30 Н. В. Бескровная (6 курс, ЧГУ)

Эволюционная связь между контактными ТДЗ поздних и ранних спектральных классов.

16.30–16.45 В. М. Малеев (5 курс, СПбГУ)

Спиральность во всплывающих магнитных потоках.

16.45–17.00 Перерыв.

17.00–17.15 Д. А. Курзаев (5 курс, МГУ)

OWL — телескоп будущего.

17.15–17.30 Н. Р. Троицкий (5 курс, Нижегородский ГУ)

Интерпретация линий HCO^+ в облаке L1544.

17.30–17.45 В. Б. Манджиев (5 курс, Калмыцкий ГУ)

О возможном механизме образования отражательных туманностей.

17.45–18.00 А. Шагинян (2 курс, РГУ)

Формирование пылевых структур в газовых гало галактик.

18.00–18.45 Д. З. Вибе (канд. физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН)

Химия звездообразования.

6 февраля, четверг, ауд. 15

Председатель Л. И. Машонкина, канд. физ.-мат. наук

14.30–15.15 А. А. Соловьев (д-р физ.-мат. наук, Калмыцкий ГУ), Б. Б. Михалеев, Е. А. Киричек.

Корональные осцилляции: внутренняя структура петли, касповый резонанс.

15.15–16.00 П. А. Тараканов (канд. физ.-мат. наук, СПбГУ)

Фрактальные структуры и неравновесные системы в астрофизике.

16.00–16.45 А. Е. Дудоров (д-р физ.-мат. наук, ЧГУ)

Аналитические модели аккреционных дисков.

16.45–17.00 Перерыв.

17.00–17.15 А. М. Соболев (канд. физ.-мат. наук, УрГУ)

Резюме стендовой секции.

17.15–18.00 И. И. Зинченко (д-р физ.-мат. наук, Ин-т прикладной физики РАН)

Техника миллиметровой и субмиллиметровой астрономии.

18.00–18.45 Б. М. Шустов (д-р физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН)

Всемирная Космическая Обсерватория — вариант выхода из кризиса исследований по внеатмосферной астрономии в России.

18.45–19.00 ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ.

Семинар по астрофизике.
5 февраля, среда, ауд. 4, 10⁰⁰ – 13¹⁵

Председатель **М. Е. Прохоров, д-р физ.-мат. наук**

10.00–10.45 А. М. Соболев (канд. физ.-мат. наук, УрГУ)

Мазеры и звездообразование.

10.45–11.00 Г. Н. Дремова (канд. физ.-мат. наук, РФЯЦ-ВНИИТФ), **М. А. Свечников** (д-р физ.-мат. наук, УрГУ)

Каталог предконтактных систем.

11.00–11.15 Н. А. Кудрявцева (аспирантка, СПбГУ),
Д. Н. Дубкова

Анализ оптической кривой блеска новой катаклизмической переменной SDSS J015543.40 + 002807.2.

11.15–11.30 Н. А. Кудрявцева (аспирант, СПбГУ)

Анализ оптических кривых блеска рентгеновских двойных систем 4U 0115+63 и 4U 2206+54.

11.30–11.45 Перерыв.

11.45–12.30 Л. П. Суркова (Забайкальский ГПУ)

Физические характеристики, изменение периодов и вопросы эволюции затменных переменных систем типа Алголя.

12.30–12.45 Н. В. Ефимова (аспирант, СПбГУ)

Излучение блазара S5 0716+714 за период осень 2001 — весна 2002 г.

12.45–13.00 О. Ю. Барсунова (аспирантка, СПбГУ), **Л. В. Шаляпина**

Спектральное исследование пекулярной галактики NGC 7468: предварительные результаты.

13.00–13.15 С. А. Родионов (аспирант, СПбГУ)

Численное моделирование вертикальной структуры дисков спиральных галактик.

Семинар по небесной механике.
6 февраля, четверг, ауд. 4, 14³⁰ – 17⁰⁰

Председатель **Л. Е. Быкова, канд. физ.-мат. наук**

- 14.30–15.15 Т. В. Бордовицына (д-р физ.-мат. наук, ТГУ)**
Современное состояние теории движения искусственных спутников Земли.
- 15.15–16.00 Н. Б. Железнов (канд. физ.-мат. наук, ИПА РАН),
В. А. Шор**
Компьютерные разработки Лаборатории малых тел Солнечной системы.
- 16.00–16.15 Т. Ю. Галушина (науч. сотр., НИИ ПММ при ТГУ)**
Стабилизирующие и регуляризирующие преобразования в задачах динамики особых астероидов.
- 16.15–16.30 В. П. Титаренко (аспирант, ТГУ), Л. Е. Быкова (канд. физ.-мат. наук, ТГУ)**
О стабилизации решения плохо обусловленных задач оценки начальных параметров орбит резонансных астероидов.
- 16.30–16.45 А. В. Мишкин (аспирант, ТГУ)**
Численная стабилизация в задачах долговременной эволюции объектов геостационарной зоны.
- 16.45–17.00 А. В. Рубинов (аспирант, СПбГУ)**
Влияние начальных условий на динамическую эволюцию не-иерархических кратных систем.

Семинар по физике звезд,
к 70-летию профессора М. А. Свечникова.
7 февраля, пятница, ауд. 15, 15⁰⁰ – 20⁵⁰

15.00–15.15 Открытие.

Председатель **Е. И. Старицин, канд. физ.-мат. наук**

15.15–15.45 В. П. Кожевников (АО УрГУ)

Открытие когерентных осцилляций с периодом 87.65 минут в звезде NSV2872, заподозренной в принадлежности к взрывным переменным.

15.45–16.05 Т. А. Полякова (СПбГУ)

Об изменениях блеска и поляризации μ Сер.

16.05–16.30 И. Ю. Алексеев (КрАО)

Обнаружение широкополосной линейной поляризации излучения активных звезд.

16.30–16.50 С. Ю. Горда (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)

Комплексное исследование параметров третьего тела в системе SZ Cam.

16.50–17.05 Перерыв.

17.05–17.20 А. В. Кожевникова, В. П. Кожевников, Т. С. Полушина (АО УрГУ), **М. А. Свечников** (д-р физ.-мат. наук, АО УрГУ)

Исследование затменной переменной системы CM Дракона по фотометрическим наблюдениям.

17.20–17.35 М. А. Свечников (д-р физ.-мат. наук, АО УрГУ), **Л. П. Суркова** (Забайкальский ГПУ)

Каталог фотометрических, геометрических и абсолютных элементов полуразделенных затменных двойных звезд с известными и неизвестными спектроскопическими орбитами.

17.35–18.00 Э. М. Свирская (ЧГУ)

Статистическое восстановление отношений масс компонент контактных двойных систем типа W UMa.

18.00–18.30 Г. Н. Дремова (канд. физ.-мат. наук, РФЯЦ-ВНИИТФ), **М. А. Свечников** (д-р физ.-мат. наук, АО УрГУ)

Эволюционная связь разделенных и контактных ТДС.

18.30–18.50 О. В. Еретнова, Т. В. Краснова (ЧГУ)

О возможности эволюции маломассивных РГП-систем в контактные ранние спектральные классы.

19.00–19.45 Ужин.

20.00–20.30 А. Е. Дудоров (д-р физ.-мат. наук, ЧГУ)

Молодые двойные и кратные звездные объекты.

20.30–20.50 Д. П. Савохин (АО УрГУ), **Е. И. Старицин** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)

О возможности образования массивного вырожденного тора в двойных белых карликах.

Стендовые доклады.
6 февраля, четверг, холл 12⁰⁰ – 13⁰⁰

Председатель А. М. Соболев, канд. физ.-мат. наук

1. **Т. П. Герасименко** (АО УрГУ)
Распределение рассеянных звездных скоплений в окрестностях Солнца.
2. **С. Ю. Горда** (канд. физ.-мат наук, УрГУ), **Ю. Ю. Балег**
(д-р физ.-мат. наук, САО), **З. У. Шхагошева** (науч. сотр., САО)
Спеклинтерферометрическая орбита третьего тела в системе SZ Cam.
3. **Н. Б. Железнов** (канд. физ.-мат наук, ИПА РАН)
О правописании букв с диакритическими знаками в именах малых планет.
4. **П. Е. Захарова** (канд. физ.-мат наук, УрГУ), **Э. Д. Кузнецов** (канд. физ.-мат наук, УрГУ), **Л. К. Малышева** (науч. сотр., УрГУ), **Ю. В. Никульников** (ведущий электроник, УрГУ)
Результаты наблюдений пассивных геосинхронных объектов на оптико-электронном комплексе Астрономической обсерватории УрГУ.
5. **М. А. Ерохин** (аспирант, ЧГУ), **А. Г. Жилкин**, **К. Е. Степанов** (ЧГУ)
Трехмерное численное моделирование аккреционных дисков молодых звезд.
6. **А. А. Калинин**, **А. И. Шагабутдинов** (АО УрГУ)
Простой аналого-цифровой преобразователь напряжение—частота с интерфейсом по параллельному порту для персонального компьютера.

7. **Н. Д. Калинина, А. М. Соболев, С. В. Салий** (АО УрГУ), **П. Харьюнпяя** (Университет Хельсинки, Финляндия), **И. И. Зинченко** (д-р физ.-мат. наук, Ин-т прикладной физики РАН)
Сложные молекулы в молекулярном ядре NGC6334I.
8. **А. П. Карташова** (4 курс, УрГУ), **М. С. Романычева** (4 курс, УрГУ)
Сравнение способов создания топографических планов.
9. **Д. А. Курзаев** (5 курс, МГУ)
Квадрупольная звездная система Finsen 332.
10. **Ю. А. Никитинова** (5 курс, УрГУ)
Аркаим как пригоризонтная обсерватория.
11. **Т. П. Никифорова, В. Э. Берланд, М. С. Березан** (АО УрГУ)
Спектральные наблюдения выбросов в системе активных петельных протуберанцев.
12. **Н. В. Распопова** (аспирант, СПбГУ)
Моделирование распределения масс в балдже Галактики.
13. **А. М. Соболев, С. В. Салий, А. Б. Островский** (АО УрГУ), **J. L. Caswell** (ATNF, Австралия), **D. M. Cragg, P. D. Godfrey** (Monash University, Австралия), **C. Henkel** (MPIfR, Германия), **L. E. B. Johansson** (OSO, Швеция)
Обзор областей массивного звездообразования в мазерной линии метанола на 23.1 ГГц.
14. **А. Ф. Селезнев** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ)
Звездные населения в ω CENTAURI: видимое распределение и структурные особенности.

15. **Н. Р. Троицкий** (5 курс, Нижегородский ГУ), **И. И. Зинченко** (д-р физ.-мат. наук, Ин-т прикладной физики РАН),
А. В. Лапинов (Ин-т прикладной физики РАН)
HNCO в Орион KL.

16. **К. Э. Шевченко** (аспирант, СПбГУ)
Использование потенциала Штекеля в моделях Галактики.

Информация об INTAS

INTAS administration
ИНТАС, Бельгия

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.

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.

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

Обзорные лекции

Т. В. Бордовицына

Томский государственный университет

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ ДВИЖЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

Дается краткое описание современного состояния теории движения искусственных спутников Земли (ИСЗ). Рассматриваются аналитические и численные методы моделирования движения ИСЗ. Сопоставляются возможности существующих теорий движения и потребности их практического применения.

A brief summary of modern trends in development of theory of the Earth's artificial satellites motion is given. Methods of analytical and numerical simulation of the motion are considered. Opportunities of modern theories and requirements of their practical applications are compared.

Настоящая лекция является своеобразным представлением учебного пособия автора на тему "Теория движения искусственных спутников Земли. Аналитические и численные методы". Эта книга написана для того, чтобы дать студентам, специализирующимся в области небесной механики и космической геодезии, учебное пособие, охватывающее если не все, то хотя бы большинство методов и подходов, используемых для построения аналитических и численных моделей движения ИСЗ.

За 45 лет существования раздела науки, именуемого динамикой ИСЗ, создано много новых методов и алгоритмов, предназначенных как для приближенного, так и для высокоточного моделирования движения, написаны подробные монографии и аналитические обзоры, но учебников практически нет. Вышедшая в 1965 г. книга П. Е. Эльясберга "Введение в теорию полета искусственных спутников Земли", которую можно было бы порекомендовать студентам

© Т. В. Бордовицына, 2003

для первоначального ознакомления с проблемой, давно стала библиографической редкостью. А по современным результатам нет даже сколько-нибудь подробных обзоров. Подготовкой настоящего пособия мы попытались ликвидировать этот пробел.

С математической точки зрения задача о движении искусственного спутника Земли, как и задача о движении любого естественного объекта Солнечной системы, является задачей Коши. Движение описывается обыкновенными дифференциальными уравнениями с начальными условиями.

Обычно движение искусственного спутника Земли представляется как движение материальной частицы бесконечно малой массы в поле тяготения центрального тела с массой M под действием сил, определенных потенциальной функцией V , и совокупности непотенциальных сил P . В этом случае дифференциальные уравнения движения частицы в прямоугольной инерциальной системе координат, связанной с центральным телом M , можно записать следующим образом:

$$\ddot{x} = -\frac{\partial U}{\partial x} + P \quad (1)$$

с начальными условиями

$$x_0 = x(t_0), \dot{x}_0 = \dot{x}(t_0), \quad (2)$$

где

$$U = -\frac{\mu}{r} - V$$

; $x = (x_1, x_2, x_3)^T$ — вектор положения; t — физическое время; r — модуль вектора положения; $\mu = k^2(M)$, k^2 — универсальная гравитационная постоянная; $U = U(x, t)$, $\partial/\partial x$ — градиент; V — потенциал возмущающих сил; P — силы, не имеющие потенциала. Количество действующих на движение ИСЗ возмущающих сил весьма велико. К силам, имеющим потенциал, относятся все силы гравитационной природы. Это влияние несферичности Земли, возмущения, связанные с приливными деформациями Земли, а также влияние Луны и Солнца. К силам, не имеющим потенциала, относится сила сопротивления атмосферы. Сила светового давления на искусственный спутник Земли для большинства объектов является разрывной функцией времени. Ее непрерывная аппроксимация, содержащая функцию тени, также является непотенциальной, хотя сама по себе сила радиационного давления имеет потенциал.

Как аналитический, так и численный подходы к решению уравнений небесной механики основаны на приближении решений отрезками каких-либо рядов, однако в построении этих решений есть принципиальная разница.

Аналитический подход позволяет строить ряды, аппроксимирующие решение на значительных интервалах времени от одного до нескольких тысяч оборотов объекта. Кроме того, очень существенно, что аналитическая аппроксимация хотя и может зависеть от типа орбиты, но никогда напрямую не связана с начальными условиями уравнений движения. В связи с этим аналитическую аппроксимацию можно считать общим решением. И именно поэтому аналитические методы иногда называют методами общих возмущений.

Главная трудность при аналитическом подходе состоит в представлении правых частей уравнений движения в виде явных функций времени. Это достигается путем разложения возмущающей функции в ряд пуассоновского типа. Сложность построения точных аналитических аппроксимаций решения уравнений (1) приводит к тому, что более или менее общее решение, приемлемое для различных типов орбит, построить практически невозможно и применение каждой отдельной теории движения ограничено конкретным классом орбит.

При численном подходе к решению уравнений движения аппроксимация ищется в виде различных модификаций отрезка ряда Тейлора на интервале времени, существенно меньшем одного оборота. Коэффициенты разложения, что очень важно, вычисляются, исходя из начальных условий уравнений движения; и полученное решение является частным. Поэтому численные методы называют иногда методами специальных или частных возмущений. В то же время способ построения численных решений очень мало зависит от особенностей рассматриваемой орбиты, и численные модели движения строятся обычно для всего диапазона типов орбит ИСЗ.

При численном подходе к решению уравнений (1) существенными становятся некоторые общие свойства этих уравнений. Так, сингулярность уравнений (1) в окрестности начала координат для орбит, имеющих большие эксцентриситеты, приводит к сильным и неравномерным изменениям функций правых частей уравнений движения, что при применении численного метода требует постоянного изменения шага интегрирования и, как следствие, ведет к непроизводительным затратам компьютерного времени. Кроме того, решения уравнений (1) неустойчивы по Ляпунову даже в невозмущенном случае. Эта особенность, совершенно несущественная с точки зрения построения

аналитического решения, в численном интегрировании приводит к усилению ошибки усечения аппроксимирующей формулы метода.

В докладе мы рассмотрим оба подхода к задаче моделирования движения ИСЗ, обсудим специфические особенности каждого подхода и приведем простые примеры. Кроме того, мы дадим обзор современных высокоточных аналитических и численных моделей движения ИСЗ и обсудим возможности их практического применения.

Л. Е. Быкова

Томский государственный университет

РЕЗОНАНСНЫЕ АСТЕРОИДЫ, СБЛИЖАЮЩИЕСЯ С ЗЕМЛЕЙ

Рассматривается динамика астероидов, сближающихся с Землей, в окрестности резонансов низких порядков с Юпитером или другими планетами. Обсуждаются вопросы построения областей возможных движений астероидов на интервалах времени порядка нескольких тысяч лет. Приводятся примеры численного исследования динамики некоторых астероидов.

The dynamics of Near-Earth asteroids near mean motion resonances with Jupiter or other planets is considered. The probability domains of the motion of some Near-Earth asteroids close to low-order resonances are presented over the time interval few thousands years.

Введение

Большая часть астероидов движутся внутри главного пояса (кольца) миллионы лет по достаточно устойчивым орбитам. Их орбиты расположены между орбитами Марса и Юпитера, они не пересекают орбиты больших планет и даже не приближаются к ним. Можно сказать, что астероиды внутренней части кольца находятся в относительно безопасной зоне. Астероиды пограничной зоны кольца и особенно те, которые движутся вне кольца по сильно вытянутым орбитам, долго жить на своих орбитах не могут, так как испытывают

мощные возмущения со стороны Юпитера и планет земной группы. Планеты словно "вылавливают" эти астероиды, а Юпитер может еще и перебрасывать их с одной орбиты на другую. К астероидам такого типа относятся астероиды, сближающиеся с Землей (АСЗ). Некоторые данные о популяции АСЗ и особенностях их орбитального движения были приведены в одной из предыдущих лекций [1].

Исследование движения АСЗ представляет сложную задачу небесной механики, что связано с неустойчивостью решений дифференциальных уравнений и самих движений в окрестности тесных сближений с большими планетами. Переход от регулярного к хаотическому движению для таких объектов может происходить не на сверхдлинных временах, а на сравнительно коротких. При хаотическом поведении динамической системы первоначально близкие траектории расходятся в среднем экспоненциально со временем в ограниченной области фазового пространства. Средняя скорость разбегания первоначально близких траекторий может быть определена с помощью величины $\lambda = \max \text{LCE}$, где LCE — наибольший из n характеристических показателей Ляпунова (n — размерность системы). Среднее время T_L предсказуемости хаотической системы, так называемое Ляпуновское время, определяется как инверсия λ [2, 3]. Для многих астероидов главного пояса $T_L > 1000000$ лет. Исследования некоторых авторов [4, 5] показали, что для АСЗ $T_L < 10000$ лет. В частности, по оценкам I. Wodarczyk для 33% ААА (астероиды групп Атона, Аполлона и Амура) $T_L < 1000$ лет, для остальных — $T_L < 10000$ лет. По оценкам G. Tancredi величина T_L еще меньше и составляет для многих объектов 100–200 лет. Предсказать длительную эволюцию движения таких объектов практически невозможно. Тем не менее, поскольку эти объекты сближаются с Землей, предсказание их орбитального поведения на интервалах времени хотя бы порядка нескольких тысяч лет представляет несомненный интерес как с теоретической, так и с практической точки зрения.

Так как точность начальных параметров орбит ограничена точностью имеющихся наблюдений и ошибки начальных данных растут быстро, то для прогнозирования движения реальных конкретных АСЗ даже на интервалах времени $t < T_L$ недостаточно исследовать эволюцию некоторой номинальной орбиты. Более того, чтобы математическое прогнозирование движения АСЗ имело практическую ценность, необходимо построение достоверных областей возможных движений этих сложных объектов.

Проблема прогнозирования движения таких объектов обычно решается путем задания некоторой области R_0 возможных значений начальных орбитальных параметров объекта и исследования эволюции этой области. При таком подходе точность описания динамической эволюции объекта зависит от того, насколько расчетная начальная область R_0 возможных движений близка к достоверной и насколько точен метод отображения R_0 во времени.

Можно указать по крайней мере две практические проблемы, для решения которых необходимо построение достаточно надежных областей возможных движений АСЗ. Это проблема астероидной опасности и проблема идентификации открываемых астероидов с ранее наблюдавшимися и потерянными объектами. Обе эти проблемы стали особенно актуальными в последнее десятилетие в связи со значительным увеличением числа открытий астероидов. Отметим, что только АСЗ известно сейчас порядка 2000, в то время как до 90-х гг их число едва достигало 150. Общее число каталогизированных в настоящее время астероидов превышает 190000 тысяч.

Рассмотрим подробнее движение тех АСЗ, которые находятся в окрестности резонансов низких порядков с Юпитером или какими-либо планетами земной группы. Исследование орбитальных резонансов в движении АСЗ представляет особый интерес, поскольку устойчивые резонансы позволяют сохранять определенные геометрические конфигурации в относительном движении астероида и больших планет. А это при благоприятных начальных условиях может служить защитным механизмом от тесных сближений. На рис. 1–4 показаны примеры устойчивых и неустойчивых резонансных конфигураций для астероидов, находящихся в резонансе 3/1 и 2/1 с Юпитером. Орбиты астероидов показаны в проекции на плоскость эклиптики в гелиоцентрической системе координат, вращающейся с орбитальной угловой скоростью Юпитера. В резонансе 3/1 орбиты описывают "трехлепестковые розетки" (рис. 1–2), в резонансе 2/1 – "двухлепестковые розетки" (рис. 3–4), которые с течением времени покачиваются около положения точного резонанса. В устойчивой резонансной конфигурации "лепестки розетки" располагаются далеко от Юпитера в течение всего времени их качания, как это имеет место для астероидов 1995 SA4 (см. рис. 1) и (26166) 1995 QN3 (см. рис. 3). В неустойчивом случае астероид в афелии может близко подходить к Юпитеру (см. рис. 2) и испытывать от него регулярно повторяющиеся (вследствие резонанса) мощные возмущения, что может привести к выбросу астероида на другую орбиту и даже гибели.

(На рисунках расстояния до Земли, Марса и Юпитера показаны круговыми штриховыми линиями, Юпитер отмечен его астрономическим знаком.)

Далее попытаемся ответить на следующие вопросы:

1. как много резонансных объектов среди АСЗ?
2. насколько устойчивы резонансные движения этих АСЗ (иначе говоря, насколько чувствительны выявленные резонансы к ошибкам начальных данных)?
3. может ли для каких-либо из этих объектов резонанс служить защитным механизмом от тесных сближений?

Ответы будем искать с помощью численных экспериментов путем построения областей возможных движений реальных АСЗ.

Методика исследований

Задача построения областей возможных движений малых тел включает в себя решение следующих проблем:

- построение начальной области возможных движений объекта;
- отображение начального пучка орбит во времени.

Для построения начальной области R_0 , очевидно, необходимо знать ошибки начальных орбитальных параметров. Обычно сами методы оценки параметров позволяют при некоторых допущениях оценить точность получаемого решения. В действительности теоретические допущения всегда в той или иной степени не соответствуют реальным условиям. В классическом случае начальная область R_0 строится на основе вероятных ошибок орбитальных параметров, определяемых из наблюдений с помощью метода наименьших квадратов (МНК). МНК-оценки решения (в случае хорошей обусловленности задачи) обладают удивительной устойчивостью даже при заметных отклонениях от принятых допущений, чего нельзя сказать о статистических оценках точности получаемого решения [6]. Эти оценки часто оказываются слишком оптимистическими. Использование методов с гарантированной оценкой точности (например, минимаксных алгоритмов оценивания) [6, 7] приводит, как правило, к значительному завышению получаемых оценок ошибок орбитальных параметров.

В последнее время усилия ряда исследователей были направлены на разработку эффективных алгоритмов определения начальных областей R_0 возможных движений [8, 9, 10]. Предлагаемые способы

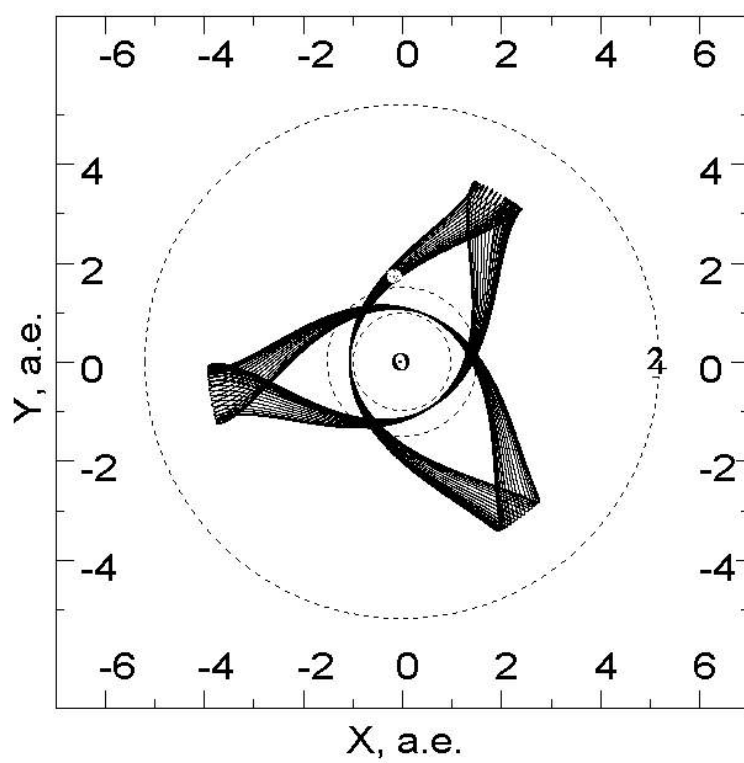


Рис. 1. АСЗ 1995 SA4. Резонанс 3/1 с Юпитером: устойчивая резонансная конфигурация

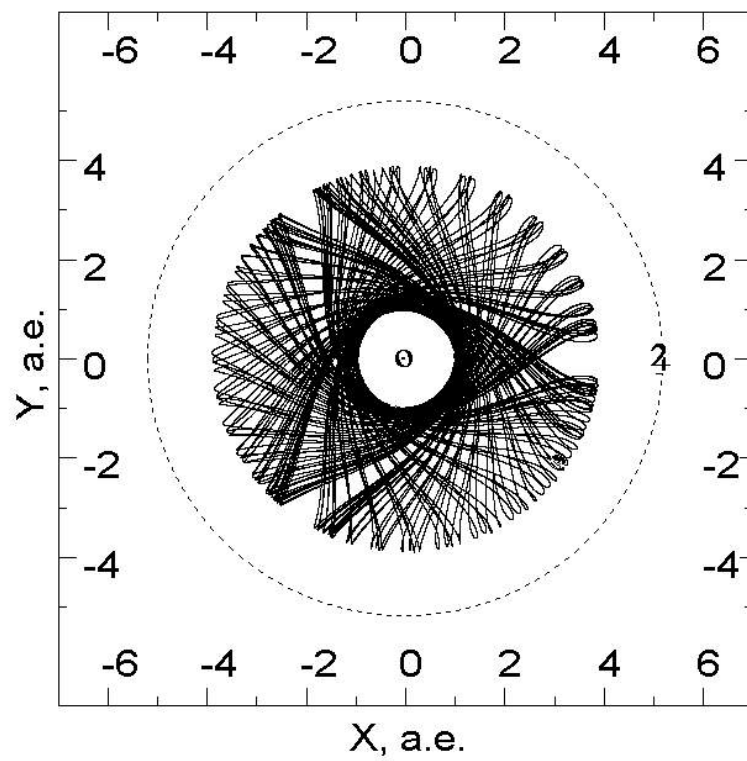


Рис. 2. АСЗ 2608 Сенеса. Резонанс 3/1 с Юпитером: неустойчивая резонансная конфигурация

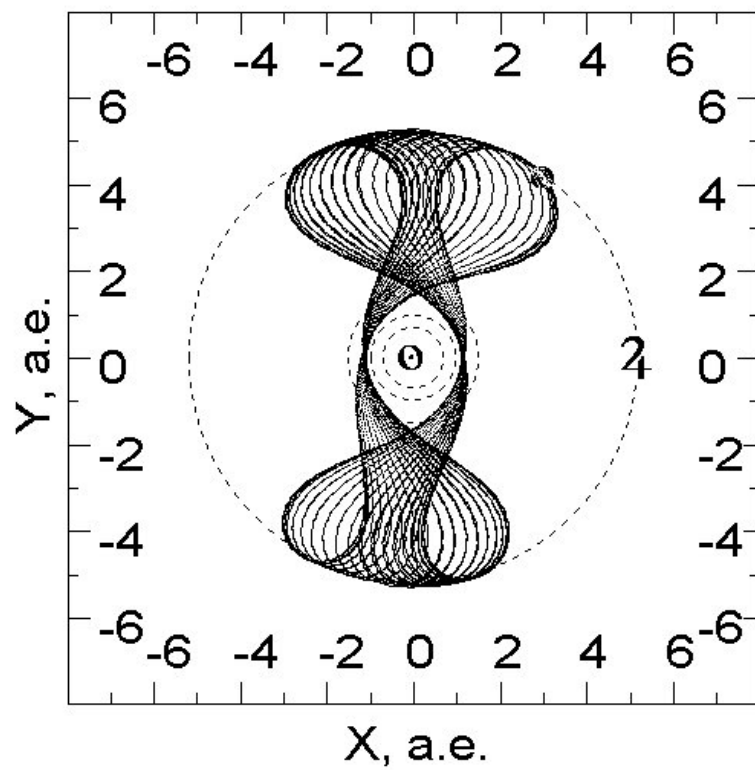


Рис. 3. АСЗ (26166) 1995 QN3. Резонанс 2/1 с Юпитером: устойчивая резонансная конфигурация

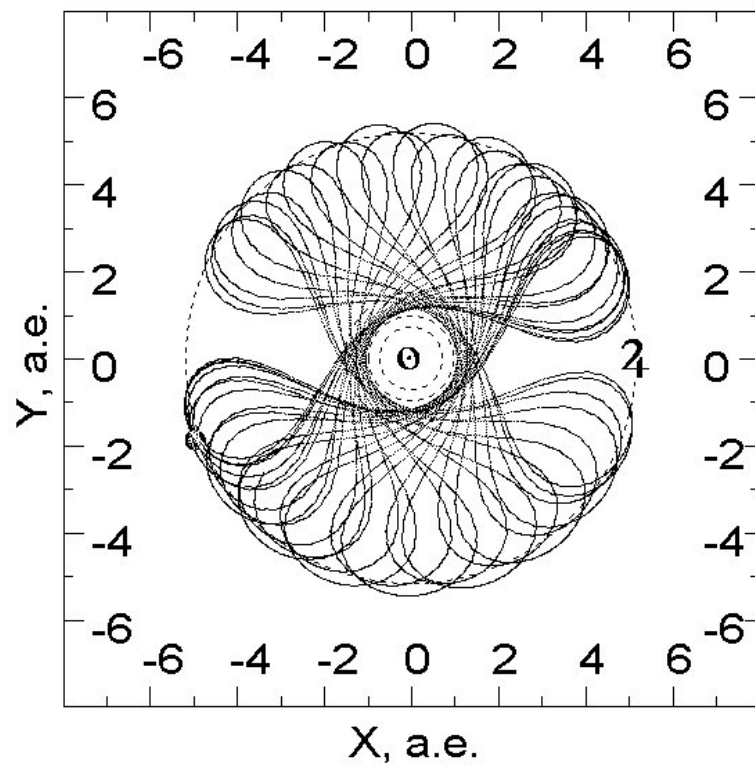


Рис. 4. АСЗ 1998 GL10. Резонанс 2/1 с Юпитером: неустойчивая резонансная конфигурация

улучшают оценки R_0 , однако по-прежнему не гарантируют получения достоверных областей.

Выбор алгоритма построения области R_0 зависит от конкретной практической задачи. В задаче идентификации астероидов или определения тесных сближений на ближайшие годы требуется наилучшее приближение к реальности. Для описания динамической эволюции АСЗ на большие интервалы времени получить такое приближение практически невозможно, однако можно построить качественную картину движения. С этой целью, как мы отмечали в [1], в последние годы стали широко использоваться численные методы.

Нами для исследования долговременной орбитальной эволюции АСЗ применяется следующий подход [11, 12]: 1) определяется начальная область R_0 классическим способом, 2) на заданном интервале времени строится область R возможных движений объекта как эволюция R_0 , 3) исследуется поведение области R в зависимости от вариаций R_0 (сжатия или растяжения R_0). Данный подход позволяет исследовать вместе с вероятностной орбитальной эволюцией степень чувствительности R к ошибкам построения начальной области R_0 , а также такие характеристики движения, как устойчивость резонансов и регулярность поведения текущих параметров движения. Остановимся подробнее на этой методике.

Если предположить, что закон распределения ошибок наблюдений близок к нормальному, то начальную область R_0 можно построить на основе МНК-оценок вектора $\mathbf{q}_0$ начальных параметров движения и ковариационной матрицы их ошибок D_0 ,

$$R_0 : R_0(\mathbf{q}_0, k_2 D_0). \quad (1)$$

Здесь k — коэффициент усиления оценок матрицы D_0 ($k = 3$ соответствует правилу "три сигма"). В работе [13] с помощью численных экспериментов показано, что для получения достоверной области (1) значений начальных параметров орбит астероидов по наблюдениям в одном появлении требуется брать в большинстве случаев коэффициент k значительно больше 3σ . Многие АСЗ наблюдались в одном появлении и имеют небольшое число наблюдений. Для них трудно определить надежное значение k . Чтобы избежать указанных трудностей, мы отказались от попыток оценивания значения k и использовали следующую методику. Для каждого объекта строились несколько начальных областей вида (1) при различных значениях k . Прежде всего определялась область R_0 при $k = 1$ и рассматривалась эволюция этой области на заданном интервале времени. Начальный

пучок орбит, принадлежащих области R_0 , строился для 100 тестовых частиц с помощью датчика случайных чисел согласно нормальному закону распределения и ковариационной матрице ошибок D_0 . Следующие начальные области строились либо при $k > 1$, если рассеяние траекторий тестовых частиц было небольшим, либо при $k < 1$, если рассеяние было велико. Варьируя таким образом коэффициент k и рассматривая эволюцию начальных пучков орбит для каждого k , мы определяли окрестность начальных параметров $\mathbf{q}_0$, в которой резонансное соотношение остается устойчивым и поведение текущих параметров движения сохраняется регулярным.

Для решения задачи отображения начального пучка орбит во времени использовался метод численного интегрирования уравнений движения. Возмущения учитывались от всех больших планет и Луны на основе эфемерид DE200/LE200 и DE406. Интегрирование классических уравнений движения в прямоугольных координатах с независимой переменной временем t связано с хорошо известными трудностями, обусловленными большими эксцентриситетами и тесными сближениями АСЗ с планетами [1]. В данном случае использовались уравнения в преобразованной форме [13] с независимой переменной s (фиктивным временем), задаваемой дифференциальным соотношением

$$Udt = ds, \quad U = \sum \frac{\mu_i}{\Delta_i}, \quad (2)$$

где μ_i — гравитационный параметр массивного тела, включая Солнце; Δ_i — его расстояние до астероида. Такое преобразование классических уравнений позволяет уменьшить влияние указанных выше особенностей и соответственно повысить эффективность численного интегрирования. Уравнения движения каждого астероида интегрировались методом Эверхарта 19-го порядка на 18-и разрядной сетке с помощью специально разработанной программной прикладной системы [14]. Погрешность решения для каждого объекта оценивалась сравнением результатов прямого и обратного интегрирования.

Перечень АСЗ, движущихся в окрестности резонансов низких порядков

Для того чтобы оценить, как много резонансных объектов среди астероидов, сближающихся с Землей, уравнения движения 2005 АСЗ были проинтегрированы численно с учетом возмущений от всех больших планет и Луны. В процессе интегрирования выявлены все

соизмеримости низких порядков с Землей и другими планетами. Соизмеримости определялись путем оценки ширины резонансной области (резонансной "щели", как ее образно называют [15]): $\alpha = k_1 n_a - k_2 n_p$, где n_a — среднее суточное движение астероида; n_p — среднее суточное движение планеты; k_1, k_2 — целые числа. Отбирались те астероиды, которые регулярно (т. е. с определенной периодичностью) проходят через значение точной соизмеримости $\alpha = 0$. Начальные оскулирующие элементы орбит взяты из каталога Е. Боуэлла (E. Bowell, [www: ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.dat](http://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.dat)) на эпохи 06.05.2002 г. и 22.11.2002 г.

В результате среди более 2000 АСЗ было найдено 283 резонансных астероида. Для примера в табл. 1–2 приведены некоторые из этих астероидов [12]. Для каждого астероида приведены максимальное и минимальное значения α на интервале (1600, 2169) гг., α даны в с/сут., где с — угловые секунды.

В табл. 3 представлен полный перечень АСЗ, движущихся в окрестности резонанса 3/1 с Юпитером, открытых до 2002 г. Здесь, кроме α , приведены максимальные и минимальные значения большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона к плоскости эклиптики i на интервале (2000, 3000) гг.

Таблица 1. АСЗ, движущиеся в окрестности резонансов низких порядков с внутренними планетами

Объект	$k_2 : k_1$	α , с/сут	Объект	$k_2 : k_1$	α , с/сут
С Венерой					
(3838) Epona	1:3	(−7,7)	1998 VR	3:4	(−39,40)
(5381) Sekhmet	2:3	(−10,10)	1999 DK3	1:5	(−5,1)
(6239) Minos	1:2	(−29,39)	1999 GL4	1:5	(−21,29)
1993 VD	3:4	(−8,19)	1999 GY5	1:2	(−14,17)
1994 CB	1:2	(−11,9)	1999 KK1	1:5	(−14,12)
1996 PH2	1:5	(−1,15)	1999 VV	2:5	(−5,6)
1996 TD9	2:5	(−20,25)	1999 WK11	1:5	(−0,19)
1997 AQ18	1:2	(−10,10)			
С Землей					
(3103) Eger	3:5	(−42,43)	1998 WP7	3:4	(−39,8)
(3753) Cruithne	1:1	(−21,21)	1998 XS16	3:4	(−29,7)
(6322) 1991 CQ	1:4	(−47,15)	1999 GU3	1:3	(−32,20)
(7341) 1991 VK	2:5	(−48,45)	1999 NB5	1:3	(−32,46)
1996 DH	1:2	(−11,11)	1999 TM12	1:2	(−20,21)
1996 PC1	2:5	(−2,37)	1999 TV16	1:2	(−35,39)
1996 TR6	1:2	(−1,15)	1999 VF22	2:3	(−36,28)
1998 QB28	1:3	(−23,24)	1999 WK13	2:5	(−30,3)
1998 UP1	1:1	(−21,20)			
С Марсом					
(3122) Florence	4:5	(−14,4)	1998 ML14	1:2	(−10,20)
(5646) 1990 TR	3:5	(−13,4)	1998 MT24	1:2	(−3,8)
(7341) 1991 VK	3:4	(−13,46)	1998 QE2	1:2	(−32,5)
1992 DU	3:2	(−7,36)	1998 YB8	1:2	(−10,8)
1993 BU3	1:2	(−2,17)	1999 LX1	3:2	(−25,5)
1994 LW	1:3	(−24,32)	1999 LN28	3:5	(−12,8)
1996 AW1	1:1	(−10,23)	1999 ND43	1:1	(−1,3)
1996 RG3	2:3	(−27,9)	1999 RB32	1:2	(−36,2)
1998 HH1	3:5	(−29,4)	1999 VT25	3:2	(−10,25)
1998 KJ17	2:3	(−9,29)			

Таблица 2. АСЗ, движущиеся в окрестности резонансов низких порядков с Юпитером

Объект	$k_2 : k_1$	α , с/сут	Объект	$k_2 : k_1$	α , с/сут
С Юпитером					
(887) Alinda	3:1	(−18,21)	1995 SA4	3:1	(−4,8)
(1863) Antinous	7:2	(−15,3)	1996 XX14	3:1	(−25,28)
(1915) Quetzalcoatl	3:1	(−24,28)	1997 AE12	1:2	(−19,3)
(1981) Midas	5:1	(−2,8)	1997 EN23	2:1	(−15,17)
(2061) Anza	7:2	(−15,4)	1997 GH3	3:1	(−18,22)
(2608) Seneca	3:1	(−18,32)	1997 GK3	7:1	(−1,2)
(3552) Don Quixote	4:3	(−32,39)	1997 RT	7:2	(−2,4,21)
(4179) Toutatis	3:1	(−31,27)	1997 TC25	3:1	(−30,12)
(5324) Lyapunov	7:3	(−29,31)	1997 YM3	2:1	(−25,27)
(5370) Taranis	2:1	(−19,22)	1998 BG9	3:1	(−20,23)
(6178) 1986 DA	5:2	(−11,16)	1998 DX11	3:1	(−12,17)
(6489) Golevka	3:1	(−28,34)	1998 FM5	7:2	(−15,21)
(6491) 1991 OA	3:1	(−30,33)	1998 FX134	7:2	(−6,13)
(8176) 1991 WA	6:1	(−8,5)	1998 HT31	3:1	(−5,9)
(8201) 1994 AH2	3:1	(−20,24)	1998 MV5	9:1	(−17,1)
(8709) Kadlu	3:1	(−18,26)	1998 OP4	7:2	(−9,18)
(9202) 1993 PB	7:1	(−2,5,0.4)	1998 QA62	4:1	(−11,10)
1937 UB	5:1	(−13,7)	1998 ST4	5:2	(−23,27)
1982 YA	5:3	(−29,34)	1998 SY14	5:2	(−21,26)
1985 WA	5:2	(−15,20)	1998 SR49	3:1	(−13,17)
1987 QB	5:2	(−22,28)	1999 CU3	6:1	(−1,5)
1987 SF3	7:2	(−14,20)	1999 NB5	4:1	(−21,2,3)
1990 TG1	3:1	(−24,28)	1999 RU2	5:2	(−13,19)
1991 VA	7:1	(−16,1.3)	1999 RK33	3:1	(−16,30)
1993 FA1	7:1	(−10,1.8)	1999 SE10	2:1	(−18,20)
1994 AB1	5:2	(−25,30)	1999 TD5	3:1	(−20,25)
1994 CN2	6:1	(−8,12)	1999 VO11	7:2	(−9,4,15)
1994 RB	3:1	(−16,20)	1999 VQ11	5:2	(−15,20)
1994 WZ2	7:3	(−27,29)	1999 XJ141	3:1	(−5,8)
1995 FX	7:2	(−12,20)	1999 YD	3:1	(−15,19)
1995 QN3	2:1	(−7,9)	5025 P-L	7:2	(−11,15)

Таблица 3. Резонанс 3:1 с Юпитером: экстремальные значения оскулирующих кеплеровских элементов орбит АСЗ и ширина резонансной щели на интервале (2000, 3000) гг.

Объект	a , а.е.		e		i , град.		α , с/сут
	max	min	max	min	max	min	
(887) Alinda	2.537	2.464	0.587	0.537	9.87	9.20	(-18,21)
(1915) Quetzalcoatl	2.545	2.457	0.612	0.569	23.06	20.39	(-22,25)
(2608) Seneca	2.558	2.443	0.625	0.551	15.00	10.71	(-29,32)
(6489) Golevka	2.549	2.446	0.630	0.572	3.00	2.18	(-24,31)
(6491) 1991 OA	2.561	2.444	0.629	0.565	9.02	5.73	(-30,33)
(8201) 1994 AH2	2.540	2.462	0.739	0.705	9.64	8.23	(-20,23)
(8709) Kadlu	2.543	2.456	0.539	0.478	4.18	3.50	(-21,26)
(19356) 1997 GH3	2.537	2.463	0.586	0.543	3.78	2.99	(-18,22)
(35432) 1998 BG9	2.538	2.464	0.579	0.528	13.46	12.92	(-18,22)
1994 RB	2.535	2.468	0.655	0.613	26.57	21.57	(-17,20)
1994 UK11	2.505	2.462	0.513	0.459	1.68	1.65	(-1,22)
1995 SA4	2.510	2.492	0.580	0.548	3.13	2.81	(-4,6)
1996 XX14	2.551	2.451	0.707	0.649	11.47	9.19	(-25,29)
1998 DX11	2.522	2.479	0.613	0.585	6.73	6.41	(-10,13)
1998 FW4	2.555	2.450	0.744	0.692	5.71	3.33	(-26,30)
1998 HT31	2.513	2.488	0.699	0.677	6.84	6.73	(-6,9)
1998 SR49	2.528	2.471	0.563	0.504	29.20	25.69	(-13,17)
1999 RK33	2.544	2.456	0.605	0.531	4.25	2.44	(-21,26)
1999 TD5	2.542	2.458	0.534	0.444	5.01	4.14	(-20,25)
1999 VT2	2.532	2.467	0.524	0.470	0.55	0.34	(-16,19)
1999 YD	2.549	2.453	0.596	0.516	1.52	1.12	(-24,28)
2000 CG59	2.529	2.470	0.508	0.446	4.18	3.29	(-14,18)
2000 CL33	2.531	2.469	0.561	0.512	10.14	8.85	(-15,19)
2000 DK8	2.534	2.467	0.729	0.687	14.71	12.65	(-17,20)
2000 QJ130	2.518	2.481	0.497	0.447	7.51	7.27	(-8,12)
2000 SC241	2.526	2.474	0.550	0.509	22.87	21.74	(-12,16)
2000 SE8	2.537	2.450	0.600	0.535	0.87	0.63	(-18,30)
2000 SG8	2.556	2.447	0.901	0.801	42.38	23.95	(-28,31)
2000 SN10	2.516	2.486	0.553	0.516	11.79	11.18	(-7,9)

Объект	a , а.е.		e		i , град.		α , с/сут
	max	min	max	min	max	min	
2000 TV28	2.534	2.465	0.532	0.473	1.87	1.75	(-16,21)
2000 WH10	2.552	2.451	0.699	0.647	13.27	11.95	(-26,29)
2001 KO2	2.549	2.451	0.630	0.568	16.61	11.96	(-24,29)
2001 MG1	2.525	2.476	0.673	0.639	28.44	25.31	(-12,15)
2001 QK142	2.525	2.473	0.542	0.493	5.89	5.67	(-12,16)
2001 RO3	2.534	2.466	0.630	0.574	8.730	6.99	(-16,20)
2001 WH1	2.542	2.460	0.800	0.761	22.16	15.57	(-21,24)
2001 XO88	2.529	2.480	0.629	0.598	7.87	7.15	(-14,13)
2001 YN2	2.531	2.472	0.738	0.709	1.63	1.50	(-15,17)
2001 YP3	2.525	2.485	0.643	0.19	7.93	7.48	(-12,10)

Орбитальная эволюция некоторых АСЗ: статистические результаты

Описанный подход применялся к построению областей возможных движений астероидов, движущихся в окрестности резонанса 1/1 с Марсом [16], ряда АСЗ, находящихся в других резонансах с планетами земной группы [11, 12] (табл. 1), а также группы АСЗ в окрестности резонансов 3/1 (табл. 3) [17] и 5/2 с Юпитером [18].

Результаты численного моделирования орбитальной эволюции некоторых из перечисленных АСЗ и тестовых частиц, близких к ним, представлены на рис. 5. Для каждого рассматриваемого АСЗ и близких к нему тестовых частиц показаны тесные сближения с Землей (кружочками) и Марсом (звездочками) и эволюция резонансной щели α (в с/сут) на интервале 6000 лет. Номинальная орбита показана черной линией, а множество для тестовых частиц — серым фоном. Здесь d — планетоцентрическое расстояние АСЗ в а. е. (AU), T — время в тыс. лет.

На рис. 5 приведены примеры как устойчивых резонансных движений (мало чувствительных к заметным изменениям начальных параметров), так и неустойчивых. Показано, что для астероида 1996 DH динамическая эволюция пучка орбит, построенного на основе вероятных ошибок, практически мало отличается от эволюции номинальной орбиты. В то же время хорошо видно, что для астероида 2608 Seneca среди тестовых частиц, построенных на основе вероятных ошибок начальных параметров, находятся частицы, для кото-

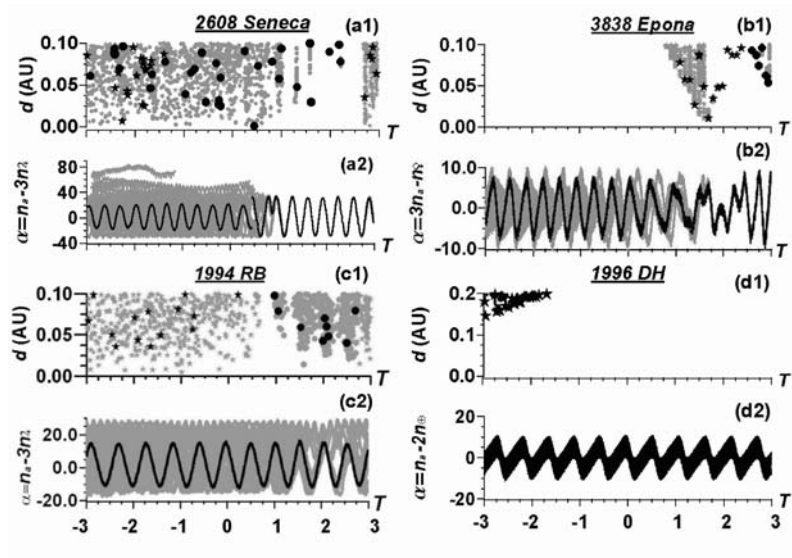


Рис. 5. Астероиды (2608) *Seneca* (рис. a1, a2), (3838) *Epona* (рис. b1, b2), 1994 *RB* (рис. c1, c2), 1996 *DH* (рис. d1, d2). Сближения с большими планетами и эволюция резонансной щели на интервале 6000 лет для 100 тестовых частиц. Пучок показан серым фоном, черным выделена номинальная орбита

рых резонансное соотношение полностью разрушается, т. е. область устойчивого резонанса этого объекта с Юпитером очень узкая. Расчеты показали, что для АСЗ 887 Alinda (резонанс 3/1 с Юпитером) и 3103 Eger (резонанс 3/5 с Землей) при усилении вероятных ошибок даже в 100 раз резонансные соотношения на всем рассматриваемом интервале для всех тестовых частиц сохраняются (резонансная щель α меняется незначительно) и оскулирующие элементы орбит имеют регулярное поведение. Резонанс разрушается для 887 Alinda только при $k = 1000$. Моделирование движения данных АСЗ на интервале 100 тыс. лет (при этом координаты больших планет вычислялись на основе круговых орбит) подтвердило устойчивость резонансов для астероидов 887 Alinda, 1996 DH и 3103 Eger.

Таким образом, отвечая на второй из поставленных выше вопросов, мы можем сказать, что среди АСЗ есть примеры как неустойчивых, так и устойчивых резонансных движений на интервалах времени порядка нескольких тысяч и десятков тысяч лет.

Ответом на вопрос: может ли для каких-либо АСЗ резонанс служить защитным механизмом от тесных сближений с большими планетами — является существование большой группы астероидов в окрестности резонанса 2/1 с Юпитером. Как показывают рис. 3–4, орбиты этих астероидов в афелии приближаются к орбите Юпитера, вне резонанса с Юпитером такие астероиды долго существовать бы не могли.

Список литературы

1. Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю. Динамика околоземных астероидов (обзорная лекция) // Физика космоса: Тр. 29-й междунар. студ. науч. конф. 31 янв.–4 февр. 2000 г. Екатеринбург, 2000. С. 12–22.
2. Шустер Г. Детерминированный хаос. Введение. М.: Мир, 1988.
3. Froeschle C. The Lyapunov characteristic exponents — applications of celestial mechanics // Celest. Mech. 1984. Vol. 34. P. 95–115.
4. Tancredi G. Chaotic dynamics of planet-encountering bodies // Celest. Mech. Dyn. Astron. 1998. Vol. 70. P. 181–200.
5. Wiodarczyk I. The prediction of the motion of the Atens, Apollos and Amors over long intervals of time // US/European Celes. Mech. Workshop, 3–7 july 2000. Abstracts. Poznan-Poland, 2000. P. 72.

6. *Эльясберг П. Е.* Определение движения по результатам измерений. М.: Наука, 1976.
7. *Решетнев М. Ф., Лебедев А. А., Бартенев В. А. и др.* Управление и навигация искусственных спутников Земли на околокруговых орбитах. М.: Машиностроение, 1988.
8. *Muironen K.* Orbital Covariance Eigenproblem for Asteroids and Comets // Mon. Not. Royal Astron. Society. 1996. Vol. 280. P. 1235–1238.
9. *Milani A., La Spina A., Sansaturio M. E. et al.* The Asteroid Identification Problem. III. Proposing identifications // Icarus. 2000. Vol. 44. P. 39–53.
10. *Черницов А. М.* Алгоритмы определения областей возможных движений малых тел Солнечной системы. Автореф. дис. д-ра физ.-мат. наук. СПб.: ИПА РАН, 2000.
11. *Bykova L. E., Galushina T. Yu.* Evolution of Near-Earth Asteroids Close to Mean Motion Resonances // Planetary and Space Science. 2001. Vol. 49. P. 811–815.
12. *Bykova L., Galushina T.* Numerical Simulation of the Orbital Evolution of Near-Earth Asteroids Close to Mean Motion Resonances // Celest. Mech. Dyn. Astr. 2002. Vol. 82. P. 265–284.
13. *Bordovitsyna T., Avdyushev V., Chernitsov A.* New Trends in Numerical Simulation of the Motion of Small Bodies of the Solar System // Celest. Mech. Dyn. Astr. 2001. Vol. 80 (3/4). P. 227–247.
14. *Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю.* Прикладная программная система для моделирования движения астероидов и ее применение // "Вторые Окуневские чтения". Тр. междунар. науч.-практ. конф: Теоретическая и прикладная механика. СПб.: Балтийский техн. ун-т. 2001. Т.2. С. 204–213.
15. *Гребеников Е. А., Рябов Ю. А.* Резонансы и малые знаменатели в небесной механике. М.: Наука, 1978.
16. *Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю.* Динамика астероидов 1998 VF31 и 1999 ND43, движущихся в окрестности резонанса 1/1 с Марсом // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Вып. 4. Томск: Изд-во ТГУ. 2001. С. 89–93.
17. *Быкова Л. Е.* Орбитальная эволюция околоземных астероидов, движущихся в окрестности резонанса 3/1 с Юпитером // Околоземная астрономия XXI века: Тез. докл. конф., Звенигород, 21–25 мая 2001 г. 2001. С. 44–45.

18. *Галушина Т. Ю.* О динамике астероидов, сближающихся с Землей и движущихся в окрестности резонанса $5/2$ с Юпитером // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Вып. 5. Томск: Изд-во ТГУ. (В печати).

А. Е. Дудоров

Челябинский государственный университет

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ

В лекции обсуждаются следующие модели аккреционных, протозвездных и протопланетных дисков:

1. Модель Шакуры и Сюняева.
2. Адвективная модель.
3. МГД-модификации моделей 1 и 2.
4. Модель полутонкого диска (slim disk).
5. Модель Камерона для протосолнечной туманности.
6. Модель с пограничным слоем.
7. Численные модели.

ХИМИЯ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

Как образуются звезды

Начальные условия и временные шкалы

Звезды представляют собой основу барионной Вселенной. В настоящую эпоху в них заключено около половины видимого вещества скоплений галактик и 90–99% вещества самих галактик. Вселенная, имевшая изначально газовый состав, теперь стала почти целиком звездной. Естественно, в эволюции Космоса процесс перехода газа в звезды является одним из основных. К сожалению, несмотря на значительные теоретические и экспериментальные усилия детали этого процесса все еще остаются загадкой. Из наблюдений следует, что в современной Галактике звезды образуются в темных плотных ядрах молекулярных облаков (МО). Однако до сих пор отсутствует общепринятое представление о том, как именно происходит переход от разреженного межзвездного газа со средней концентрацией n порядка 1 частицы на 1 см^3 к молекулярным облакам ($n = 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$) и дозвездным объектам ($n > 10^6 \text{ см}^{-3}$) [1]. Очевидно, что звезда формируется в гравитационно неустойчивом газовом сгустке, но до сих пор неясно, образуются эти сгустки изначально неустойчивыми или же теряют устойчивость постепенно, некоторое время пребывая в квазистационарном состоянии.

На первую возможность указывает, например, такой факт. В пределах 350 пс от Солнца нет почти ни одного комплекса молекулярных облаков, в котором не было бы молодых звезд. Одновременно в областях звездообразования практически отсутствуют звезды, возрасты которых превышали бы 1 — 3 млн лет. Иными словами, мы не видим ни областей звездообразования, в которых формирование звезд еще не началось, ни “старых” областей звездообразования, в которых процесс рождения звезд длился бы более 3 млн лет. Это указывает на то, что формирование звезд в молекулярном облаке начинается сразу после его образования и так же быстро закачивается, вероятно, из-за того, что облако рассеивается [2].

С другой стороны, для типичного гигантского МО с массой $5 \cdot 10^5 M_{\odot}$ и радиусом порядка 30 пс динамическая шкала времени равна нескольким миллионам лет. С учетом того, что полная масса молекулярных облаков в Галактике составляет $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$, средняя скорость перехода газа в звезды должна измеряться в сотнях масс Солнца в год. Реальное значение скорости звездообразования на два порядка уступает этому значению. Из этого можно сделать вывод, что образование протозвездных объектов в ГМО происходит не в динамической шкале, а в более медленной, например, связанной с тем, что облака удерживаются от коллапса не тепловым, а турбулентным или магнитным давлением. В этом случае скорость образования звезд будет управляться темпом диссипации турбулентности или скоростью амбиполярной диффузии [3].

К сожалению, ни наблюдения, ни численное моделирование не позволяют пока отдать предпочтение “быстрому” (в динамической шкале) или “замедленному” звездообразованию. Ситуация осложняется тем, что до сих пор не обнаружен ни один объект, о котором можно было бы с уверенностью сказать, что он представляет собой коллапсирующую протозвезду. Известные плотные ядра молекулярных облаков разделяются на стабильные ядра без крупномасштабных движений (B68, L1498) и на ядра, в которых уже есть центральные компактные источники ИК-излучения (предполагаемые молодые звездные объекты). Имеется лишь несколько “переходных” объектов (B335, L1544), в спектрах которых предположительно наблюдаются признаки коллапса, точнее, радиального движения вещества по направлению к центру объекта.

Одна из ключевых трудностей в исследовании процесса звездообразования заключается в том, что молекулярный водород, из которого в основном состоят молекулярные облака, практически не излучает и потому остается невидимым для земного наблюдателя. О свойствах межзвездных облаков приходится судить по наблюдениям излучения (и в ряде случаев поглощения) примесных молекул, доля которых по отношению к молекулярному водороду очень незначительна — менее одной десятичной. Говоря образно, мы *не видим* тех облаков, из которых образуются звезды, мы видим лишь их тени, контуры, очерчиваемые излучением веществ, содержание которых по отношению к молекулярному водороду нам необходимо каким-то образом узнать.

Молекулы в молекулярных облаках

Первые сведения о наличии в межзвездном пространстве простейших молекул, отличных от молекулы водорода, были получены в 30 – 40-е годы XX века, когда в оптических спектрах некоторых звезд были замечены линии *поглощения* молекул CH и CH^+ . Обычно в оптический и ультрафиолетовый диапазоны попадают электронные молекулярные переходы, как правило, близкие к электронным переходам атомов, из которых состоит данная молекула. Благодаря сложной структуре молекул в них имеются также многочисленные переходы, связанные с изменением относительного расположения их компонентов, колебательные, вращательные, вращательно-колебательные. Эти переходы приводят к генерации инфракрасного, субмиллиметрового и радиоизлучения. Поэтому изучение собственного излучения молекул началось лишь после появления длинноволновой астрономии. В 1963 г. было открыто излучение гидроксила (OH), в 1968 г. стало известно о существовании многоатомных молекул — аммиака и воды. Всего в настоящее время известно около 130 межзвездных и околозвездных молекул, самая большая из которых — HC_{11}N — состоит из целых 13 атомов. Наиболее обильна молекула оксида углерода CO , содержание которой по отношению к молекулярному водороду достигает 10^{-4} . Других молекул, как правило, гораздо меньше — 10^{-7} – 10^{-10} . В таб. 1 приводится содержание некоторых соединений по отношению к молекулярному водороду в облаках TMC-1 и L134N по данным [4].

Молекулярные облака образуются из разреженного межзвездного вещества, в котором молекул нет. Чтобы превратить газ, состоящий исключительно из нейтральных атомов, в сложную молекулярную смесь, необходима сложная и разветвленная последовательность реакций, возможность протекания которых в межзвездной среде далеко не очевидна. Причина — в низкой температуре и разреженности молекулярных облаков, которые хотя и называются плотными, но на самом деле по плотности уступают земной атмосфере почти на два десятка порядков.

Молекула, образующаяся в результате столкновения двух нейтральных частиц (так называемая *нейтраль-нейтральная* реакция), как правило, обладает избыточной энергией. Поэтому она неустойчива и быстро распадается. Для стабилизации вновь образовавшейся молекулы за время своего существования ($\ll 1$ с) она должна успеть столкнуться с третьей частицей, которая унесла бы эту избыточную

Таблица 1. Содержание некоторых молекул в облаках ТМС-1 и L134N (запись $a(b)$ означает $a \cdot 10^b$).

Молекула	ТМС-1	L134N	Молекула	ТМС-1	L134N
C ₂ H	5(−8)	5(−8)	HCN	2(−8)	4(−9)
C ₂	5(−8)		HC ₉ N	3(−10)	
CH	2(−8)	1(−8)	NH ₃	2(−8)	2(−7)
C ₅ H	3(−10)		HC ₃ N	6(−9)	2(−10)
C ₄ H ₂	1(−9)		HCO ⁺	8(−9)	8(−9)
C ₄ H	2(−8)	1(−9)	C ₃ O	1(−10)	5(−11)
C ₆ H ₂	5(−11)		CH ₃ OH	2(−9)	3(−9)
C ₃ H ₄	6(−9)	1(−9)	CO	8(−5)	8(−5)
C ₃ H	5(−10)	3(−10)	OH	3(−7)	8(−8)
C ₆ H	1(−10)		H ₂ CO	2(−8)	2(−8)
C ₃ H ₂	3(−8)	2(−9)	CH ₃ CHO	6(−10)	6(−10)
CH ₂ CN	5(−9)	1(−9)	CH ₂ CO	1(−9)	7(−10)
HC ₅ N	3(−9)	1(−10)	SO ₂	1(−9)	4(−9)
HC ₇ N	1(−9)	2(−11)	H ₂ CS	3(−9)	6(−10)
HCNH ⁺	2(−9)	3(−9)	H ₂ S	5(−10)	8(−10)
NO	3(−8)	6(−8)	OCS	2(−9)	2(−9)
CN	3(−8)	3(−9)	C ₂ S	8(−9)	6(−10)
C ₃ N	1(−9)	2(−10)	CS	1(−8)	1(−9)
N ₂ H ⁺	5(−10)	5(−10)	HCS ⁺	6(−10)	6(−11)
CH ₃ CN	1(−9)	1(−9)	C ₃ S	1(−9)	2(−10)
HNC	2(−8)	6(−9)	SO	5(−9)	2(−8)

энергию. Поскольку среднее время между столкновениями частиц в газе с плотностью $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ составляет порядка миллиона секунд, очевидно, что такое тройное взаимодействие крайне маловероятно.

Кроме того, большинство нейтраль-нейтральных реакций обладают энергетическими барьерами. Частицы, участвующие в таких реакциях, должны иметь очень большие скорости, чтобы приблизиться друг к другу на расстояние, достаточное для взаимодействия. Эффективное протекание подобных реакций возможно зачастую лишь при температурах порядка тысяч Кельвинов. В некоторых нейтраль-нейтральных реакциях (реакциях *радиативной ассоциации*) избыточную энергию уносит излучаемый молекулой фотон, но и у этих реакций скорости, как правило, невелики. По этим

причинам образование молекул из нейтрального атомарного газа должно происходить очень и очень медленно.

В 1973 году Хербст и Клемперер [5] предположили, что за формирование молекулярного состава плотных облаков отвечают реакции иного типа — *ион-молекулярные*, т. е. реакции между нейтральной молекулой (атомом) и ионом. Лабораторные исследования показывают, что такие реакции не обладают энергетическими барьерами и потому эффективны даже при низких температурах. Более того, скорость протекания некоторых ион-молекулярных реакций с понижением температуры возрастает. Правда, для ион-молекулярной химии необходимо наличие инициирующего фактора, который приводил бы к образованию первичных ионов. Во внешних областях облаков роль такого фактора играет ультрафиолетовое излучение — как свет близких звезд, так и диффузное галактическое УФ-поле. В ряде случаев в ионизацию вещества вносит вклад также и рентгеновское излучение (в областях звездообразования его источником может быть активность молодых звезд). В плотных ядрах молекулярных облаков, куда излучение звезд не проникает, ионизацию обеспечивают космические лучи и жесткие кванты, генерируемые при распаде радиоактивных изотопов, входящих в состав межзвездных пылинок (в основном ^{26}Al).

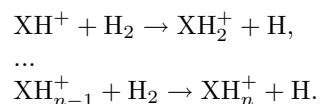
Основные типы химических реакций в газовой фазе молекулярных облаков таковы.

- Реакции ионизации — ионизация простейших компонентов космическими лучами и жестким излучением различной природы.
- Ион-молекулярные реакции — реакции между ионизованным и нейтральным компонентом.
- Диссоциативная рекомбинация — реакции между молекулярным ионом и электроном, как правило, приводящие к распаду молекулярного иона на несколько нейтральных молекул.
- Нейтраль-нейтральные реакции — реакции между двумя нейтральными компонентами.
- Фотореакции — разрушение ионизованной или нейтральной молекулы ультрафиолетовым квантом. Источником кванта может быть как внешнее ультрафиолетовое поле, так и УФ-излучение, рождающееся внутри самого облака в результате взаимодействия космических лучей с атомарным и молекулярным водородом.

Еще один вид реакций, который считался и считается определяющим в межзвездной химии, — реакции на поверхности пылинок. Они происходят между компонентами, осевшими на пылинки из газовой фазы и вошедшими в состав ледяных мантий. В данном случае пылинка выступает в качестве третьего тела, способного отобрать излишек энергии у вновь образованной молекулы. Скорости протекания этих реакций связаны со многими неопределенными факторами — эффективностью прилипания различных молекул к пылинкам, скоростью их передвижения по поверхности пылинок, свойствами этой поверхности, формой и температурой пылинок и пр. К сожалению, до сих пор общепринятая теория поверхностных реакций отсутствует, хотя очевидно, что в межзвездной химии эти реакции играют очень большую роль. Достаточно сказать, что образование “главной” межзвездной молекулы H_2 из атомарного водорода в условиях, типичных для молекулярных облаков, возможно только на поверхности пылинок. Альтернативная реакция — взаимодействие трех атомов водорода — становится эффективной лишь при очень высоких плотностях.

Молекулы, синтезируемые на пылинках, возвращаются в газовую фазу в результате процессов десорбции. Отрыв молекулы от поверхности может быть вызван ее тепловым движением, столкновением пылинки с космическими лучами, выделением энергии при некоторых поверхностных реакциях, взаимодействием пылинки с ультрафиолетовым излучением.

В общих чертах, по современным представлениям, формирование химического состава темных МО происходит следующим образом. Космические лучи с энергиями ≥ 2 МэВ проникают в плотные центральные области облака и ионизуют самые обильные атомы и молекулярный водород. При этом образуются первичные ионы H^+ , H_2^+ , He^+ , C^+ и др. Ион H_2^+ быстро вступает в реакцию с молекулярным водородом $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$, в ходе которой рождается ион H_3^+ , являющийся главной движущей силой межзвездной химии. Он вступает в реакции вида $\text{H}_3^+ + \text{X} \rightarrow \text{XH}^+ + \text{H}_2$, где X — некий атом (C, N, O, S, Si и т. д.). Образующиеся в этих реакциях простые ионы XH^+ взаимодействуют с молекулярным водородом:



Последний ион в этой цепочке рекомбинирует с электроном, в резуль-

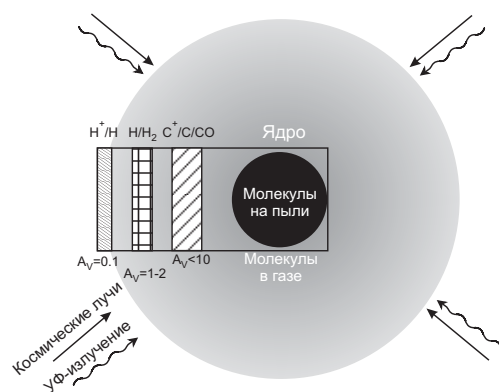


Рис. 1. Химическая структура плотного ядра

тате чего образуется нейтральная молекула, насыщенная водородом. Таким образом, в частности, синтезируются молекулы H_2O , NH_3 и CH_4 . Взаимодействие этих соединений с ионом углерода, также образующимся благодаря космическим лучам, приводит к образованию более сложных молекул — HCO^+ , HCN^+ , C_2H_2 и многих других. По мере усложнения реагентов и появления в среде химически активных радикалов (OH , CH) возрастает и скорость нейтраль-нейтральных реакций.

На периферии молекулярных облаков цепочки синтеза сложных молекул прерываются диссоциирующим ультрафиолетовым излучением. В плотных ядрах, куда УФ-кванты не проникают, определяющим фактором со временем становится оседание молекул на пылинки и образование на них ледяных мантий. Признаком образования пылевых мантий считается кольцеобразная структура распределения некоторых молекул (CO , CS , C_2S) в газовой фазе, наблюдаемая во многих плотных ядрах [6]. Ее удастся воспроизвести, предположив, что в центрах этих ядер упомянутые молекулы уходят из газовой фазы на поверхность пылинок. Примерная структура плотного ядра показана на рис. 1.

Поверхностные реакции, протекающие в мантиях, представляют собой главным образом реакции добавления атомарного водорода и приводят к образованию насыщенных молекул H_2O , NH_3 , CH_4 . В более поздние времена по мере истощения атомарного водорода в

мантиях активизируются реакции без его участия с образованием молекул C_2 , O_2 , CO_2 и др. К окончанию дозвездной стадии эволюции объекта на поверхностях пылинок могут синтезироваться и более сложные молекулы, например метанол. После рождения звезды ее ультрафиолетовое излучение испаряет ледяные мантии, что может привести к появлению в газовой фазе молекул, объяснить существование которых с помощью одной только газофазной химии не удается.

Моделирование

Основные уравнения

С математической точки зрения изменение химического состава среды описывается следующими уравнениями:

$$\frac{d}{dt}n_i^g(\vec{r}, t) = \sum_j \sum_l K_{lj}^g n_l^g n_j^g - n_i^g \sum_j K_{ij}^g n_j^g - k_i^{\text{acc}} n_i^g + k_i^{\text{des}} n_i^d \quad (1)$$

и

$$\frac{d}{dt}n_i^d(\vec{r}, t) = \sum_j \sum_l K_{lj}^d n_l^d n_j^d - n_i^d \sum_j K_{ij}^d n_j^d + k_i^{\text{acc}} n_i^g - k_i^{\text{des}} n_i^d. \quad (2)$$

Здесь n_i — количество молекул типа i в единице объема; верхние индексы g и d обозначают газовую и пылевую фазы соответственно. Первый член в уравнениях (1–2) описывает образование молекулы в различных химических реакциях, второй — ее разрушение в реакциях, в которых она является одним из реагентов. Третий и четвертый члены описывают обмен молекулами между газовой и пылевой фазами. Коэффициенты K и k включают в себя всю зависимость скоростей реакций от физических условий в среде — температуры газа (пыли), интенсивности поля излучения, скорости ионизации и пр. Как правило, в численных моделях эти зависимости выражаются простыми формулами. Например, для нейтраль-нейтральных и ион-молекулярных реакций

$$K_{lj} = \alpha_{lj} \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_{lj}} \exp(-\gamma_{lj}/T),$$

где T — температура газа, а параметры α_{lj} , β_{lj} и γ_{lj} выбираются из специальной астрохимической базы данных.

В настоящее время для моделирования газофазных реакций наиболее широко используются базы данных UMIST [8], разработанная в Манчестерском университете (Великобритания), и NSM [9], разработанная в Университете штата Огайо (США). Они фактически представляют собой списки газофазных химических реакций с указанием реагентов, продуктов и параметров, необходимых для вычисления коэффициентов K . В базу данных UMIST 95 включены 3864 реакции между 394 компонентами. База NSM существует в нескольких вариантах, включая более 4200 реакций между ~ 420 компонентами. Как видно, количество компонентов в обеих базах существенно превышает число молекул, наблюдаемых в МЗС. Дело в том, что далеко не все компоненты, участвующие даже в описанных простых цепочках, обладают свойствами, необходимыми для генерации наблюдаемого излучения. Тем не менее без них функционирование межзвездного “химического реактора” невозможно. Поэтому и приходится включать в базы данных дополнительные молекулы.

Иногда более удобной для наблюдений оказывается не сама молекула, а ее изотопмер, то есть молекула, в которую входит неосновной изотоп одного из атомов, например C^{18}O . Обычно считается, что химия изотомера не отличается от химии основной молекулы. Исключение составляет дейтерий: скорости реакций, в которых принимают участие *дейтерированные* молекулы, могут заметно отличаться от скоростей реакций с теми же молекулами, содержащими обычный водород. Если в модели предполагается исследование дейтерированных молекул, кроме обычных реакций в нее необходимо включить дополнительные реакции дейтериевой химии.

К сожалению, параметры реакций, включенных в астрохимические базы данных, редко известны точно, то есть измерены в лаборатории при условиях, хотя бы отдаленно напоминающих условия в молекулярных облаках. Как правило, “лабораторные” значения параметров приходится экстраполировать на значительно более низкие межзвездные значения плотности и температуры. Иногда параметры одной реакции оценивают по параметрам другой, предположительно близкой по типу реакции. Поэтому не удивительно, что современные модели, в целом, успешно предсказывающие химический состав молекулярных облаков, обладают рядом заметных недостатков, из которых наибольшее внимание в последнее время вызывает проблема отсутствия в темных МО воды и молекулярного кислорода. Большинство газофазных химических моделей предсказывает высокое содержание этих молекул — порядка 10^{-5} для O_2 и $10^{-7} - 10^{-6}$

для воды. Однако наблюдения с помощью космического телескопа SWAS доказали, что содержание воды в плотных ядрах заключено в пределах от $6 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-8} [10]. Чувствительность этих же наблюдений к относительному содержанию молекулярного кислорода определялась верхним пределом $7 \cdot 10^{-8}$; с его учетом ни в одном из исследованных плотных ядер молекулярный кислород не обнаружен. Не исключено, что свою роль в наблюдаемом отсутствии молекул H_2O и O_2 играет их аккреция на пыль.

Помимо собственных свойств реагентов скорость реакции между двумя молекулами в газе определяется средней частотой их столкновений, которая может быть оценена из термодинамических соображений. Ситуация с поверхностными реакциями более сложная. Чтобы две молекулы могли вступить в реакцию на поверхности пылинки, они должны, во-первых, попасть на поверхность *одной и той же* пылинки; во-вторых, находиться там достаточно долго, чтобы, диффундируя по поверхности, успеть приблизиться друг к другу до того, как процессы десорбции оторвут их. Это, в частности, означает, что само использование уравнения вида (2) для вычисления скорости поверхностных реакций не вполне правомочно и вместо него должны использоваться статистические методы, учитывающие дискретность поверхностных процессов. К сожалению, эффективной и обоснованной замены уравнению (2), которую можно было бы использовать в химических моделях, пока нет, хотя работы в этом направлении ведутся. Пока же в большинстве моделей используется уравнение (2) с коэффициентами, рассчитанными в работе [11] на основе приближенных представлений о подвижности молекул на поверхности пылинок.

Начальные условия

Для интегрирования дифференциальных уравнений (1–2) необходимо указать начальные условия. Как правило, при моделировании протозвезд полагают, что в начальный момент времени исследуемый объект состоит только из атомов или атомарных ионов. Исключение обычно делается для водорода, который считается сразу молекулярным. Иногда также предполагается, что часть атомов углерода и кислорода изначально связана в молекулу CO. В базу данных UMIST включены следующие атомы: H, He, C, N, O, Mg, Na, Fe, S, Si, P и Cl. Их общее содержание в межзвездной среде известно довольно хорошо по наблюдениям Солнца и исследованиям метеоритов.

Стандартом в настоящее время считается солнечный химический состав, определенный Андерсом и Гревессе [12] и исправленный в [13]. Он приведен в первом столбце таб. 2. Однако реальный химический состав межзвездного газа отличается от этих значений, поскольку значительная доля некоторых элементов входит в состав пылинок и не участвует в газофазных химических реакциях. Во втором и третьем столбцах таб. 2 приводятся примерные начальные содержания элементов для двух химических моделей. Начальный химический состав из работы [14] является примером так называемого химического состава с низкой начальной металличностью: содержание металлов в нем по сравнению с солнечным понижено на несколько порядков. В работе Бергина и др. [15] все металлы и углерод полагаются изначально ионизованными.

Важным с точки зрения химического моделирования фактором является заданное в элементном составе отношение содержаний углерода и кислорода C/O . Если это отношение меньше единицы, как в приведенных примерах, практически весь наличный углерод оказывается связанным в прочную молекулу CO , а в газовой фазе остается свободный кислород, что приводит к активизации химических реакций с его участием. Если же по каким-то причинам углерод более обилен, чем кислород, в газовой фазе остаются несвязанные атомы C , что приводит к формированию другого молекулярного состава. Подробно роль элементного состава в химическом моделировании обсуждается, например, в работах [9, 16].

Виды моделей

После того как заданы физические условия и определен начальный химический состав, можно приступать к интегрированию системы уравнений (1–2). Первые химические модели были стационарными: производные в уравнениях (1–2) приравнивались к нулю, а полученная система алгебраических уравнений решалась относительно равновесного содержания различных молекул. Однако наблюдательные данные указывают, что химический состав молекулярных облаков зачастую далек от равновесия, и потому для его исследования необходимы нестационарные модели. В зависимости от требуемой правдоподобности и цели исследования модель может строиться как для фиксированных, так и для меняющихся со временем физических условий. Закон, по которому зависят от времени плотность газа и температура, может задаваться как произвольно, так и на

Таблица 2. Начальный химический состав для моделей межзвездной среды

Элемент	Солнце	Аикава и Хербст [14]	Бергин и др. [15]
H	1.0	1.0	1.0
He	0.0975	0.0975	0.0975
C	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$7.9 \cdot 10^{-5}$	$5.0 \cdot 10^{-5}$ (C ⁺)
N	$8.3 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$2.3 \cdot 10^{-5}$
O	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
Mg	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$ (Mg ⁺)
Na	$2.1 \cdot 10^{-6}$	$2.3 \cdot 10^{-9}$	—
Fe	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$2.7 \cdot 10^{-9}$	$1.0 \cdot 10^{-7}$ (Fe ⁺)
S	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$9.1 \cdot 10^{-8}$	$8.0 \cdot 10^{-8}$ (S ⁺)
Si	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$9.7 \cdot 10^{-9}$	$8.0 \cdot 10^{-9}$ (Si ⁺)
P	$2.8 \cdot 10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-10}$	—
Cl	$3.2 \cdot 10^{-7}$	$1.0 \cdot 10^{-9}$	—

основе гидродинамических вычислений (см., например [17, 18]). При этом может моделироваться химический состав как одной точки облака (обычно центральной), так и набора точек, например, распределенных по радиусу. Наконец, моделирование химической и динамической эволюции облака может осуществляться одновременно и самосогласованно (см., например [19, 20]).

Способы интегрирования

Система дифференциальных уравнений (1–2), как правило, является жесткой (с математической точки зрения это означает, что у ее якобиана есть собственные числа с большой отрицательной вещественной частью), поэтому для ее решения используются специальные численные методы. Некоторые из них, например LSODE и VODE, реализованы в виде общедоступных программ на ФОРТРАНе.

Зачем все это нужно

Диагностика физических условий

Выше уже говорилось, что молекулы представляют собой важнейшее средство для определения физического и динамического со-

стояния межзвездного газа, иными словами, для определения его плотности, температуры, степени ионизации, напряженности магнитного поля (по зеемановскому расщеплению линий) и скорости движения. В принципе для определения плотности и температуры достаточно оценить населенности уровней, вовлеченных в наблюдаемый переход. Возможность использования данной молекулы и данного перехода в качестве индикатора плотности газа можно характеризовать значением критической концентрации излучающего газа $n_{\text{кр}}$. При $n > n_{\text{кр}}$ столкновительные переходы молекул данного типа в состояние с более высокой энергией происходят чаще, чем излучение соответствующих квантов. Упрощенно можно считать: наблюдение определенного перехода означает, что плотность исследуемого объекта превышает критическую. В таб. 3 приведены значения критических концентраций для некоторых молекул [21], которые часто используются в качестве индикаторов плотности молекулярных облаков. Однако при этом нужно учитывать, что соответствующий профиль линии получен в результате усреднения по лучу зрения и по площади диаграммы направленности телескопа. Чтобы соотнести данные наблюдений молекулы с состоянием газа в целом, необходимо знать, каково ее относительное содержание (чтобы перейти от концентрации, скажем, аммиака к концентрации H_2) и насколько хорошо она перемешана с молекулярным водородом. Без детальной химической модели ответить на эти вопросы невозможно.

В ряде случаев распределение вещества в облаке можно определить по наблюдениям теплового излучения входящей в это облако пыли. Однако только наблюдения молекул позволяют получить информацию о поле скоростей в данном облаке. Ширина молекулярных линий обычно существенно превосходит тепловую, из чего делается вывод о наличии в областях звездообразования хаотических турбулентных движений. По отклонениям формы профиля от гауссианы можно судить о наличии в объекте упорядоченного движения — коллапса, разлета или вращения (рис. 2).

Химические часы

Межзвездные молекулы условно делятся на “ранние”, то есть достигающие максимального содержания быстро ($\sim 10^4$ лет), и “поздние”, достигающие равновесия медленно ($> 10^6$ лет.) Теоретически, определив в протозвездном объекте относительное содержание “ранних” и “поздних” компонентов, можно оценить его возраст и сделать

Таблица 3. Критические концентрации для некоторых молекул [21]

Молекула	Переход	Частота, ГГц	$n_{\text{cr}}(10\text{ K}),$ см^{-3}	$n_{\text{cr}}(100\text{ K}),$ см^{-3}
NH ₃	(1,1)	23.7	$1.8 \cdot 10^3$	$2.1 \cdot 10^3$
NH ₃	(2,2)	23.7	$2.1 \cdot 10^3$	$2.1 \cdot 10^3$
CS	$J = 1 \rightarrow 0$	49.0	$4.6 \cdot 10^4$	$6.2 \cdot 10^4$
CS	$J = 2 \rightarrow 1$	98.0	$3.0 \cdot 10^5$	$3.9 \cdot 10^5$
CS	$J = 3 \rightarrow 2$	147.0	$1.3 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^6$
CS	$J = 5 \rightarrow 4$	244.9	$8.8 \cdot 10^6$	$6.9 \cdot 10^6$
CS	$J = 7 \rightarrow 6$	342.9	$2.8 \cdot 10^7$	$2.0 \cdot 10^7$
CS	$J = 10 \rightarrow 9$	489.8	$1.2 \cdot 10^8$	$6.2 \cdot 10^7$
HCO ⁺	$J = 1 \rightarrow 0$	89.2	$1.7 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^5$
HCO ⁺	$J = 3 \rightarrow 2$	267.6	$4.2 \cdot 10^6$	$3.3 \cdot 10^6$
HCO ⁺	$J = 4 \rightarrow 3$	356.7	$9.7 \cdot 10^6$	$7.8 \cdot 10^6$
HCN	$J = 1 \rightarrow 0$	88.6	$2.6 \cdot 10^6$	$4.5 \cdot 10^6$
HCN	$J = 3 \rightarrow 2$	265.9	$7.8 \cdot 10^7$	$6.8 \cdot 10^7$
HCN	$J = 4 \rightarrow 3$	354.5	$1.5 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^8$

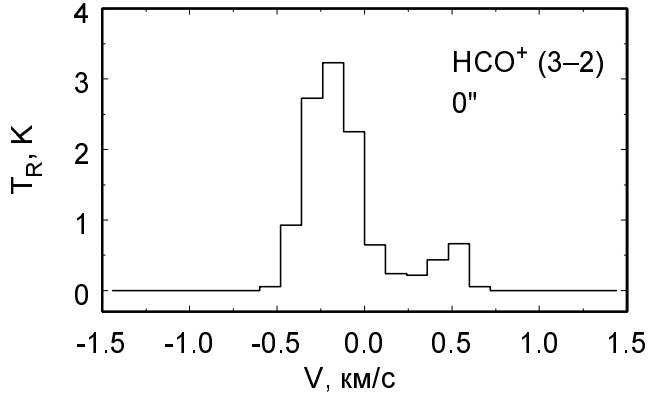


Рис. 2. Характерный вид профиля молекулярной линии для коллапсирующего сферически симметричного облака (из работы Павлюченкова и др. [22])

выбор в пользу “быстрого” или “замедленного” коллапса, упомянутых в первом разделе. Терциева и Хербст [9], например, воспользовались этим способом для определения возраста молекулярного облака ТМС-1. Сравнив наблюдательные данные с результатами газофазной химической модели, основанной на базе данных NSM, они обнаружили, что наилучшее согласие между наблюдаемыми и теоретическими обилиями достигается к моменту времени $t = 2 \cdot 10^4$ лет. Однако пока такой способ определения возраста остается неоднозначным, главным образом из-за того, что у некоторых “ранних” молекул может наблюдаться повторный рост содержания в более поздние моменты времени. Например, в работе [20] отмечается, что у простой углеродной цепочки C_2S , которая считается типичной “ранней” молекулой, есть и второй пик содержания, приходящийся на время порядка нескольких миллионов лет, поэтому наличие этой молекулы в объекте не обязательно является признаком его молодости. Робертс и Хербст [23] дополнили модель Терциевой и Хербста [9] реакциями на поверхности пылинок и обнаружили, что согласие теоретических расчетов с наблюдениями и в этом случае достигает максимума к $t = 2 \cdot 10^4$ лет, а затем ухудшается. Однако при $t \sim 10^7$ лет содержание большинства молекул вновь приближается к наблюдаемым значениям. Это означает, что пока на основании одних только хими-

ческих расчетов оценить возраст ТМС-1 не удастся. Вероятно, ответ может быть получен с помощью одновременного химического и динамического моделирования этого объекта.

Обратная связь с динамикой

Наконец, нужно отметить, что содержание молекул не является пассивным следствием тех или иных физических условий. Сами эти условия, в свою очередь, зависят от молекулярного состава газа. Во-первых, излучение самых обильных молекул (в первую очередь СО) не только является источником информации об объекте, но и приводит к существенным потерям энергии из среды, внося существенный вклад в ее энергетический баланс, что отражается и на динамическом состоянии газа.

Во-вторых, для учета сопряженности между магнитным полем и веществом в плотном газе необходимо знать величину степени ионизации, от которой зависят такие важные факторы, как продолжительность дозвездной фазы эволюции замагниченных облаков и характер аккреции вещества в замагниченных протозвездных дисках. Если в диффузном веществе (с плотностью менее 10^4 см^{-3}) главным источником электронов являются металлы, сера и углерод, то в более плотном газе эти элементы аккумулируются на пылинках (“вымерзают”) и роль главных поставщиков электронов переходит к более сложным ионам — H_3^+ , HCO^+ , N_2H^+ и другим, вовлеченным в сложные химические реакции. В таком веществе вычислить степень ионизации невозможно без учета довольно сложного комплекса химических процессов [24].

Заключение

Изучение химии молекулярных облаков — интереснейшая и интенсивно развивающаяся отрасль астрономии. Можно без преувеличения сказать, что накопленный в настоящее время объем наблюдательной информации существенно превышает достижения теоретиков. Упрощенные модели, в которых изучаемый объект представляется одной или несколькими точками в пространстве и времени, внесли большой вклад в развитие понимания межзвездных химических процессов, однако по мере накопления наблюдательных данных все более очевидными становятся их недостатки. Как показывают наши исследования [20, 22], даже самосогласованная химико-

динамическая модель в одномерном приближении способна объяснить только химическую структуру дозвездных облаков, но не позволяет удовлетворительно воспроизвести форму спектральных линий. Для уверенной интерпретации наблюдений необходимы модели, в которых химическая эволюция газа рассматривалась бы одновременно с его динамической эволюцией и как минимум в двумерном приближении. Так что работы в этой области предстоит очень много. Особенно же бурный расцвет ожидает астрохимию через несколько лет, когда будет введена в строй интерферометрическая система субмиллиметровых телескопов ALMA, которая позволит построить подробные химические карты самых плотных областей дозвездных облаков и протозвездных дисков.

Работа поддержана грантом РФФИ 01-02-16206, грантом РФФИ-ННИО 02-02-04008 и грантом Президента РФ 00-15-96722.

Список литературы

1. *Ward-Thompson D.* Isolated star formation: from cloud formation to core collapse // *Science*. 2002. Vol. 295. P. 76.
2. *Hartmann L., Ballesteros-Paredes J., Bergin E. A.* Rapid formation of molecular clouds and stars in the solar neighborhood // *Astrophys. J.* 2001. Vol. 562. P. 852.
3. *Pringle J. E., Allen R. J., Lubow S. H.* The formation of molecular clouds // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2001. Vol. 327. P. 663.
4. *Ohishi M., Irvine W. M., Kaifu N.* Molecular abundance variations among and within cold, dark molecular clouds // *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*. Ed. P. D. Singh. Dordrecht: Kluwer, 1992. P.171.
5. *Herbst E., Klemperer W.* The formation and depletion of molecules in dense interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 185. P. 505.
6. *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P. et al* Systematic molecular differentiation in starless cores // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 569. P. 815.
7. *van Dishoeck E. F., Blake G. A.* Chemical evolution of star-forming regions // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 36. P. 317.
8. *Millar T. J., Farquhar P. R. A., Willacy K.* The UMIST Database for Astrochemistry 1995 // *Astron. Astrophys. Sup.* 1997. Vol. 121. P. 139.

9. *Terzieva R., Herbst E.* The sensitivity of gas-phase chemical models of interstellar clouds to C and O elemental abundances and to a new formation mechanism for ammonia // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 501. P. 207.
10. *Snell R. L., Howe J. E., Ashby M. L. N. et al.* Water abundance in molecular cloud cores // *Astrophys. J. Lett.* 2000. Vol. 539. P. L101.
11. *Hasegawa T. I., Herbst E., Leung C. M.* Models of gas-grain chemistry in dense interstellar clouds with complex organic molecules // *Astrophys. J. Sup.* 1992. Vol. 82. P. 167.
12. *Anders E., Grevesse N.* Abundances of the elements: meteoritic and solar // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1989. Vol. 53. P. 197.
13. *Grevesse N., Sauval A. J.* Standard solar composition // *Space Science Rev.* 1998. Vol. 85. P. 161.
14. *Aikawa Y., Herbst E.* Deuterium fractionation in protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 526. P. 314.
15. *Bergin E. A., Langer W. D., Goldsmith P. F.* Gas-phase chemistry in dense interstellar clouds including grain surface molecular depletion and desorption // *Ibid.* 1995. Vol. 441. P. 222.
16. *Shalabeia O. M.* The effect of the initial elemental abundance on gas-grain chemical models // *Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 370. P. 1044.
17. *Bergin E. A., Langer W. D.* Chemical evolution in preprotostellar and protostellar cores // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 486. P. 316.
18. *Aikawa, Y., Ohashi, N., Inutsuka, S. et al.* Molecular evolution in collapsing prestellar cores // *Astrophys. J.* 2001. Vol. 552. P. 639.
19. *Shematovich V. I., Shustov B. M., Wiebe D. S.* Self-consistent model of chemical and dynamical evolution of protostellar clouds // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1997. Vol. 292. P. 601.
20. *Li Z.-Y., Shematovich V. I., Wiebe D. S. et al.* A coupled dynamic and chemical model of starless cores of magnetized molecular clouds. I. Formulation and initial results // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 569. P. 792.
21. *Evans N. J. II* Physical conditions in regions of star formation // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1999. Vol. 37. P. 311.
22. *Павлюченков Я. Н., Шустов Б. М., Шематович В. И. и др.* Химико-динамическая модель дозвездного ядра L1544: сравнение

- модельных и наблюдаемых спектров излучения $C^{18}O$, HCO^+ и CS
// Астроном. журн. 2003. (В печати).
23. *Roberts H., Herbst E.* The abundance of gaseous H_2O and O_2 in cores of dense interstellar clouds // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 395. P. 233.
24. *Wiebe D., Semenov D., Henning Th.* Reduction of chemical networks. I. The case of molecular clouds // *Ibid.* 2003. (In press).

М. А. Воронков
Астрокосмический центр ФИАН

ОСНОВЫ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В лекции рассмотрены основные принципы работы радиоинтерферометров. Изложение построено исходя из опытов по интерференции света, хорошо известных из общего курса физики. Обсуждаются вопросы восстановления изображений и калибровки интерферометра, а также объясняется терминология, возникающая в теории синтеза изображений: функция видности, заполнение uv-плоскости, "грязная" карта. Приводятся ссылки, необходимые для написания наблюдательных заявок на существующие интерферометры.

The lecture covers the basic principles for radio interferometers functioning. Considerations are based on the experiments on light interference which are well known from the basic course of physics. The questions of image restoration and interferometer calibration are discussed along with an explanation of the terminology appearing in the synthesis imaging theory: a visibility function, an uv-coverage, a "dirty" map. The references necessary to create observational proposals for existing interferometers are cited.

Введение

Дифракция электромагнитных волн на апертуре телескопа накладывает принципиальное ограничение на угловое разрешение, которое можно получить с помощью данного инструмента. Это ограничение наиболее заметно в радиодиапазоне из-за значительно большей

длины волн по сравнению с другими частями электромагнитного спектра. Для круглой апертуры телескопа угловой размер главного лепестка дифракционной картины (в радианах) приближенно равен $1.2\lambda/D$, где λ – длина волны; D – диаметр телескопа. Для типичных диаметров радиотелескопов сантиметрового диапазона (десятки метров) эта формула дает угловое разрешение порядка минут дуги. Это ограничение можно преодолеть, используя явление интерференции электромагнитных волн. При этом один и тот же источник наблюдается одновременно несколькими радиотелескопами, все сигналы сводятся в единый центр обработки, где на специализированном компьютере, называемом коррелятором, формируется интерференционная картина. Анализ этой картины позволяет получить изображение источника с гораздо большим разрешением, чем на одиночной антенне. Роль диаметра телескопа в этом случае будет выполнять длина базы, то есть расстояние между радиотелескопами, составляющими радиоинтерферометр. Оказывается возможным использовать в качестве интерферометра антенны, находящиеся на разных континентах или даже космические антенны, что дает характерное разрешение порядка миллисекунд дуги для сантиметровых волн. Цель данной лекции состоит в изложении основных принципов работы радиоинтерферометров и обработки радиоинтерферометрических экспериментов.

Интерференция в оптике. Опыт Юнга

Рассмотрим хорошо знакомый из общего курса физики опыт Юнга (рис. 1). В этом опыте интерферируют две волны, которые получаются путем деления фронта падающей плоской волны на двух щелях. В разных точках экрана эти две волны суммируются с разным сдвигом фаз. Поскольку приемник света квадратичен по полю, мы получаем на экране интерференционную картину в виде чередования светлых и темных полос, обычно называемых интерференционными лепестками (fringes).

Используя комплексную форму записи для гармонического колебания, вклады в суммарное поле в точке наблюдения от первой и второй щели можно записать в следующем виде: $E_1 = E_0 e^{i\omega t}$, $E_2 = E_0 e^{i\omega(t-\tau)}$, где $\tau = \Delta/c$ – время запаздывания сигнала от второй щели по сравнению с сигналом от первой щели. Интенсивность квадратична по полю $I \sim \langle EE^* \rangle$, угловые скобки обозначают усреднение по времени. Подставляя суммарное поле в выражение для ин-

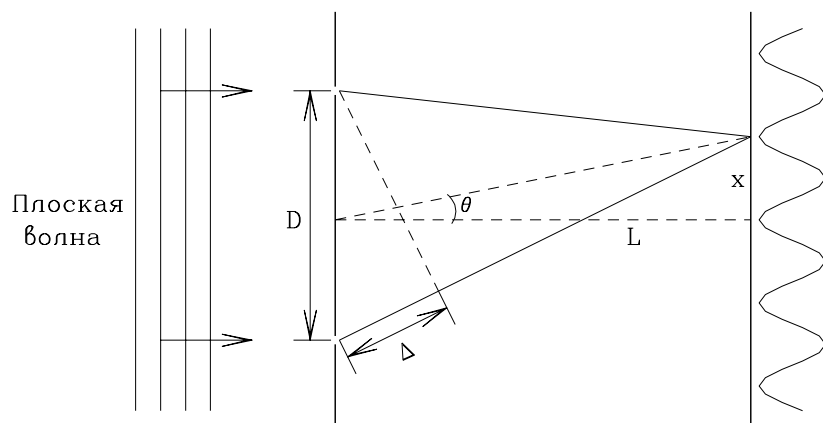


Рис. 1. Схема опыта Юнга для случая двух щелей. Для наглядности рисунок представлен не в масштабе. В действительности расстояние между щелями (D) много меньше расстояния до экрана (L)

тенсивности и раскрывая скобки, получаем окончательное выражение для исследуемого эффекта:

$$I = 2I_0 (1 + \cos(\omega\tau)) = 2I_0 \left(1 + \cos\left(2\pi\theta\frac{D}{\lambda}\right) \right), \quad (1)$$

где λ – длина волны; D – расстояние между щелями; θ – угол, под которым ведутся наблюдения (рис. 1).

Теперь немного усложним ситуацию. Пусть на рис. 1 на щели падает излучение не от точечного источника (то есть источника, находящегося на бесконечном расстоянии от щелей), который дает плоскую волну, а от некоторого одномерного источника, параллельного линии, соединяющей щели, и имеющего некоторое угловое распределение яркости $I(\varphi)$. Будем считать, что источник расположен достаточно далеко, чтобы волну, приходящую от каждой из его частей, можно было считать плоской. Пусть также каждая точка этого источника излучает независимо, то есть $\langle E_i E_j^* \rangle = 0$ для $i \neq j$. Тогда каждая точка источника будет давать свою интерференционную картину, которая, вообще говоря, будет смещена относительно картин, даваемых другими точками этого же источника. Максимумы могут попадать на минимумы, и контраст интерференционных полос в общем случае будет ухудшаться (рис. 2). Формулу для эффекта в этом случае можно получить аналогично случаю плоской

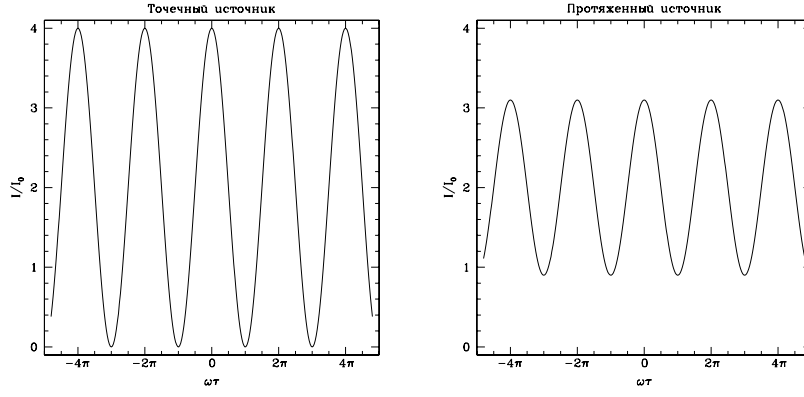


Рис. 2. Пример ухудшения контраста интерференционной картины в схеме Юнга при переходе от точечного источника (слева) к протяженному источнику (справа)

волны. Поле на первой и второй щелях будет выражаться интегралами вдоль источника:

$$\begin{aligned} E_1 &= \int E(\varphi) \exp \left\{ i \left(\omega t + \overrightarrow{k(\varphi)} \overrightarrow{r_1} \right) \right\} d\varphi, \\ E_2 &= \int E(\varphi) \exp \left\{ i \left(\omega (t - \tau) + \overrightarrow{k(\varphi)} \overrightarrow{r_2} \right) \right\} d\varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\overrightarrow{k(\varphi)} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\varphi, \sqrt{1 - \varphi^2} \right)$ – волновой вектор плоской волны, испущенной точкой, которая видна под углом φ , а $\overrightarrow{r_i}$ – радиус-вектор щели. Интенсивность можно получить аналогично случаю с плоской волной, если подставить суммарное поле $E = E_1 + E_2$ и раскрыть скобки в выражении для интенсивности $I \sim \langle EE^* \rangle$, учитывая при этом независимость излучения отдельных частей источника. Окончательно

$$I = 2I_0 \left(1 + \text{Re} \left\{ e^{i\omega\tau} V(D) \right\} \right), \quad (3)$$

где $V(D)$ – так называемая функция видности, описывающая контраст интерференционных полос в зависимости от расстояния между щелями D ,

$$V(D) = \frac{1}{\int I(\varphi) d\varphi} \int I(\varphi) \exp \left\{ 2\pi i \varphi \frac{D}{\lambda} \right\} d\varphi. \quad (4)$$

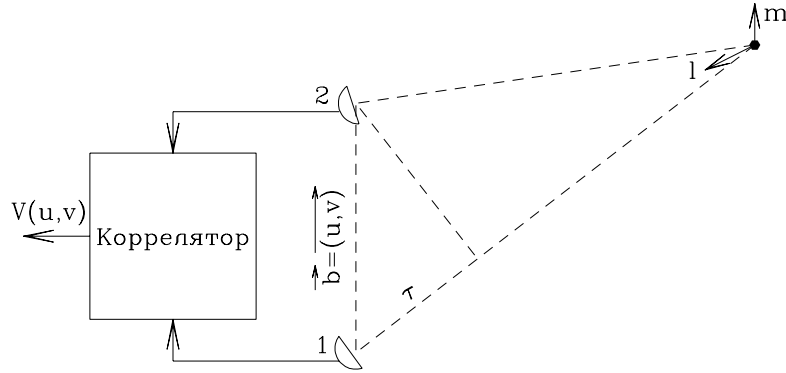


Рис. 3. Схема простейшего радиоинтерферометра из двух антенн

Формула (4) представляет собой преобразование Фурье от распределения яркости по источнику. Таким образом, видность (или контраст) интерференционной картины определяется пространственной частотой D/λ в распределении яркости по источнику. Схему Юнга можно рассматривать как фильтр пространственных частот, и, меняя расстояние между щелями, можно измерить зависимость функции видности от расстояния между щелями D , а затем восстановить распределение яркости по источнику, используя обратное преобразование Фурье. Формула (3) дает простой физический смысл для действительной функции видности (случай симметричного распределения яркости), который обычно считается определением в курсах общей физики

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (5)$$

Радиоинтерферометр

Рассмотрим систему из двух радиотелескопов (рис. 3). В отличие от оптики в радиодиапазоне возможна реализация амплитудного детектора излучения, то есть мы можем регистрировать непосредственно E , а не $I \sim \langle EE^* \rangle$. Поэтому можно свести сигнал с обеих антенн на специализированный компьютер, называемый коррелятором, где будет вычисляться корреляция, присутствующая в выра-

жении для интенсивности. Таким образом, в радиоинтерферометре непосредственно измеряется функция видности без анализа интерференционной картины. Функцию видности удобно определить следующим образом:

$$V_{12} = \left\langle \frac{E_1 E_2^*}{e^{i\omega\tau}} \right\rangle. \quad (6)$$

Это определение отличается от введенного ранее постоянным множителем (I_0), функция видности является функцией вектора базы ($\vec{b}$ на рис. 3), то есть вектора расстояния между радиотелескопами 1 и 2. Как и в случае с опытом Юнга для протяженного источника, распределение яркости по источнику связано с функцией видности преобразованием Фурье (формулы могут быть получены аналогично), однако теперь преобразование Фурье двумерно, так как мы в данном случае не ограничиваемся случаем линейного источника.

$$V(u, v) = \iint I(l, m) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda}(lu + mv)\right) dl dm. \quad (7)$$

Вместо одной пространственной частоты D , равной расстоянию между щелями в опыте Юнга, функция видности зависит теперь от двух пространственных частот u и v , которые являются проекциями вектора базы $\vec{b}$ на координатные оси в картинной плоскости. В этой же системе координат с центром в источнике исследуется и распределение яркости $I(l, m)$, l и m — направляющие косинусы. Удобно выбрать для оси l (и соответственно u) направление на восток, а для оси m (и соответственно v) — на север. Таким образом, смещение по l будет отвечать смещению по прямому восхождению, а смещение по m — смещению по склонению. Обычно также координаты u и v базы интерферометра измеряют в единицах длин волн, тогда уравнение (7) принимает классическую форму преобразования Фурье.

Чтобы получить распределение яркости по источнику, необходимо измерить функцию видности для всех значений u и v . Реально это осуществить нельзя, поэтому измеряемое изображение будет искажено. Если ввести функцию $S(u, v)$, которая равна 1 в тех точках (u, v) -плоскости, для которых была измерена функция видности, а иначе — равна 0, тогда измеряемую функцию видности $\tilde{V}(u, v)$ можно представить в виде

$$\tilde{V}(u, v) = S(u, v)V(u, v). \quad (8)$$

Функция $S(u, v)$ называется заполнением (u, v) -плоскости. По известной теореме о свертке преобразования Фурье (см., например, [1]),

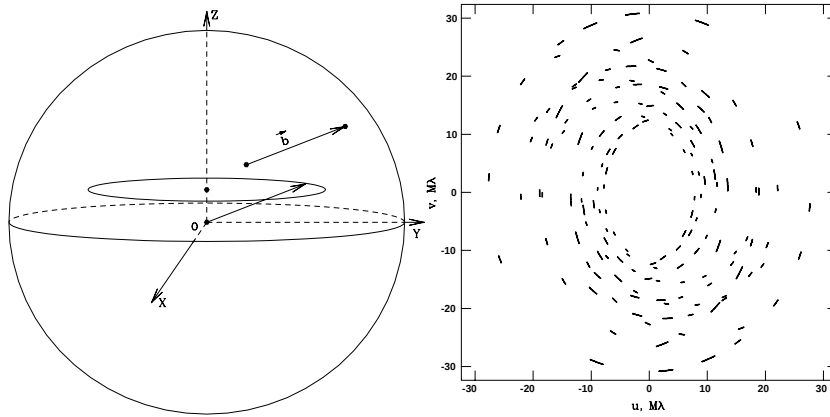


Рис. 4. Заполнение (u, v) -плоскости. На рисунке слева показано формирование трека концом вектора базы за счет вращения Земли. Справа – пример реального заполнения (u, v) -плоскости в эксперименте с пятью антеннами. Поскольку источник наблюдался в серии коротких экспозиций, дуги эллипсов не сплошные

полученное обращением (7) изображение будет сверткой истинного изображения и Фурье-образа $S(u, v)$, который называется “грязной диаграммой направленности”. Существуют различные методы восстановления изображения, однако в любом случае желательно получить как можно лучшее заполнение (u, v) -плоскости в процессе эксперимента, чтобы облегчить работу этим методам.

Заполнение (u, v) -плоскости и соответственно измерение функции видности для различных u и v осуществляется обычно за счет вращения Земли. В координатах, связанных с источником, вектор базы $\vec{b}$ вращается, так что его конец описывает в пространстве дугу окружности (рис. 4). В проекции на картинную плоскость это даст дугу эллипса. Увеличение количества антенн в интерферометре приводит, как правило, к увеличению числа баз, что также улучшает заполнение (u, v) -плоскости. На рис. 4 справа приведено реальное заполнение (u, v) -плоскости в эксперименте с пятью антеннами. Координаты базы u и v связаны следующим образом с ее геоцентрическими координатами (L_X, L_Y, L_Z) , где ось X направлена в плоскости экватора в направлении меридиана ($h = 0, \delta = 0$), ось Y – на восток ($h = -6^h, \delta = 0$), а ось Z – в направлении северного полюса мира

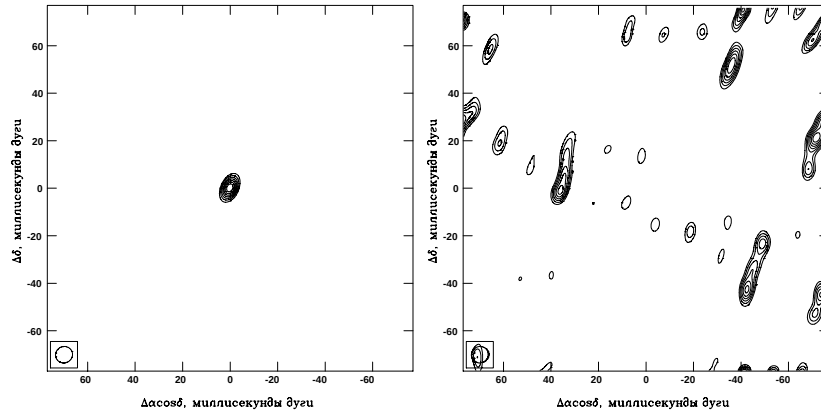


Рис. 5. Пример восстановленного изображения для калиброванного (слева) и некалиброванного (справа) интерферометра (EVN). Типичные длины баз около 1000 км

($\delta = 90^\circ$):

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin H_0 & \cos H_0 & 0 \\ -\sin \delta_0 \cos H_0 & \sin \delta_0 \sin H_0 & \cos \delta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_X \\ L_Y \\ L_Z \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где H_0 и δ_0 – часовой угол и склонение источника соответственно. Из формулы (9) следует важное следствие: для околоэкваториальных источников базы Запад–Восток ($L_Z = 0$) не чувствительны к склонению источника. Иными словами, на (u, v) -плоскости эллипс вырождается в прямую линию $v = 0$. Если все базы интерферометра расположены в направлении Запад–Восток, то синтезированная диаграмма направленности (обратное Фурье-преобразование от заполнения (u, v) -плоскости) имеет бесконечную ширину по оси склонений для экваториальных источников.

Калибровка интерферометра

В реальных экспериментах существует множество факторов, которые вносят дополнительные искажения в измеряемую функцию видности. Это и ошибки измерения положений антенн, и искажения в аппаратуре, и, наконец, влияние атмосферы. Все это приводит к

тому, что изображение размывается или “разваливается” даже для хорошего заполнения (u, v) -плоскости (рис. 5), поскольку любое искажение функции видности эквивалентно свертке истинного изображения с некоторой рассеивающей функцией. Особенно это заметно для радиоинтерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ), где антенны не связаны непосредственно, а базы могут достигать межконтинентальных расстояний. В этом случае без калибровки можно не получить никакого изображения вообще (рис. 5 справа)! Калибровка интерферометра является основным этапом обработки данных! Однако детальное рассмотрение этого вопроса лежит далеко за рамками данной лекции. Описание алгоритмов калибровки можно найти, например, в [3]. Один из самых простых алгоритмов состоит в наблюдении достаточно яркого источника с известной структурой, а стало быть, и известной зависимостью функции видности от u и v , и определении поправок (в виде комплексных множителей) для каждой из антенн, включенных в интерферометр.

Восстановление изображения

Как уже отмечалось выше, функция видности измеряется не для всех значений u и v . Поэтому изображение источника, восстановленное с помощью простого преобразования Фурье, будет искаженным, поскольку будет представлять собой свертку истинного распределения яркости (I) и “грязной диаграммы” – обратного Фурье-преобразования заполнения (u, v) – плоскости (B_D). Такое распределение яркости называется обычно грязной картой I_D (рис. 6 а).

$$I_D(l, m) = B_D(l, m) \odot I(l, m), \quad B_D(l, m) = F^{-1}S(u, v). \quad (10)$$

Задача восстановления истинной карты источника является некорректной обратной задачей (уравнение Фредгольма первого рода [1]), поэтому необходимы специальные математические методы для получения решения. Как правило, необходимо привлечь дополнительные сведения об искомой функции $I(l, m)$ и искать решение в определенном классе функций. Существуют различные методы для восстановления изображений (см., например, [3]), но, наверное, самым простым из них является метод чистки (clean).

В алгоритме чистки сначала происходит вычисление грязной карты (I_D , рис. 6 а) путем обратного Фурье-преобразования измеренной функции видности и грязной диаграммы (B_D) путем обратного Фурье-преобразования заполнения (u, v) -плоскости $S(u, v)$, согласно

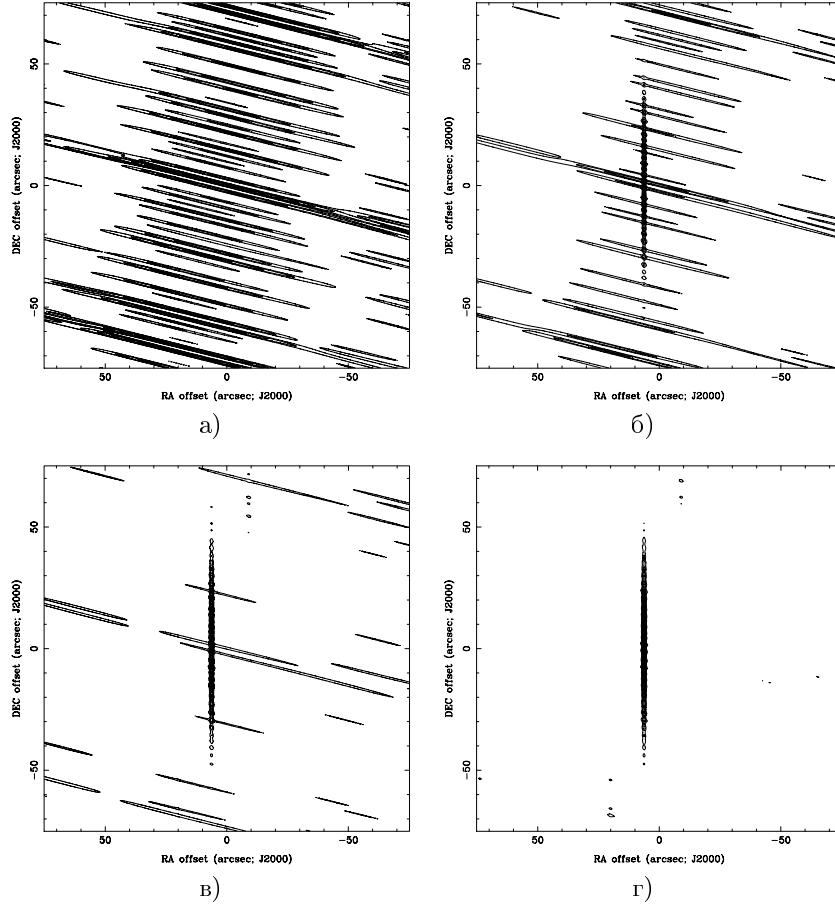


Рис. 6. Иллюстрация восстановления изображения методом чистки: а – грязная карта источника (без чистки); б – 10 итераций; в – 20 итераций; г – 50 итераций

второму уравнению (10). Затем в грязной карте ищется максимум и запоминаются три числа I_{max} , l_{max} и m_{max} , соответствующие интенсивности и положению максимума в карте. Грязная диаграмма центрируется на положение l_{max} и m_{max} , нормируется так, чтобы ее максимум совпадал с I_{max} , и вычитается из грязной карты. Этот процесс с поиском максимума повторяется итерационно (типичное

число итераций 100–500). По завершении итерационного процесса результирующее изображение восстанавливается как сумма двумерных гауссиан с шириной, соответствующей ширине главного лепестка грязной диаграммы (или, вообще говоря, любой другой величине), которые нормируются и смещаются согласно сохраненным тройкам чисел I_{max} , l_{max} и m_{max} . На рис. 6 показано, как изменяется изображение в зависимости от числа итераций (операция восстановления проведена по окончании 0, 10, 20 и 50 итераций).

Интересно, что при восстановлении изображения можно задать размер восстанавливаемой диаграммы (гауссовой функции, образующей сумму) гораздо меньше, чем ширина главного лепестка грязной диаграммы направленности. Этот подход называется сверхразрешением. Он возможен при высоком отношении сигнал/шум и заданной модели источника.

Заключение

В лекции изложены основные принципы работы радиоинтерферометра, которые необходимы при постановке задач и интерпретации результатов интерферометрических наблюдений. Однако многие вопросы, такие, как эффекты, ограничивающие поле зрения, вопросы калибровки и ряд других проблем остались за кадром. Более подробное (и строгое) изложение данного материала можно найти в литературе [3, 2, 4]. Лучшим русскоязычным изданием по данной тематике является [4].

В заключение — основные этапы интерферометрических наблюдений с точки зрения наблюдателя. Наблюдательная заявка на инструменты: VLA, VLBA, EVN, ATCA, может быть подана любым астрономом из любой страны по электронной почте, если заполнить соответствующую L^AT_EX форму заявки (proposal) с сайта обсерватории (<http://www.nrao.edu>, <http://www.evlbi.org>, <http://www.atnf.csiro.au>). Там же можно найти техническое описание инструментов: доступные частоты, ограничения и т.д. Процесс наблюдения на современных интерферометрах происходит, как правило, без участия автора наблюдательной заявки. Необходимо лишь подготовить расписание в определенном формате и положить на FTP-сервер обсерватории. После наблюдений данные в FITS-формате присылаются по почте заявителю для обработки. Обработка производится обычно в одном из стандартных пакетов (AIPS, MIRIAD или DIFMAP), информацию по ним доступна на указанных сайтах.

Список литературы

1. *Воднев В. Г., Наумович А. Ф., Наумович Н. Ф.* Математический словарь высшей школы. М.: Изд-во МПИ, 1988.
2. *Taylor G. B., Carilli C. L., Perley R. A. (eds).* Synthesis Imaging in Radio Astronomy II // ASP Conf. Ser. 1999. Vol. 180.
3. *Thompson A. R., Moran J. M., Swenson G. W. Jr.* Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy. // N. Y.: John Wiley & Sons. 1986.
4. *Томсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж.* Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. М.: Мир, 1989.

Н. Б. Железнов

Институт прикладной астрономии РАН

ДВОЙНЫЕ АСТЕРОИДЫ

Введение

В 1901 г. Андрэ предположил, что обнаруженная переменность блеска астероида 433 Eros может быть вызвана взаимными затмениями двух тел сигарообразной формы, обращающихся вокруг общего центра масс [1]. К этому выводу Андрэ пришел, обнаружив схожесть световых кривых Эроса и β Лир. Таким образом, спустя ровно 100 лет после открытия Пиацци первого астероида впервые было высказано предположение о существовании спутников у некоторых астероидов. Идея о существовании спутника у астероида Эрос получила дальнейшее развитие в 30-е гг., но лишь в 70-е гг., с помощью радарных наблюдений было определено, что Эрос является одиночным астероидом с размерами 12 x 12 x 31 км.

Однако Эрос был не единственным астероидом, у которого была обнаружена световая кривая, схожая с кривой блеска β Лир. Было установлено, что астероид 532 Herculina также имеет особенности кривой блеска, схожие с особенностями кривой блеска затменно-переменной звезды.

В 60–70-е годы проблеме исследования двойных астероидов стали уделять большое внимание. Активный интерес к ней возник благодаря развитию современной астрономической техники, открытию большого числа астероидов и проведению их многочисленных фотометрических наблюдений. Основным средством поиска двойных астероидов в те годы являлось исследование их кривых блеска.

Предположения о двойственности некоторых астероидов были высказаны с учетом особенностей их кривых блеска, которые могут быть объяснены наличием у астероида спутника. Например, сложный характер кривых блеска астероидов 24 Themis, 29 Amphitrite, 51 Nemausa, по мнению авторов, указывает на их возможную двойственность [3]. Кривые блеска, схожие с кривой блеска звезды Алголь (плоские широкие максимумы и узкие короткие минимумы), были обнаружены у 171 Ophelia, 49 Pales, 46 Hestia. Кроме того, “подозрительные” кривые были обнаружены у 349 Dembowska, 354 Eleonora, 944 Hidalgo, 1580 Betulia.

Хотя в те годы так и не удалось прямыми способами открыть двойной астероид (ДА), множество косвенных свидетельств существования таких объектов навело на мысль о большом количестве двойных астероидов в Солнечной системе. Естественно, что тогда же возник вопрос о процентном соотношении одиночных и двойных астероидов. Ответ на него тесно связан с проблемой происхождения двойных астероидов и устойчивости их движения (существования).

Свидетельства существования двойных астероидов и методы их обнаружения

Еще задолго до первого достоверного открытия двойного астероида учеными были найдены свидетельства существования таких объектов. На поверхности планет и спутников, в том числе и на Земле, обнаружены близкорасположенные парные кратеры одинакового возраста, что может свидетельствовать об их совместном происхождении. Как показали исследования, маловероятно, что они образованы в результате разлома одиночного тела непосредственно перед падением под действием приливных сил и сопротивления атмосферы. Образование двойного кратера можно с большой долей уверенности объяснить падением двойного тела [2].

На Земле порядка нескольких процентов от общего числа кратеров диаметром больше 1 км составляют двойные кратеры, а число двойных кратеров с диаметром одного из них больше 20 км составля-

ет около 15%. Подобные объекты обнаруживаются на Марсе, Венере, Луне и на других планетах и их спутниках [2].

Косвенное свидетельство двойственности астероида можно получить из наблюдений покрытий им звезды. Такие события происходят достаточно часто, и имеется немало сообщений о наблюдениях вторичных падений блеска до или после основного события. Такие явления можно объяснить покрытием звезды компонентами ДА, но к этому выводу нужно относиться очень осторожно. Подобные исследования проводятся постоянно, приведем несколько примеров.

В 1977 г. наблюдалось покрытие астероидом 6 Hebe звезды α Ceti. По характеру кривой было сделано заключение, что астероид может иметь спутник диаметром около 20 км. Было высказано также предположение о существовании спутника диаметром 50 км и у астероида 532 Herculina. При наблюдении покрытия этим астероидом звезды SAO 120774 наблюдалось вторичное падение блеска. Это позволило не только оценить размер спутника, но и расстояние между компонентами, которое составило величину порядка 1000 км. В качестве третьего примера можно привести покрытие звезды астероидом 146 Lucina. В результате обработки данных наблюдений был сделан вывод о том, что спутник имеет диаметр, равный 6 км, и обращается на расстоянии 1600 км от главного компонента (20 радиусов астероида).

Однако наиболее информативными являются кривые блеска самих астероидов. Колебания блеска астероида вызываются большим числом факторов. Это может быть вращение астероида несферичной формы, неоднородное альbedo поверхности, вынужденное прецессионное движение, связанное с наличием спутника, взаимные покрытия и затмения в системе двух тел и др.

Световые кривые могут свидетельствовать о нерегулярном вращении астероида. Например, при анализе световых кривых астероида 1220 Stocus были обнаружены два периода в 7.9 ч и 30.7 сут. Форма кривой блеска явно указывала на вынужденную прецессию, вызванную воздействием спутника. Радиус спутника для этой системы оценивается в 6.2 км, а расстояние между компонентами — в 50 км [4].

Харрис и Бинзел предположили, что очень длинные периоды колебаний блеска астероидов (в сотни часов) могут в действительности соответствовать периоду прецессии оси вращения [1, 4]. Так как свободная прецессия очень быстро затухает, то наличие спутника, вызывающего эту прецессию, остается единственным объяснением

длинного периода колебания блеска. Этим эффектом Харрис объяснил двухмесячный период колебания блеска астероида 288 Glauke [1].

Метод частотного анализа световых кривых астероидов получил развитие в Крымской астрофизической обсерватории в начале 90-х гг. В. В. Прокофьева предположила, что частотный анализ фотометрических наблюдений способен выявлять периодичности в колебаниях блеска астероида, которые на первый взгляд не заметны. Эти вариации с короткими и более длительными периодами вызываются вращением компонентов, их обращением вокруг общего центра масс и прецессией [6].

Используя предложенную ими методику, Прокофьева, Карачкина и др. [4] исследовали ряд астероидов, световые кривые которых указывали на наличие прецессионного движения. Ярким примером такого исследования служит астероид 87 Sylvia.

Из анализа показателей цвета $B - V$ и $V - R$ было установлено, что в вариациях цвета этого астероида отсутствует период, равный периоду обращения спутника (0.2159853 сут) и обнаружено два новых периода (0.221 и 0.065 сут). Авторы предположили, что астероид является двойным, известный период соответствует периоду орбитального движения компонентов, а два новых — периодам вращения компонентов. Это предположение было высказано в связи с обнаружением периода в 31.7 дня, который мог бы быть вызван вынужденной прецессией [4]. Отношение диаметра спутника к диаметру главного компонента было оценено как 0.7, радиус орбиты спутника оценивался величиной 250 км, а размеры компонентов как 110 и 75 км. Кроме того, в последующих работах ими высказывалась мысль, что этот астероид является еще более сложной системой.

Как оказалось, 87 Sylvia действительно является ДА, но размеры его компонентов и расстояние между ними явно отличаются от величин, предсказанных авторами.

Открытие двойных астероидов

В 1993 году американский космический аппарат “Галилео”, запущенный к Юпитеру, пересекал главный пояс астероидов. Пролетая на минимальном расстоянии порядка 10000 км от астероида 243 Ida, он сделал серию снимков этого объекта. Как оказалось, этот астероид, имеющий форму “потатоида” (картофелины) с максимальным диаметром 56 км, обладает спутником диаметром в 1.5 км (рис. 1) [8]. Спутник, обращающийся вокруг Иды на расстоянии при-

мерно в 80 км (рис. 2) [9], получил имя Dactyl по имени мифологических существ, “дактилей” (Dactylos), обитавших на горе Ида на острове Крит, где, согласно мифу, воспитывался маленький Зевс.

■

■

Рис. 1. Астероид 243 Ida со своим спутником Dactyl (NASA/JPL)

Рис. 2. Спутник 1(243) Dactyl (NASA/JPL)

Это был первый случай открытия спутника у астероида. В дальнейшем предпринимались неоднократные попытки обнаружить двойственность астероидов с помощью других космических средств, например, таких, как космический аппарат NEAR, исследовавший астероиды 253 Mathilde и 433 Eros, и космический телескоп им. Хаббла, с помощью которого проводилось несколько серий наблюдений крупных астероидов. Если NEAR не обнаружил спутники у двух астероидов, то поискам с помощью телескопа им. Хаббла в конце концов сопутствовала удача. В марте 2001 г. был обнаружен спутник у астероида 107 Camilla. Это один из самых крупных известных на сегодняшний день двойных астероидов с диаметром главного компонента примерно в 237 км. Размер спутника оценивается величиной в 25 раз меньшей.

С целью поиска двойных астероидов были задействованы также недавно разработанные средства адаптивной оптики (система линз и электронных средств, с помощью которых во время наблюдений удается минимизировать искажения, связанные с дрожанием земной атмосферы). В результате исследования нескольких астероидов с помощью канадо-французско-гавайского телескопа (CFHT) в обсерватории Мауна Кеа удалось обнаружить двойственность астероида 90 Antiope (рис. 4) [10] и найти спутники у астероидов 45 Eugenia, 762 Pulcova (рис. 3) [11] и 87 Sylvia.

Эти астероиды – достаточно крупные объекты, движущиеся в главном поясе. Спутник Евгении, получивший имя Petit-Prince (Маленький Принц), имеет диаметр, равный 13 км, тогда как диаметр главного компонента равен 215 км при взаимном расстоянии в



(NASA/JPL)

Например, с помощью радарных измерений частоты (доплеровских наблюдений) была установлена форма астероида 4769 Castalia (рис. 5) [2]. Этот объект является контактным двойным астероидом, представляющим одну из возможных конечных стадий эволюции двойной системы.

С помощью программы радарных наблюдений, организованных Лабораторией реактивного движения НАСА и радиообсерваторией в Аресибо была установлена двойственность нескольких АСЗ: 1998 ST₂₇, 1999 KW₄, 2000 DP₁₀₇ и 2000 UG₁₁.

Расстояние между компонентами в двойной системе всего лишь в несколько раз превышает их собственные размеры. Поэтому при наблюдениях с Земли двойные астероиды, в особенности АСЗ, компоненты которых обладают скромными размерами, не разлагаются на составляющие и видны как точечные объекты. Однако при определенных условиях в двойных системах можно наблюдать такие явления, как взаимные покрытия и затмения компонентов (взаимные явления). Когда один из компонентов закрывает от наблюдателя часть поверхности другого компонента или отбрасывает на своего компаньона тень, то в это время можно наблюдать падение суммарного блеска двойного астероида.

Световая кривая, или кривая блеска астероида, представляет собой ряд значений звездной величины объекта, полученных в определенные моменты времени. Примеры таких кривых приведены на рис. 6 и 7 [13]. Обычно кривая блеска астероида, по которой определяют двойственность астероида, содержит два периода колебаний блеска. Короткий период объясняется вращением главного несферичного компонента, а долгопериодическая составляющая такой кривой имеет особенности, которые можно объяснить только происходящими в системе взаимными покрытиями и/или затмениями.



Рис. 6. Кривая блеска астероида 1996 FG₃ (первичный минимум) [13]

Рис. 7. Кривая блеска астероида 1996 FG₃ (вторичный минимум) [13]

Первая особенность кривой блеска, связанная с взаимным явлением, имеет наибольшую амплитуду колебания. Она объясняется прохождением спутника и/или его тени по диску главного ком-

понента и называется первичным минимумом. Вторая особенность объясняется покрытием и/или затмением более мелкого спутника главным компонентом и называется вторичным минимумом.

Непрерывная кривая на этих рисунках построена с помощью частотного анализа колебаний блеска, вызванных вращением главного компонента. По характеру этой кривой можно сделать вывод о явно несимметричной форме главного компонента.

Кроме 1996 FG₃, по световым кривым была определена двойственность астероидов 3671 Dionysus, 1991 VH, 1994 AW₁, 2000 DP₁₀₇ и 2001 SL₉. Все эти астероиды имеют схожие характеристики и относятся к классу AC3. При использовании несложных методик анализа световых кривых было определено, что размеры компонентов небольшие, эффективные диаметры главных компонентов (D_P) варьируются от 0.7 до 1.5 км, а спутников (D_S) — от 200 до 500 м. Расстояния между компонентами (a) варьируются в пределах 1.5–3.0 диаметров главного компонента.

Низкую плотность тел (от 1.0 до 2.0 г/см³) можно объяснить тем, что в данных астероидах имеется множество трещин и пустот. Астероид с такой внутренней структурой, которая могла образоваться при слипании разнородных обломков, называется “rubble pile” (груда булыжников).

Краткая характеристика двойных астероидов

В табл. приведены достоверно открытые на сегодняшний день двойные астероиды. Достоверно открытыми двойными астероидами будем считать астероиды, двойственность которых обнаружена либо оптическими или радарными средствами, либо с помощью космических аппаратов, либо посредством фотометрических наблюдений.

Первая колонка таблицы содержит названия ДА и имена их спутников, во второй и третьей колонках содержится информация об эффективных диаметрах компонентов (D_P — диаметр главного компонента, D_S — диаметр спутника). В четвертой колонке приведено расстояние между компонентами ДА (a), в пятой — период обращения спутника (P), в шестой — метод обнаружения и год открытия спутника. Таблица разбита на три части, в которых двойные астероиды сгруппированы по их расположению в Солнечной системе. Например, в первой части находятся астероиды главного пояса и “тройнец” Patroclus, во второй — AC3, а в третьей — транснептуновые объекты.

Как видно из этой таблицы, большинство астероидов в каждой

группе обладают схожими характеристиками. Например, в первой группе большинство астероидов имеют спутники диаметром в 5–20 раз меньше диаметра главного компонента. Период обращения компонентов таких пар составляет порядка 4 дней, а расстояние между компонентами — порядка 4–9 диаметров главного компонента. Отметим, что двойные астероиды этой группы обладают достаточно крупными размерами. Это свойство связано с наблюдательной селекцией, поскольку обнаруживать двойственность астероидов малых размеров в главном поясе оптическими средствами очень сложно.

АСЗ обладают скромными размерами, и обнаружение двойных астероидов в этой группе с характеристиками, совпадающими с характеристиками объектов в первой группе, практически невозможно. Двойные астероиды типа АСЗ вследствие малой силы взаимной гравитации представляют собой более тесные системы по сравнению с объектами первой группы. Как видно из таблицы, расстояние между компонентами ДА данной группы составляет всего от 1.5 до 8 диаметров главного компонента, а период обращения компонентов — порядка одних суток. Среднее значение диаметров для главного компонента равно примерно 1 км, а диаметр спутника обычно меньше его в 2–3 раза. Двойные астероиды среди АСЗ с одинаковыми компонентами пока не обнаружены.

Современная техника позволяет открывать в поясе Эджворта—Койпера лишь очень крупные объекты, и на сегодняшний день там открыто лишь три ДА. Поэтому делать вывод об их свойствах рано.

Плотность других двойных астероидов (и в главном поясе, и среди АСЗ) также невелика — немногим больше плотности воды. Предположительно все они или по крайней мере большинство из них представляют собой тела с рыхлым, пористым веществом, содержащие в себе большое число пустот (“rubble pile”).

Таблица двойных астероидов (декабрь 2001)

Астероиды	D_P (км)	D_S (км)	a (км)	P (сут)	Метод и год
(22) Kalliope	181	36	1000		Адап. опт. (2001)
(45) Eugenia и 1(45) Petit-Prince	215	13	1200	4.7	Адап. опт. (1999)
(87) Sylvia	130	6-7	1200	4	Адап. опт. (2001)
(90) Antiope	90	90	180	0.69	Адап. опт. (2000)
(107) Camilla	270	11	1000		Тел. Хаббл (2001)
(243) Ida и 1(243) Dactyl	56×24×21	1.6×1.4×1.2	80		<Галилео> (1993)
(671) Patroclus	105	95			Адап. опт. (2001)
(762) Pulcova	170	18	1400	4	Адап. опт. (2000)
(3671) Dionysus	1.3	0.5		1.155	Свет. крив. (1997)
1991 VH	1-2	0.25-0.5	6-12	1.364	Свет. крив. (1997)
1994 AW ₁	1-2	0.5-1	1.8-2.7	0.467	Свет. крив. (1994)
1996 FG ₃	1.46	0.46	2.2	0.6728	Свет. крив. (1998)
1998 ST ₂₇	0.5-0.6	0.1	4		Радар (1998)
1999 KW ₄	1.2	0.4	2		Радар (2001)
2000 DP ₁₀₇	0.8	0.3	2.6	1.77	Радар (2000)
					Свет. крив. (2000)
2000 UG ₁₁	0.23	0.11		0.8	Радар (2000)
2001 SL ₉	1.0	0.3		0.683	Свет. крив. (2001)
1998 WW ₃₁			40000		Адап. опт. (2000)
2001 QT ₂₉₇	150-350	120-280			Оптика (2001)
2001 QW ₃₂₂	100	100		~4 года	Адап. опт. (2001)

Образование двойных астероидов

В настоящее время для объяснения образования двойных астероидов рассматриваются в основном процессы, при которых происходит столкновение и распад родительских тел. Другие механизмы, имеющие под собой теоретическую основу, например захват спутника при тройном сближении, не могли оказать серьезного влияния на формирование популяции двойных астероидов даже на стадии формирования пояса астероидов [3].

Гораздо более вероятно образование двойных астероидов в то время в результате малоэнергичных столкновений отдельных астероидов и образования из их обломков кратных систем. Если такие процессы происходили на ранней стадии формирования Солнечной системы, то не исключено существование остатков первичной популяции двойных астероидов, истощенной в результате последующей эволюции. Тогда современная популяция двойных астероидов может состоять как из древних, так и из недавно образованных пар.

Возраст двойного астероида можно определить по количеству кратеров на поверхности его компонентов. Например, система Ида–Дактиль, густо усыпанная кратерами, достаточно старая, ее возраст порядка 4.5 миллиардов лет [14]. Обнаружение как можно большего числа двойных астероидов позволит составить их возрастную статистику, которая будет иметь большое значение для понимания эволюционных процессов, происходивших в поясе астероидов.

При столкновении двух тел возможны три варианта образования двойного астероида:

- 1) ротационный распад крупного астероида, происходящий в результате касательного столкновения с небольшим телом;
- 2) выброс обломков на орбиту в результате некатастрофического касательного столкновения;
- 3) взаимный захват в связанную пару обломков, образованных в результате катастрофического столкновения и распада на множество обломков двух тел [15].

Рассмотрим возможный механизм образования двойного астероида, связанный с ротационным распадом.

Соударение малого тела с большим астероидом при некотором соотношении диаметров и достаточной относительной скорости может привести к расколу последнего на множество кусков. При некоторой энергии удара астероид может не распасться на осколки, а об-

разовать гравитационно связанный “rubble pile”. При последующем касательном соударении с другим малым телом астероид может приобрести такой угловой момент, при котором может быть преодолен порог, за которым следует образование двойной системы [16].

Образование ДА более вероятно при наличии благоприятных обстоятельств, например, таких, как невысокая относительная скорость ударяющего тела или его удар в направлении вращения быстро вращающегося тела. Для больших астероидов эти условия менее значимы, но их участие в этих процессах в течение времени существования Солнечной системы не достигло таких масштабов, как для небольших тел. Таким образом, процесс распада наиболее вероятен для тел средних размеров (радиусом от 100 до 140 км) [16].

Вращающийся “rubble pile” может распасться и без удара со стороны другого тела. Приливное воздействие планет, как показывают расчеты, во время сближения может разорвать астероид на несколько частей. При этом могут образоваться стабильные пары с небольшими расстояниями между компонентами [2].

Второй возможный способ образования двойного астероида может реализоваться в случае поверхностного касательного удара падающего тела, когда полного распада бомбардируемого тела не происходит. В этом случае удар падающего тела может вызвать выброс части вещества с поверхности “мишени”. Спутник, сформированный в этом процессе, может представлять собой “rubble pile” с массой, много меньшей массы астероида-мишени, и изначально находиться на близкой орбите.

Если астероид-мишень имеет сферическую форму, то траектория выброса будет представлять собой кеплеровскую орбиту и часть вещества, не достигшая параболической скорости, будет выпадать обратно на поверхность. Иррегулярная, вытянутая форма астероида может сделать движение выброшенной части вещества более сложным и продлить время жизни ее на орбите. Кроме того, орбиты с большим эксцентриситетом могут быть подвержены значительным возмущениям со стороны Солнца, что также может продлить время их жизни. Однако вероятность образования стабильных орбит в этом случае остается крайне низкой.

Помимо касательных столкновений возможны также и центральные столкновения, приводящие к третьему сценарию образования двойных астероидов. Здесь выделяют пять возможных исходов такого события в зависимости от относительной скорости тел и их массы [17]:

- 1) отскок и удаление объектов (при малой относительной скорости);
- 2) отскок и повторное столкновение с образованием контактной структуры;
- 3) частичное раздробление тел с освобождением незначительной части вещества и образованием единого тела вытянутой формы;
- 4) распад тел с небольшой потерей энергии, приводящий к образованию “rubble pile” в форме сфероида;
- 5) при большой энергии столкновения полный распад тел и разлет обломков.

В последнем случае возможно образование двойной системы, когда два обломка приобретают близкие по значению и направлению скорости. Такая возможность была доказана экспериментальным путем при бомбардировке сферической мишени диаметром 21 см небольшим телом в форме параллелепипеда [18].

Количество разлетающихся обломков и их размеры зависят от энергии столкновения. Например, астероид Ида и его спутник Дактиль могли образоваться при фрагментации родительского тела семейства Коронида. Из малой дисперсии параметров астероидов этого семейства можно сделать вывод о “щадающем” ударе без сильного дробления [15].

Дурда в своей работе [14] проводил моделирование движения обломков сразу после распада родительского тела. Предполагая, что родительское тело распадается полностью, он производил численное интегрирование задачи N-тел в различных модельных вариантах. Различие моделей состояло в распределении фрагментов и их скоростей в начальный момент времени.

В первом варианте центры обломков были распределены случайным образом внутри объема родительского астероида. Скорость выброса фрагмента коррелирует с его массой. Результаты интегрирования показали, что тела радиусом порядка 30 км способны захватить спутник, размерами больше, чем Дактиль, с вероятностью ~5%, а тела размерами порядка ~130 – 150 м – с вероятностью почти 100%. Среди образовавшихся двойных астероидов большую долю составляют контактные структуры.

Во втором варианте распределение обломков соответствует модели с фрагментацией коры. При этом распределении наиболее крупные фрагменты находятся в центре родительского тела, а меньшие

по размеру фрагменты — ближе к краю. Результаты для этого случая оказались аналогичными, но доля контактных двойных астероидов увеличивается и достигает порядка 70%.

В третьей модели соотношение скорости и массы для каждого фрагмента задавалось различным. Как и в первых двух случаях, наблюдался большой диапазон соотношений диаметров компонентов, причем могли образовываться пары как типа Ида-Дактиль, так и с небольшими, но одинаковыми компонентами.

Главный вывод этой работы заключается в том, что спутники астероидов — это естественный результат катастрофического столкновения двух тел. При этом могут образовываться как контактные структуры, так и разделенные двойные астероиды. Образование контактных двойных астероидов наиболее вероятно для тел небольших размеров.

Эволюция и устойчивость двойных астероидов

После обсуждения проблемы образования ДА интересно рассмотреть устойчивость такой системы и проследить ее эволюцию. На систему могут воздействовать три основных фактора, которые могут дестабилизировать орбиту спутника. Первый фактор — гравитационные возмущения, второй связан со столкновениями, а третий — с приливной эволюцией [3].

Удобной моделью в изучении устойчивости орбиты спутника является ограниченная задача трех тел (Солнце–астероид–спутник). В некоторых случаях оказывается необходимым включение в рассмотрение и четвертого тела — Юпитера, поскольку его влияние достигает порядка ~ 0.001 от влияния Солнца. В качестве критерия устойчивости используется устойчивость по Хиллу. Численное интегрирование движения спутника, проведенное Жангом и Иннаненом [19], показало, что граница области устойчивых орбит для спутников с обратным движением находится почти в два раза дальше от центрального тела, чем граница подобной области для спутников с прямым движением. Например, для астероида 29 Amphitrite граница области устойчивости прямых орбит находится на расстоянии 21.380 км, а граница обратных орбит — на расстоянии 35.800 км. Причем, как оказалось, если увеличить расстояния между компонентами всего на 100 км, время жизни возможной двойной системы катастрофически уменьшается до 10–30 лет.

Тот факт, что обратное движение более устойчиво, можно объяс-

нить тем, что при обратном движении кориолисово ускорение приобретает противоположный знак, что увеличивает область устойчивости орбит спутника астероида.

Вывод о том, что обратное движение более устойчиво, подтверждено в работе других авторов [20]. Кроме того, авторы показали, что влияние Юпитера систематически перемещает орбиту спутника к неустойчивой, по Хиллу, области, результатом чего может быть распад ДА. Согласно их вычислениям орбита ДА с главным компонентом, диаметр которого ~ 100 км, спутником нулевой массы и расстоянием между ними, не превышающим $\sim 2000 - 3000$ км, устойчива в течение всей жизни Солнечной системы.

Устойчивость двойного астероида определяется не только гравитационными возмущениями со стороны Солнца и планет, но и приливным взаимодействием самих компонентов двойной системы. Особенно сильно это взаимодействие сказывается на телах с невысокой степенью жесткости, типа “rubble pile”.

Естественно, что сразу после образования двойной пары ее компоненты вращаются хаотически. Однако в процессе приливной эволюции их вращение становится синхронизированным с их обращением вокруг общего центра инерции. Устойчивая синхронизированная орбита спутника на близком расстоянии от астероида может быть достигнута за относительно короткий промежуток времени только для крупных спутников. Процесс эволюции может быть завершен за время порядка миллиона лет. Небольшие спутники (соотношение масс спутника и астероида < 0.1) также подвергаются приливной эволюции, но скорость синхронизации может быть очень низкой и время, необходимое для эволюции, может превышать время жизни самой Солнечной системы.

Влияние эксцентриситета на устойчивость двойной системы также важно, поскольку при его больших значениях область устойчивости уменьшается [19]. Согласно теории приливной эволюции современное значение эксцентриситета небольших спутников астероидов не должно превышать нескольких сотых [21]. Определенные значения эксцентриситетов некоторых двойных астероидов в принципе подтверждают это предположение, орбиты компонентов почти круговые.

Астероиды, сближающиеся с планетами, подвергаются также их приливному воздействию. Например, астероиды, проходящие на расстоянии от 18000 до 36000 км от Земли, находятся в тесном сближении с ней, и последствия такой близкой встречи могут играть важ-

ную роль в эволюции астероида [22]. Существует предположение, что некоторые одиночные астероиды типа “rubble pile” подвергаются приливному разлому и разделению на множество фрагментов с близкими орбитами. Некоторые из них образуют тесные двойные пары [2].

В ходе встречи с планетой энергия поступательного движения компонентов ДА вокруг общего центра инерции может сильно измениться. Как следствие, начальная популяция двойных астероидов может претерпеть значительные изменения и образовать как системы с большим расстоянием между компонентами, так и контактные двойные астероиды. Моделирование методом Монте-Карло сближений между контактными ДА с компонентами типа “rubble pile” и планетой земной группы показало, что около 15% двойных астероидов, сближающихся с Землей, и около 5% двойных астероидов, сближающихся с Марсом, образуют в процессе эволюции пары с большими расстояниями между компонентами. Любопытно, что эти проценты соответствуют процентному отношению двойных кратеров к одиночным на поверхностях этих планет [2].

При увеличении расстояния между компонентами изменяется орбитальный угловой момент ДА, что может привести к замедлению вращения его компонентов. Дальнейшее увеличение расстояния между компонентами во время сближения с планетой может привести к распаду системы и образованию одиночных астероидов с большим периодом вращения, возможно, таких, как 887 Alinda, 3288 Seleucus и 3102 1981 QA и др. [23].

Таким образом, эволюция двойных астероидов может привести к образованию как контактных астероидов, так и двойных астероидов с разделенными компонентами. При этом двойные астероиды, особенно те, компоненты которых представляют собой “rubble pile”, эволюционируют к устойчивому состоянию. В этом состоянии вращение компонентов синхронизировано с их орбитальным движением вокруг общего центра инерции, большие полуоси компонентов ориентированы друг на друга, эксцентриситет орбиты спутника близок к нулю. Большая полуось орбиты спутника небольших размеров не превышает нескольких десятков диаметров главного компонента, а компоненты с размерами одного порядка образуют тесную двойную систему. Движение спутника скорее всего обратное, а наклон орбиты спутника относительно эклиптики находится в пределах от 180° до 150° [19]. Например, для ДА 1996 FG₃ наклон орбиты спутника, по оценкам специалистов, находится в пределах $170^\circ - 180^\circ$.

Заключение

Процесс образования и эволюция двойных астероидов начались еще во время образования Солнечной системы. Поэтому обнаружение как можно большего их числа и их исследование может иметь важное значение для понимания космогонических процессов, происходящих в Солнечной системе.

Обилие кратеров, в том числе и двойных, на поверхностях планет, астероидов и других объектов Солнечной системы указывает нам на возможность столкновения Земли с крупным небесным телом, которое может вызвать глобальную катастрофу. Рассчитать орбиту одиночного астероида с большой точностью намного проще, чем орбиту ДА, поскольку поведение его компонентов, при незнании особенностей их движения может быть непредсказуемо. Поэтому исследование двойных астероидов имеет важное значение и с точки зрения предотвращения возможного столкновения Земли с такими объектами.

История исследования проблемы двойных астероидов насчитывает всего несколько десятилетий, и знания об этих объектах еще очень скудны. Но развитие современных средств наблюдений и вычислительной техники позволяет надеяться на то, что в будущем нас ожидает немало интересных открытий в области исследования двойных астероидов.

Автор благодарит Виктора Абрамовича Шора за проявленный интерес и консультации по важным пунктам работы, а также за помощь в подготовке статьи. Автор также благодарит Юлию Андреевну Чернетенко за ценные замечания.

Список литературы

1. *André Ch.* // Astron. Nach. 1901. Vol. 155. P. 27.
2. *Van Flandern T., Tedesco E., Binzel R.* // Asteroids/ Ed. T. Gehrels (Tuscon Univ. of Arizona). 1979. P. 443.
3. *Bottke W. F., Melosh H. J.* // Nature. 1996. Vol. 281. P. 51.
4. *Binzel R. P.* // Icarus. 1985. Vol. 63 P. 99.
5. *Harris A. W.* // Bull. Amer. Astron. Soc. 1985. Vol. 12. p. 744.
6. *Прокофьева В. В., Тарашук В. П., Горькавый Н. Н.* // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. № 6. С. 661.

7. *Карачкина Л. Г., Прокофьева В. В., Гафтонюк Н. М.* // Астрон. вестник. 1999. Т.33. № 4. С. 55.
8. <http://www.solarviews.com/cap/ast/idamnc1r.html>
9. <http://www.solarviews.com/cap/ast/dactyl3.html>
10. <http://www.boulder.swri.edu/merline/press/fig4.html>
11. <http://www.boulder.swri.edu/merline/press/fig3.html>
12. <http://www.solarviews.com/cap/ast/castalia.html>
13. <http://sunkl.asu.cas.cz/~ppravec/>
14. *Durda D. D.* // Icarus. 1996. Vol. 120. P. 212.
15. *Рускол Е. Л.* // Астрон. вестник. 1996. Т.30. № 3. С. 253.
16. *Farinella P., Paolicchi P., Zappalà V.* // Icarus. 1982. Vol. 70. P. 409.
17. *Hartmann W. K.* // Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 1979. Vol. 10. P. 1897.
18. *G. Martelli, P. Rothwell, I. GIBLIN et al* // Astron. Astrophys. 1993. Vol. 271. P. 315.
19. *S.-P. Zhang, K. A. Innanen* // Icarus. 1988. Vol. 75. P. 105.
20. *B. Chavineau, F. Mignard* // Ibid. 1990. Vol. 87. № 2. P. 377.
21. *Weidenschilling S. J., Paolicchi P., Zappalà V.* // Asteroids II (Tucson Univ. of Arizona). 1987. P. 643.
22. *B. Chavineau, P. Farinella, F. Mignard* // Icarus. 1991. Vol. 94. P. 299.
23. *P. Farinella, B. Chaunvineau* // Astron. Astrophys. 1993. Vol. 297. P. 251.

КОМПЬЮТЕРНЫЕ РАЗРАБОТКИ ЛАБОРАТОРИИ МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ ИПА РАН

Введение

Основные задачи Лаборатории малых тел Солнечной системы ИПА РАН (ЛМТСС) связаны с изучением динамики малых планет и комет.

В лаборатории проводится исследование ряда проблем, относящихся к малым планетам. В их число включены, например, следующие: уточнение орбит малых планет по оптическим и радиолокационным наблюдениям, уточнение ориентации звездных каталогов по наблюдениям малых планет, определение масс малых планет динамическим методом, оценка вероятности столкновений малых планет с большими планетами, их спутниками и друг с другом и др.

Основные направления в изучении динамики комет связаны, в частности, с вычислением орбит и эфемерид комет, в том числе комет, сближающихся с Землей, исследованием эволюции орбит комет с течением времени и выявлением возможных сближений или столкновений комет с Землей и другими большими планетами, изучением негравитационных эффектов в движении комет, динамики вращения кометного ядра, подготовкой нового издания каталога короткопериодических комет и др.

Лаборатория участвует в совместных работах по наблюдению астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), и избранных малых планет в соответствии с договорами, заключенными между ИПА РАН и Крымской астрофизической обсерваторией, Николаевской астрономической обсерваторией и Астрономической обсерваторией Харьковского национального университета.

Информация о появлении быстродвижущихся объектов и их эфемеридах распространяется по всем заинтересованным обсерваториям СНГ. Лаборатория принимает участие в подготовке обоснований имен малых планет и их обсуждении на уровне Международного астрономического союза.

Для решения этих задач в лаборатории поддерживается ряд каталогов и баз данных, в число которых входят каталоги наблюдений нумерованных и нenumерованных малых планет и каталог наблюдений комет (поддерживаются в соответствии с каталогами наблюдений Центра малых планет (США)), каталоги элементов нумерованных и нenumерованных малых планет, каталог данных об АСЗ, каталог **ДОЗОР** — база данных о малых планетах, открытых отечественными и зарубежными астрономами или названных в честь событий отечественной истории, топонимов, граждан России и бывшего СССР.

В лаборатории также поддерживается база данных, публикуемых в Minor Planet and Comet Circular, Minor Planet and Comet Electronic Circular и в телеграммах Центрального бюро астрономических телеграмм, относящихся к малым планетам и кометам.

Одной из главных задач лаборатории является подготовка и выпуск ежегодного издания “Эфемериды малых планет” (ЭМП).

ЭМП являются астрономическим ежегодником (издается с 1948 г.), содержащим сведения об элементах орбит и фотометрических параметрах всех занумерованных малых планет и таблицу положений малых планет на небе в удобное для наблюдений время (близопозиционные эфемериды). Данный ежегодник является единственным в мире изданием подобного рода. Его форма и содержание следуют научной политике, проводимой Комиссией 20 Международного астрономического союза (“Положение и движение малых планет, комет и спутников”).

Данные ежегодника используются профессиональными астрономами и любителями в сорока странах мира.

Помимо “Введения”, в котором дано достаточно подробное описание данных ежегодника, он содержит следующие таблицы:

- 1) сведения о новых элементах орбит малых планет;
- 2) таблицу оскулирующих элементов орбит на стандартную эпоху и даты оппозиций малых планет в данном году;
- 3) параметры кривых блеска;
- 4) близопозиционные эфемериды;
- 5) эфемериды некоторых особенных планет;
- 6) таблицу, характеризующую состояние наблюдений малых планет;
- 7) таблицу положений противосолнца и Луны.

Развитие компьютерной техники позволило в начале 90-х гг. прошлого века разработать электронную версию “Эфемерид малых планет”.

Электронная версия “Эфемерид малых планет”

Электронная версия ЭМП была реализована как интегрированный программный пакет **STAMP** (Set of Tables for Minor Planets), который может работать на любом IBM-совместимом персональном компьютере под управлением MS DOS [1, 3]. Пакет написан на языке *Clipper*.

Организация его очень проста. Данные всех таблиц очередного тома ЭМП записываются в виде отдельных файлов во внутреннюю базу данных пакета. Все действия выполняются только с этими данными и с информацией, вводимой пользователем. Благодаря такой организации пакет способен очень быстро и точно воспроизвести полностью или частично любую таблицу ЭМП.

STAMP может также решать ряд типовых задач, связанных с анализом данных таблиц ЭМП и с использованием этих данных для эфемеридных целей. К числу таких задач относится выборка из таблиц по условию или комбинации условий; сортировка табличных данных или результатов вычислений; построение двух и трехмерных распределений малых планет в пространстве элементов или их часто используемых функций; интерполирование по таблице эфемерид; вычисление разностей наблюдаемых и вычисленных положений малых планет; идентификация малых планет; построение взаимного расположения малых планет, которые могут наблюдаться в заданный момент в некоторой области неба и т. д.

STAMP был одобрен Комиссией 20 МАС для использования в эфемеридных вычислениях наряду с ЭМП.

Отметим, что поскольку пакет оперирует только теми данными, которые были включены в очередной том ЭМП, то в ряде опций (“О–С”, “Идентификация”, “Фотопластинка”) **STAMP** игнорирует задания, которые требуют оперирования данными, лежащими вне пределов года, на который он рассчитан.

Программный пакет CereS

Проведение широкого спектра работ по малым планетам, выполнявшихся в ИТА и впоследствии в ИПА, способствовало созданию

нескольких интегрированных программных пакетов, ориентированных на поддержку исследований в этой области астрономии.

Программный пакет **Ceres** [2] был создан группой сотрудников ИТА. Пакет позволяет получать разнообразные эфемериды для малых и больших планет и комет, движущихся по эллиптическим орбитам, на длительном интервале времени, а также визуально изучать движение объектов как на фоне звезд в избранной площадке неба, так и при движении объектов по орбитам.

Вычислительные возможности пакета основаны на встроенных в него интеграторе Эверхарта и численной эфемериде для получения координат возмущающих планет и Луны на интервалах времени от 1800 до 2049 г. Внутренняя база данных элементов орбит и фотометрических параметров малых планет допускает редактирование и добавление отдельных записей, а также импорт данных из текстовых файлов, позволяющий заменить данные частично или полностью. Пакет дает возможность вычислять сферические и прямоугольные координаты, отнесенные к разным центрам и плоскостям (экватору, эклиптике, горизонту). Можно варьировать тип вычисляемых положений (астрометрические, видимые, геометрические). По желанию пользователя вычисления ведутся с различной степенью точности, начиная от использования эллиптического движения и кончая интегрированием уравнений возмущенного движения объекта, причем список возмущающих тел можно произвольным образом формировать из девяти больших планет, Луны и четырех наиболее массивных малых планет. Объект вычисления можно задать по номеру, имени, элементами его гелиоцентрической орбиты, гелиоцентрическими координатами и скоростями. Аналогично место наблюдения можно задать по номеру или имени обсерватории, если оно есть в каталоге, или определить его положение на земной поверхности другими способами. Допустимы различные форматы выдачи результатов, в том числе вывод наряду с координатами их первых двух производных.

Пакет позволяет визуализировать картину движения объекта на фоне звезд (встроенный каталог содержит 200000 звезд). Это достигается либо построением треков, отражающих движение объектов на заданном интервале времени, либо моделированием самого движения на участке неба и в масштабе, которые задаются пользователем.

Пакет имеет простой интерфейс под управлением меню и контекстно-ориентированную систему подсказок. Он работает на любом IBM-совместимом ПК под управлением MS DOS.

Таким образом, пакет **Ceres** является весьма мощным инстру-

ментом исследования, пригодным для использования профессионалами и любителями. Он нашел достаточно широкое распространение во многих странах мира.

Некоторым недостатком пакета **Ceres** является то, что он изначально был ориентирован на работу с индивидуальными объектами [4]. В нем отсутствуют опции, позволяющие выполнять групповые операции над некоторыми наборами объектов.

Программный пакет AMPLE

Отмеченные недостатки пакетов **Ceres** и **STAMP** были преодолены в программном пакете **AMPLE** (Adaptable Minor Planet Ephemerides), разработанном сотрудниками Лаборатории МТСС и Лаборатории методов астрономического программирования ИПА [1, 6, 4].

Идеология организации работы пакета **AMPLE** существенно отличается от тех, которые используются в пакете **STAMP**, с одной стороны, и в пакете **Ceres** — с другой. Вычисление эфемерид, как и решение других задач, связанных с вычислением положения малых планет, в пакете **AMPLE** осуществляется по формулам невозмущенного движения, но на основе систем оскулирующих элементов, заранее полученных с учетом планетных возмущений. С этой целью для каждой малой планеты на выбранном интервале времени создается сеть узлов, содержащих системы элементов орбиты для, вообще говоря, неравноотстоящих моментов времени. Моменты выбираются с таким расчетом, чтобы обеспечить точность вычислений сферических экваториальных координат данной планеты не хуже заранее назначенной величины ($0.2''$ в **AMPLE**) в пределах 120-суточных интервалов, центрированных на моменты оппозиций планет. Это существенно больше, чем интервал близопозиционной эфемериды в ЭМП или в пакете **STAMP**. К тому же обеспечивается точность вычислений на порядок выше. Для планет с перигельными расстояниями, меньшими 1.4 а. е., создаваемая сеть узлов гарантирует точность вычислений не хуже $0.2''$ на протяжении всего года. Для рядовых планет точность вычислений за пределами упомянутого 120-суточного интервала не гарантируется. При этом реальная точность вычислений может снижаться в несколько раз (т. е. до секунд дуги и более). Вычисляемые координаты, точность которых не гарантирована, помечаются особым образом.

Запись значений оскулирующих элементов на диске для разных

планет упорядочена в соответствии с последовательностью моментов их оппозиций в очередном году. Это позволяет минимизировать время, необходимое для считывания элементов в оперативную память.

Возможности пакета **AMPLE** позволяют пользователю переложить часть работы по анализу вычисляемых эфемеридных данных непосредственно на используемый пакет. Конкретно это означает, что он имеет возможность накладывать ограничения на любую вычисляемую эфемеридную величину. Эфемеридные данные, не удовлетворяющие накладываемым ограничениям хотя бы на одну из величин вычисляемого набора данных, игнорируются и не выводятся на экран и в файл результатов. Это открывает дополнительные достаточно широкие перспективы применения пакета.

Таким образом, используемый в пакете принцип организации вычислений позволяет эффективно (с малыми затратами времени) решать задачи, требующие выполнения достаточно точных вычислений для большого числа объектов.

Пакет предназначен для решения следующих задач:

- 1) получение выборки орбитальных элементов и/или фотометрических параметров малых планет в соответствии с наложенными на них ограничениями и их сортировка;
- 2) получение графиков частотных распределений (гистограмм) и картины распределения малых планет в двух или трехмерном пространстве их элементов для найденной выборки;
- 3) вычисление эфемерид в различных координатных системах (сферических, прямоугольных) относительно разных основных плоскостей и центров;
- 4) сравнение наблюдаемых положений с вычисленными (вычисление $O-C$);
- 5) идентификация малых планет, то есть нахождение среди нумерованных малых планет такой (или таких), чьи вычисленные положения достаточно близки к положению неизвестного объекта;
- 6) получение списка всех нумерованных малых планет, которые могут быть видны в заданный момент времени в заданной области неба, и визуализация их взаимных положений;
- 7) получение картины видимого движения малых планет на небесной сфере;

8) визуализация орбитального движения малых планет.

Ежегодный выпуск пакета предназначен для использования в основном внутри временного интервала в 16 месяцев (с ноября предшествующего года до февраля последующего).

Так как **AMPLE** фактически позволяет воспроизвести любую таблицу “Эфемерид малых планет”, он может рассматриваться как компьютерная версия ЭМП.

Пакет снабжен инструкцией для пользователя (на английском языке) и системой контекстных подсказок.

AMPLE разработан в двух модификациях. Одна из них работает в MS DOS, другая – в Windows. Модификация DOS имеет большую производительность в большинстве приложений, версия для Windows имеет расширенные возможности, характерные для этой системы. **AMPLE** написан на языке *Visual C++* и может работать с любой версией Windows, начиная с 95-й.

Обе модификации можно найти на FTP-сервере ИПА РАН в упакованном виде. Доступ к пакету открыт через FTP для анонимного пользователя по адресу: <ftp://quasar.ipa.nw.ru/pub/DOSAMPLE> (для DOS-версии) либо (для Windows-версии) по адресу: <ftp://quasar.ipa.nw.ru/pub/WINAMPLE>.

WEB-страница ЛМТСС

WEB-страница ЛМТСС в современном виде создана в 2000 г. Ее адрес: <http://www.ipa.nw.ru/PAGE/DEPFUND/LSBSS/lbssrus.htm>. Она была разработана с целью размещения в глобальной сети Internet информации о разработках лаборатории, предлагаемых для всеобщего использования, а также с целью реализации некоторых Internet-проектов.

WEB-страница является двуязычной (русская и английская версии) и представляет собой фреймовую структуру. Левый боковой фрейм содержит перечень ссылок на страницы лаборатории, содержание которых при активизации ссылок загружается в главный фрейм. В настоящее время имеются следующие ссылки:

- 1) домашняя страница ЛМТСС (русская и английская версии);
- 2) “Эфемериды малых планет”;
- 3) “Обновляемые эфемериды малых планет”;
- 4) имена малых планет;

- 5) параметры световых кривых малых планет;
- 6) AMPLE;
- 7) сотрудники лаборатории;
- 8) первая страница ИПА.

При входе на страницу и при ее обновлении автоматически загружается главная (домашняя) страница лаборатории, в которой содержится информация о направлениях деятельности лаборатории, о ее задачах и целях. Приводятся также адреса электронной почты, должности и ученые степени сотрудников ЛМТСС.

Ссылки 2, 3 и 5 содержат подробную информацию о соответствующих разработках, описанных выше. Содержимое этих страниц обновляется примерно раз в год.

WEB-страница “Имена малых планет”, имеющая сложную фреймовую структуру, содержит две системы ссылок. Первая система позволяет выбрать все имена, начинающиеся на одну из букв латинского алфавита. Вторая позволяет выбрать очередную тысячу малых планет, включающую заданный номер. Причем при использовании второй системы ссылок можно получить сведения не только об именах малых планет, но и об их предварительных обозначениях.

Необходимо отметить, что в данном проекте реализована возможность визуализации имен, содержащих буквы с диакритическими знаками (615 имен). Каждое такое имя представляет собой ссылку, активизация которой вызывает окно сообщения, в котором приводится вариант написания этого имени с помощью системы авторского набора текста $\TeX$. К сожалению, по техническим причинам в настоящее время визуализация букв с диакритическими знаками реализована только в браузере Microsoft Internet Explorer.

Данная WEB-страница обновляется примерно раз в месяц и на декабрь 2002 г. содержит список из 52224 нумерованных малых планет.

Для получения сведений о параметрах световых кривых малых планет разработана WEB-страница с соответствующим названием. Написанный на языке *Perl* CGI-сценарий позволяет пользователю получать для выбранной малой планеты значения таких параметров, как период и вариация колебаний блеска, а также некоторую дополнительную информацию.

В настоящее время имеются сведения о параметрах световых кривых 1164 малых планет. Данная страница обновляется по мере поступления информации.

В дальнейшем предполагается разработать страницы, посвященные сближениям АСЗ с Землей, а также двойным астероидам.

Список литературы

1. *Kochetova O. M., Shor V. A.* Integrated software package “STAMP” for minor planets // Asteroids, Comets, Meteors, 1991: Proc. of the intern. conference held in Flagstaff, P. 309–311.
2. *Кочетова О. М., Шор В. А.* Компьютерная версия ежегодника ЭМП на 1995 г // Тез. Междунар. конф. “Современные проблемы теоретической астрономии”: Санкт-Петербург, 20–24 июня 1994 г. Т. 1, стр. 81.
3. *Бабаев И. О., Львов В. Н., Цежмейстер С. Д. и др.* CERES — программная система решения эфемеридных задач для малых планет, комет и больших планет на персональных компьютерах // Тез. Междунар. конф. “Современные проблемы теоретической астрономии”: Санкт-Петербург, 20–24 июня 1994 г. Т. 1, 17–18.
4. *Львов В. Н., Цежмейстер С. Д., Шор В. А.* О программной системе CERES Plus для персональных компьютеров // Всерос. конф. с междунар. участием “Компьютерные методы небесной механики-97”: Санкт-Петербург, 18–20 нояб. 1997. Программа и тезисы докладов. С. 106–109.
5. *Shor V. A.* New integrated software package for minor planets // Abstracts of the papers presented at the Symposium MAS № 172, Paris, 3–8 July, 1995.
6. *Василькова О. О., Кочетова О. М., Кузнецов В. В. и др.* AMPLE — первая реализация нового программного пакета для малых планет // Всерос. конф. с междунар. участием “Наблюдения естественных и искусственных тел Солнечной системы”: Санкт-Петербург, 26–28 нояб. 1996. Программа и тезисы докладов. С. 40–41.
7. *V. A. Shor, A. Yu. Bytsin, Yu. A. Chernetenko et al* New possibilities for ephemeris support of minor planets // Тр. ИПА РАН. СПб., В. 8, С. 159–160.

ТЕХНИКА МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АСТРОНОМИИ

Даются сведения о радиоастрономических приемниках, в частности о предельно достижимых шумовых параметрах. Описываются входные устройства современных миллиметровых и субмиллиметровых радиометров, а также используемые спектроанализаторы. Приводится информация о наземных и бортовых обсерваториях данного диапазона длин волн, как о ныне действующих, так и о проектируемых.

An information on radio astronomical receivers is presented, in particular, on their noise limits. Contemporary millimeter and submillimeter front-ends and spectrum analyzers are described. An information on ground-based and space observatories for this waveband, both operational and under development, is given.

Введение

Освоение миллиметрового и особенно субмиллиметрового диапазонов длин волн началось сравнительно недавно, но уже принесло очень много неопределимой информации для астрофизики. Большая часть миллиметровых и субмиллиметровых фотонов рождается в "холодной" Вселенной: плотных межзвездных газопылевых облаках, околозвездных оболочках и т. п. Это следует из закона Планка. Действительно, пик излучения межзвездной пыли с характерной температурой 20–30 К лежит в субмиллиметровом диапазоне. Этот диапазон также чрезвычайно насыщен спектральными линиями, отвечающими в основном переходам между вращательными уровнями молекул с относительно низкой энергией возбуждения. Важно то, что межзвездные облака практически прозрачны на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, в отличие от оптического диапазона, где поглощение может достигать $\sim 100^m$ и более. Таким образом, они представляют собой уникальный инструмент исследования внутренних областей плотных межзвездных облаков, которые являются "колыбелями" новых звезд и недоступны для других методов астрономических исследований. В то же время наблюдения в этом диапазоне

дают бесценную информацию и для многих других областей астрофизики. Достаточно упомянуть исследования микроволнового фона в космологии.

Освоение данного диапазона требует решения сложных технических проблем, связанных с созданием малошумящих приемников, спектроанализаторов, высокоточных антенн и пр. Атмосферное поглощение, очень существенное в этом диапазоне, заставляет размещать инструменты высоко в горах или на борту самолетов и космических аппаратов.

Предел чувствительности радиоастрономических приемников

В радиоастрономии как полезный сигнал, так и шум представляют собой стохастические процессы, каждый из которых может рассматриваться как "белый шум". Оптимальный алгоритм обнаружения в данном случае — это измерение энергии процесса

$$\sum_1^N x_k^2 \sim \int_0^T x^2 dx \quad (1)$$

и сравнение ее с некоторым пороговым значением [1]. Приемное устройство, реализующее эту процедуру, может быть названо *энергетическим приемником*. В радиоастрономии такой приемник называется радиометром.

Чувствительность радиометров определяется в идеале внешним фоном и соответственно флуктуациями числа фотонов на входе приемника. Дисперсия числа фотонов дается выражением

$$\delta n^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle n \rangle \left\{ 1 + \frac{\langle n \rangle}{N} \right\}, \quad (2)$$

где N — число типов колебаний. Вид выражения (2) отражает тот факт, что фотоны подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна, т. е. это частицы, имеющие тенденцию к ассоциации. При малом числе фотонов, как в оптике,

$$\delta n \rightarrow \sqrt{\langle n \rangle},$$

что соответствует пуассоновской статистике. В радиодиапазоне, как правило, преобладает второй член в формуле (2), связанный с упомянутой ассоциацией фотонов.

В равновесном случае при температуре T среднее число фотонов в одной моде поля дается распределением Планка:

$$\rho(\nu) = \frac{\langle n(\nu) \rangle}{N} = \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (3)$$

Используя эти выражения, можно получить, что чувствительность приемника по числу фотонов за время Δt равна

$$\delta n = \frac{1}{2 \operatorname{sh} \left(\frac{h\nu}{2kT} \right)} \sqrt{\Delta\nu \Delta t}, \quad (4)$$

где $\Delta\nu$ — ширина полосы принимаемых частот. Отсюда чувствительность приемника по мощности ($P = nh\nu/\Delta t$) равна

$$\delta P = \frac{h\nu}{2 \operatorname{sh} \left(\frac{h\nu}{2kT} \right)} \sqrt{\frac{\Delta\nu}{\Delta t}}. \quad (5)$$

При $h\nu \ll kT$

$$\delta P = kT \sqrt{\frac{\Delta\nu}{\Delta t}}, \quad (6)$$

а поскольку $P = kT\Delta\nu$, температурная чувствительность равна

$$\delta T = \frac{T}{\sqrt{\Delta\nu \Delta t}}. \quad (7)$$

Выражение (7) является наиболее употребительным в радиоастрономии для оценки чувствительности приемных систем. Параметр T называется шумовой температурой. Заметим, что величина $\Delta\nu \Delta t$ представляет собой, по существу, число независимых колебаний в принимаемом излучении и изменение дисперсии с ростом этой величины является обычным следствием статистического усреднения.

Выше мы предполагали, что приемник не вносит дополнительных шумов и чувствительность определяется исключительно флуктуациями фона и исследуемого излучения. Однако практически всегда (по крайней мере на миллиметровых и субмиллиметровых волнах) шумы приемной аппаратуры являются основным фактором, ограничивающим чувствительность. Вклад шумов приемника обычно можно описать как добавку к шумовой температуре. Полная шумовая температура, называемая шумовой температурой системы T_{sys} , складывается, таким образом, из температуры фона и шумовой температуры приемника:

$$T_{\text{sys}} = T_{\text{bg}} + T_{\text{rec}}. \quad (8)$$

Стоит отметить, что с точки зрения повышения чувствительности снижение шумовой температуры в 2 раза эквивалентно уменьшению времени накопления в 4 раза. Понятно, что разработка приемных систем с возможно более низким уровнем собственных шумов была и остается важнейшей технической задачей радиоастрономии. И хотя благодаря прогрессу технологии шумовые параметры приемников постоянно улучшаются, существует фундаментальный предел снижения шумовой температуры (называемый "квантовым пределом"), который следует из соотношения неопределенностей. В частности, предельная точность измерений энергии определяется соотношением неопределенностей энергия–время:

$$\delta E \delta t \geq \frac{h}{4\pi}. \quad (9)$$

Учитывая, что $E = nh\nu$, где n — число фотонов, а фаза $\theta = 2\pi\nu t$, мы можем получить из (9) соотношение неопределенностей для фазы и количества фотонов излучения:

$$\delta n \delta \theta \geq \frac{1}{2}. \quad (10)$$

В большинстве случаев на входе радиоастрономических приемников используется некий вариант линейного "когерентного" преобразователя, т. е. устройства, которое линейным образом преобразует входной сигнал, причем сдвиг фазы входного сигнала приводит к такому же (или противоположному по знаку) сдвигу фазы выходного сигнала. Это может быть усилитель или смеситель, изменяющий частоту сигнала. Так, в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах наиболее распространенным типом приемника является супергетеродинный радиометр со смесителем на входе. Мы будем называть это устройство усилителем и характеризовать его коэффициентом усиления по числу квантов: $G = n_2/n_1$, где n_1 и n_2 — число фотонов на входе и выходе соответственно. Кстати, для радиоастрономических смесителей, которые преобразуют частоту вниз на несколько порядков, $G = (\nu_1/\nu_2)L^{-1} \gg 1$ (L — потери преобразования по мощности).

Соотношение неопределенностей (10) применимо как ко входу, так и к выходу усилителя. И если мы предположим, что усилитель ($G > 1$) не вносит собственных шумов в преобразуемый сигнал, то есть $\delta n_2 \delta \theta_2 = \frac{1}{2}$, то немедленно придем к противоречию, так как в этом случае

$$\delta n_1 \delta \theta_1 = \frac{1}{G} \cdot \frac{1}{2}.$$

Таким образом, усилитель обязательно должен добавлять некоторый шум к входному сигналу. Анализ показывает (см., например, [2]), что минимальная шумовая температура усилителя (при $G \gg 1$) составляет $\sim h\nu/k$. Это и есть "квантовый предел" шумовой температуры.

Современные миллиметровые и субмиллиметровые радиометры

Разработка малошумящих входных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн — это обширная и быстро развивающаяся область техники (см., например, [3]). В настоящее время созданы малошумящие усилители (на транзисторах с высокой подвижностью электронов — НЕМТ) до частот ~ 100 ГГц. Имеются и разработки мазеров с очень хорошими шумовыми параметрами в 3 мм диапазоне длин волн [4]. Однако на более высоких частотах пока нет альтернативы супергетеродинным приемникам со смесителем на входе для спектральных измерений и болометрам для измерений в непрерывном спектре.

Долгое время смесители создавались на основе диодов с барьером Шоттки, причем для снижения шумов они охлаждались до ~ 20 К. В последние годы на частотах до ~ 700 ГГц наилучшие результаты получены со смесителями на основе туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС). Их шумы уже вплотную приблизились к "квантовому пределу", $\sim h\nu/k$ (рис. 1). Такой приемник использовался неоднократно и нами в наблюдениях на РТ-22 КрАО [5]. Сверхпроводящий материал, используемый в этих смесителях, как правило, ниобий (Ni), у которого ширина "энергетической щели" соответствует ~ 700 ГГц. На более высоких частотах характеристики СИС смесителей быстро ухудшаются.

На этих более высоких частотах лучшие параметры достигнуты со смесителями, представляющими собой болометры на горячих электронах. Принцип их действия основан на разогреве электронов излучением в тонких пленках сверхпроводника и быстрой их релаксации за счет либо фононного, либо диффузионного охлаждения. Изменения электронной температуры ведут к изменению сопротивления. Короткое время релаксации позволяет использовать их как смесители. Такие приемники уже успешно использовались на частотах до ~ 1 ТГц [6].

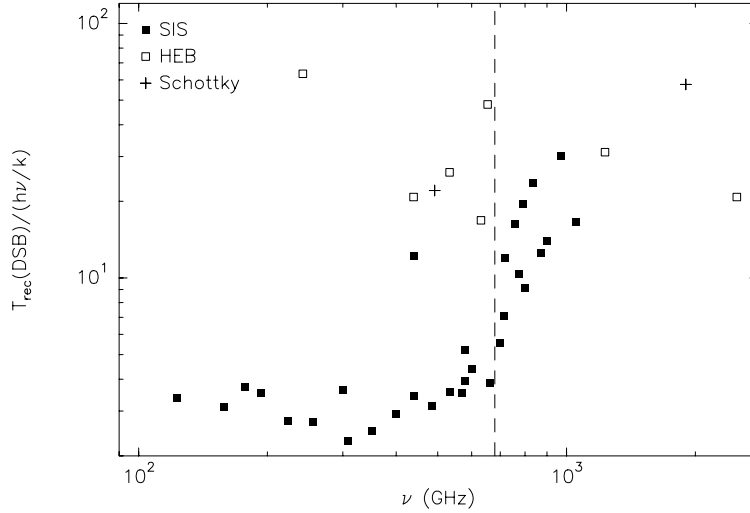


Рис. 1. Шумовая температура миллиметровых и субмиллиметровых приемников разного типа в зависимости от частоты в единицах "квантового предела", $h\nu/k$

Чувствительность болометров принято характеризовать величиной пороговой мощности (NEP — noise equivalent power), которая для лучших субмиллиметровых болометров составляет сейчас $\sim 10^{-18}$ Вт Гц $^{-1/2}$ [7] и есть надежда на дальнейшее улучшение этого параметра. Рабочая температура таких высокочувствительных болометров составляет 100–300 мК.

Как можно видеть, шумы миллиметровых и субмиллиметровых приемников уже приближаются к своему предельному значению. Можно ли дальше повысить их эффективность? Да, по крайней мере для протяженных источников, если реализовать возможность "радиовидения", то есть то, что естественным образом достигается в оптике и, отчасти, в ИК-диапазоне. Ведь оптический инструмент дает нам сразу изображение объекта — возможно, по миллионам пикселей. А в радиодиапазоне до недавних пор такое изображение получалось последовательно, точка за точкой. В настоящее время в ряде лабораторий ведутся разработки многолучевых приемных систем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов (рис. 2). Некоторые из них уже работают.

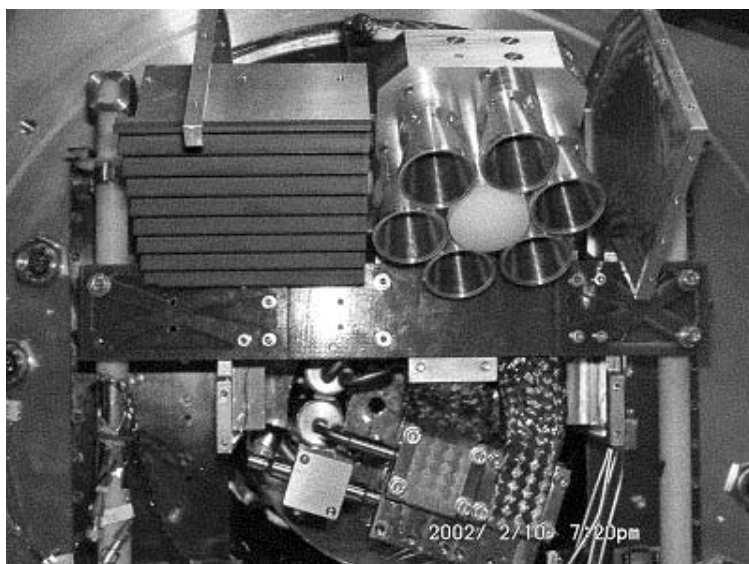


Рис. 2. Многолучевой СИС-приемник диапазона длин волн 3 мм, разрабатываемый в Чалмерском техническом университете группой В. Белицкого с участием сотрудников ИПФ РАН

Спектроанализаторы

Одним из основных требований к аппаратуре для спектральных радиоастрономических исследований наряду с обеспечением высокой чувствительности приемника является способность осуществлять спектральный анализ принимаемого излучения в достаточно широкой полосе с необходимым разрешением. Причем при разумном времени измерений этот анализ должен быть параллельным, а не последовательным.

Уширение миллиметровых и субмиллиметровых линий от космических источников почти всегда обусловлено эффектом Доплера. Наблюдения показывают, что ширины межзвездных линий (или важных деталей на профилях линий) могут варьировать в широких пределах — от ~ 0.1 до ~ 100 км/с, что соответствует полосам частот от десятков кГц до сотен МГц. Для решения широкого класса задач по поиску и анализу излучения межзвездного газа в различных линиях в большинстве галактических и внегалактиче-

ских объектов следует использовать приемники, обладающие одновременно широкой полосой и хорошим разрешением.

Для решения этой задачи используется несколько подходов. Долгое время основным типом параллельных спектроанализаторов был набор узкополосных фильтров (до нескольких сотен). Однако это довольно трудоемкая и громоздкая конструкция. Значительно легче (и дешевле) задача многоканального спектрального анализа решается с помощью акусто-оптических спектроанализаторов (АОС). В них сравнительно легко достигается число каналов в несколько тысяч и даже больше. Общая полоса анализа при этом может составлять сотни мегагерц. Аппаратурный комплекс на основе СИС приемника с использованием АОС успешно применялся нами и на РТ-22 КраО [8]. Одной из проблем использования АОС является обеспечение температурной стабильности, поскольку при изменении температуры прибора возможен сдвиг спектра по каналам АОС. Кроме того, при больших полосах анализа может быть заметна некоторая нелинейность развертки спектра по каналам.

Однако реализация разрешения лучше, чем ~ 100 кГц, с помощью АОС представляет собой довольно сложную задачу. С ней успешнее справляются цифровые анализаторы: автокорреляционные (основанные на вычислении функции автокорреляции) и фурье-преобразователи. В начале полоса анализа таких устройств была сравнительно невелика, но с повышением быстродействия цифровых схем они находят все более широкую сферу применения и, вероятно, со временем станут основным типом спектроанализатора в радиоастрономии. Следует, однако, иметь в виду, что такие спектроанализаторы могут заметно ухудшать чувствительность системы. При двухуровневом квантовании, что часто используется для повышения быстродействия, и при Найквистовской частоте выборки ($\Delta t = 1/(2\Delta\nu)$, где $\Delta\nu$ — ширина спектра сигнала) отношение сигнал/шум на выходе такого коррелятора ухудшается в $2/\pi$ раз (см., например, [9]). Проблему можно решить за счет использования многоуровневого квантования и/или большей частоты дискретизации.

Миллиметровые и субмиллиметровые обсерватории

Вследствие сильного поглощения в атмосферных газах (в основном в кислороде и парах воды) миллиметровые и субмиллиметровые наблюдения с поверхности Земли возможны только в ограниченных

частотных интервалах, так называемых "окна прозрачности" атмосферы. В связи с этим инструменты этого диапазона размещаются по возможности высоко в горах или на борту самолетов и космических аппаратов. В настоящее время в мире успешно функционирует довольно много миллиметровых, а также несколько субмиллиметровых обсерваторий (KOSMA, CSO, JCMT, HNT, SEST). Последние расположены на высотах от ~ 2300 до ~ 4100 м над уровнем моря. Диаметр зеркал от 3 до 15 м. Точность поверхности от ~ 15 до ~ 70 мкм, что обеспечивает рабочий диапазон до ~ 1 ТГц. Почти закончена субмиллиметровая решетка (SMA). Она расположена на Мауна Кеа на высоте 4080 м и состоит из восьми 6-метровых антенн с точностью поверхности 12 мкм. Длина базы меняется от 8 до 508 м, что дает угловое разрешение $0.1''$.

Наиболее крупная антенна миллиметрового диапазона в пределах СНГ — РТ-22 КраО (рис. 3). Она построена в 60-х гг. прошлого века, точность поверхности ~ 0.2 мм, что позволяет работать на волнах до ~ 3 мм. Антенна активно использовалась для наблюдений как в континууме, так и в спектральных линиях молекул.



Рис. 3. Радиотелескоп РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории

Наиболее амбициозный наземный проект в данной области — это Большая Антенная Решетка в Атакаме. Она строится на высоко-

горном плато (высота 5000 м) в пустыне Атакама (Чили). Решетка состоит из 64 12-метровых антенн с точностью поверхности 20 мкм. Наибольшая база 12 км и разрешение ~ 6 мс дуги. Полная площадь 7238 м². Чувствительность и угловое разрешение будут равняться или превосходить достигнутые в оптике и ИК-диапазонах. Научные цели включают в себя исследования мельчайших структур и наиболее далеких объектов.

В то же время имеется несколько космических проектов на разных стадиях реализации (ODIN, Hershel, SOFIA, Субмиллиметр и др.). Их большим преимуществом является отсутствие атмосферных ограничений, что обеспечивает непрерывное покрытие всего диапазона частот. Так, например, *Herschel Space Observatory*, запуск которой намечен на 2007 г., будет оснащена 3.5-метровым телескопом и высокочувствительными приемниками, покрывающими диапазон 60–670 мкм. Однако размеры космических инструментов все же значительно скромнее, чем у наземных телескопов, так что они не могут достичь такой же чувствительности (по точечным источникам) и углового разрешения. Таким образом, космические и наземные инструменты дополняют друг друга. Первые больше подходят для обзоров (как по пространству, так и по частоте) и исследований протяженного излучения, а вторые — для детального исследования компактных объектов. А наилучшее угловое разрешение может быть достигнуто объединением тех и других в наземно-космический интерферометр.

Работа поддерживалась грантами ИНТАС 99-1667, 99-0569 и 01-0367.

Список литературы

1. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1968.
2. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. М.: Мир, 1986.
3. Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. Малошумящие приемники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн // Радиофизика. 1998. Т. 41. С. 1424.
4. Шульга В. М. и др. Наблюдения молекулярных линий в диапазоне 85–90 ГГц на РТ-22 КрАО АН СССР с мазерным приемником // Письма в АЖ 1991. Т. 17. С. 1084.

5. *Зинченко И. И. и др.* Спектральные радиоастрономические наблюдения на РТ-22 КрАО с СИС-приемником диапазона длин волн 3 мм // Письма в АЖ 1997. Т. 23. С. 145.
6. *Kawamura J. et al.* Ground-based Terahertz CO Spectroscopy Towards Orion // Amer. Astr. Soc. Meeting. 2001. Vol. 198. №.59. P. 18.
7. *Griffin M.J.* Bolometers for far-infrared and submillimetre astronomy // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2000. Vol. 444. P. 397.
8. *Есепкина Н. А. и др.* Спектральные наблюдения в 3 мм диапазоне длин волн на РТ-22 КрАО с использованием акусто-оптического анализатора спектра // Радиофизика. 2000. Т. 43. С. 935.
9. *Томпсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж.* Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. М.:Мир, 1989.

Л. И. Машонкина

Казанский государственный университет

АНАЛИЗ СОДЕРЖАНИЙ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗВЕЗДАХ КАК ВАЖНЫЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ГАЛАКТИКИ

Согласно современным теоретическим представлениям все химические элементы, начиная с углерода и более тяжелые, были синтезированы в звездах. Различные элементы образуются в различных типах термоядерных реакций, которые могут протекать только при определенных условиях и поэтому связаны с определенными типами звезд. Синтез кислорода, магния и других α -частичных ядер ассоциируется с массивными звездами, вспыхивающими как Сверхновые II типа. Большая часть галактического железа была произведена в звездах промежуточных масс ($M = 4 - 8 M_{\odot}$): при взрывном горении вырожденного C-O ядра, это явление наблюдается как вспышка Сверхновой I типа (SNI) и при термоядерном взрыве на поверхности гелиевого белого карлика — аккректора в двойных системах,

это явление наблюдается как вспышка Новой. Элементы тяжелее железа синтезируются в процессах нейтронных захватов, которые в зависимости от плотности потока нейтронов подразделяются на медленные (s-процесс) и быстрые (r-процесс) нейтронные захваты. s-процесс протекает в основном при нестационарном горении двойного слоевого источника у звезд с массами $M = 2 - 4 M_{\odot}$ на стадии асимптотической ветви гигантов. Условия, необходимые для протекания r-процесса, существуют только при взрывах SNI. Для изучения химической эволюции вещества в Галактике необходимы наблюдательные данные об изменении химсостава межзвездной среды за время ее жизни. Они получаются из анализа содержаний элементов у маломассивных ($M \leq M_{\odot}$) звезд с временем эволюции, сравнимым с возрастом Галактики.

В докладе дается обзор определений содержаний элементов, синтезируемых в α -процессах (O и Mg) и в процессах нейтронных захватов (Ba, Eu, La); обсуждаются методические ошибки, связанные с моделированием атмосфер звезд, определением звездных параметров, использованием гипотезы ЛТР при рассмотрении формирования спектральных линий, которые могут объяснять наблюдаемые расхождения данных у разных авторов. Приводятся результаты автора по определению для выборки звезд изотопных отношений для бария. Наблюдательные данные обнаруживают следующие эволюционные закономерности: у звезд *гало и толстого диска* существуют заметные избытки элементов α -процесса и r-процесса относительно железа, элементов r-процесса относительно элементов s-процесса; отношение содержаний четных и нечетных изотопов Ba отличается от солнечного таким образом, что доля изотопов с нечетным массовым числом ближе к величине, характерной для синтеза бария в r-процессе; в области перекрывающихся металличностей ($[Fe/H]$ от -0.5 до -0.3) у звезд *тонкого диска* значения $[\alpha/Fe]$, $[r/Fe]$ и $[r/s]$ меньше, чем у звезд толстого диска, что позволяет говорить о скачкообразном изменении элементных отношений при переходе от толстого к тонкому диску.

Эти данные свидетельствуют о том, что Сверхновые II типа доминировали в нуклеосинтезе в эпоху формирования гало и продолжали играть важную роль в эпоху формирования толстого диска; определенно можно говорить о том, что производство железа в звездах промежуточных масс и элементов s-процесса началось до начала формирования толстого диска. В эпоху толстого диска вклад s-процесса в производство бария составлял от 30 до 50%. Сравнение

полученных из наблюдений отношений вкладов s- и r-процессов с предсказаниями модели химической эволюции Галактики Травaglia и др. (Astrophys. J. 1999. Vol. 521. P. 691) позволяет оценить продолжительность эпохи формирования гало как $\simeq 1.5$ млрд лет и временную шкалу формирования толстого диска как интервал между 1.1 и 1.6 млрд лет от начала протогалактического коллапса. Обнаруженные из наблюдений скачки элементных отношений при переходе от толстого к тонкому диску требуют дальнейшего развития теории химической эволюции Галактики. Еще одна проблема, поставленная наблюдениями и требующая решения, — избытки европия относительно магния у звезд гало с умеренным дефицитом металлов.

В. В. Орлов, А. В. Петрова, А. В. Рубинов
Санкт-Петербургский государственный университет

КРАТНЫЕ ЗВЕЗДЫ: ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ

Согласно современным представлениям (см., например, обзор Ларсона [1]), большинство одиночных и двойных звезд могло сформироваться при распаде неиерархических кратных звезд. Такие объекты образуются при фрагментации ядер молекулярных облаков (см., например, Клессен и др. [3]). Несмотря на огромное количество работ по теории звездообразования и по наблюдениям областей звездообразования, до сих пор нет какой-либо "стандартной" модели звездообразования [1]. По-видимому, формирующиеся малые группы звезд обладают широким диапазоном характеристик (размеров, дисперсий скоростей, спектров масс и т. д.).

На начальной стадии эволюции таких систем основную роль играют газодинамические процессы, которые можно описать в рамках SPH-схемы (см., например, обзор Боденхеймера и др. [2], а также статью Монахана [4]). Другой эффективный подход — решение гидродинамических уравнений методом сеток с использованием кратных сеток или адаптивного "рафинирования" ячеек (AMR) (см. ссылки в том же обзоре [2]). В AMR-схеме в динамическом режиме меняются положения и размеры сеток, по мере необходимости создаются новые сетки и удаляются ненужные.

© В. В. Орлов, А. В. Петрова, А. В. Рубинов, 2003

Численное моделирование процесса формирования звездных систем показывает, что могут образовываться системы различной кратности с характерными размерами $\sim 1 - 100$ а. е. В конце 60-х гг. прошлого века ван Альбада [1] предположил, что устойчивые двойные и кратные звезды могли сформироваться в результате динамического распада малых звездных групп, содержащих от нескольких до нескольких десятков звезд.

С другой стороны, иерархические устойчивые кратные звезды также могут формироваться из вращающегося газопылевого облака в результате фрагментации (см., например, обзор [2]).

Дальнейшая эволюция системы может быть описана в рамках гравитационной задачи N тел с учетом ряда дополнительных эффектов — слияний компонентов при тесных сближениях, приливных взаимодействий звезд, потери массы компонентами вследствие звездного ветра и вспышечной активности. Пример динамической эволюции неиерархической системы $N = 6$ тел показан в следующем фильме. Здесь мы видим сближения, выбросы и уходы звезд, формирование двойных подсистем. В финале эволюции образуется двойная или устойчивая иерархическая тройная система.

Численные эксперименты (см., например, Стерзик и Дурисен [6], Рубинов, Петрова и Орлов [4]) показывают, что неиерархические системы малой кратности распадаются на динамически несвязанные подсистемы. Это могут быть одиночные звезды, двойные, устойчивые иерархические тройные и, возможно, системы большей кратности. Рассмотрим распределение состояний кратных систем с $N = 3, 6, 9, 12, 15, 18$ и начальным спектром масс Солпитера на момент времени $300 T_{cr}$, где T_{cr} — среднее начальное время пересечения компонентом системы (табл. 1). Примерно в половине случаев к этому моменту эволюция системы заканчивается формированием двойной системы. Еще примерно в 10–15% случаев образуется устойчивая тройная система. Около 30% систем к этому моменту не завершили свою эволюцию.

Интересно сопоставить результаты с функцией кратности наблюдаемых звезд. По каталогу 807 физических кратных систем функцию кратности построил Токовинин [8]. Он нашел отношения числа систем разной кратности n :

$$f_n = \frac{N_n}{N_{n-1}}.$$

Таблица 1. Распределения по состояниям при $t = 300T_{cr}$

№	Двойные системы	Две одинокых	Устойч. тройные	Неустойч. тройные	Системы с $n \geq 4$
3	0.78	—	0.01	0.21	—
6	0.56	0.01	0.14	0.16	0.13
9	0.55	0.03	0.16	0.14	0.12
12	0.47	0.04	0.17	0.16	0.16
15	0.49	0.06	0.13	0.15	0.17
18	0.51	0.06	0.11	0.14	0.18

Таблица 2. Функция кратности

n	3	4	5	6
f_n	0.11	0.22	0.20	0.36
	3	2	4	14

Отметим, что отношение f_n в пределах ошибок примерно постоянно, начиная с $n = 4$, и составляет 0.26 ± 0.05 . При переходе от тройных к двойным оно уменьшается примерно вдвое (табл. 2).

Орлов и Титов [9] оценили отношение числа звезд, входящих в системы кратности $n = 1, 2, 3, \geq 4$, для близких звезд в пределах 25 пк от Солнца как $0.64 : 0.28 : 0.06 : 0.02$. Соответствующие оценки отношений $f_3 \approx 0.14$, $f_4 \approx 0.25$ в пределах ошибок согласуются с данными Токовина [8]. Оценка $f_2 \approx 0.22$ для звезд окрестности Солнца согласуется с оценкой $f_2 \approx 0.23$, полученной для процесса распада малых групп звезд.

Если мы предположим, что неустойчивые тройные системы в конечном счете распадаются с формированием финальной двойной, то доля финальных двойных достигнет 70%. Соответствующее отношение $f_3 \approx 0.2$ не сильно отличается от оценок, полученных из наблюдений. Сейчас мы не знаем, сколь часто формируются устойчивые системы с кратностью $n \geq 4$. По-видимому, часть систем с $n \geq 4$ неустойчивы и распадаются за время, большее $300 T_{cr}$, с образованием двойных или устойчивых тройных систем. Поэтому оценка $f_3 \approx 0.2$ ненадежна.

Интересно определить характеристики финальных устойчивых систем и сравнить их с данными наблюдений двойных и тройных звезд.

Основные характеристики двойных звезд — большая полуось и эксцентриситет орбиты. При начальных размерах группы ~ 100 а. е. большие полуоси финальных и выброшенных двойных систем находятся в диапазоне от ~ 1 до $\sim 10^3$ а. е. Этот диапазон согласуется с данными для широких двойных (см., например, Дюкенуа и Майор [10], Хикокс [11]). Более тесные двойные в принципе могли сформироваться при динамическом распаде более компактных групп звезд.

Распределения эксцентриситетов двойных, формирующихся при распаде систем с кратностью $N = 6$ и начальным спектром масс Солпитера, приведены на рис. 1. Прямая соответствует закону $f(e) = 2e$, полученному Амбарцумяном [2] для равновесного распределения двойных в звездном поле. Такое же распределение получено в статистической теории распада тройных систем (см. Монахан [13]).

Из рисунка видно, что результаты численного моделирования согласуются с теорией. Распределения эксцентриситетов широких двойных звезд после учета наблюдательной селекции также согласуются с законом $f(e) = 2e$ (см., например, Валтонен [14], Токовинин [15]). Это согласование является дополнительным аргументом в пользу динамического происхождения широких двойных.

Перейдем к рассмотрению устойчивых тройных систем. Устойчивые тройные, образующиеся при распаде малых групп, обладают значительной иерархией — среднее отношение больших полуосей орбит внешней и внутренней двойных составляет примерно $20 : 1$, а среднее отношение периодов — приблизительно $70 : 1$.

На рис. 2 представлены распределения эксцентриситетов внутренних и внешних двойных.

Из рисунка видно, что как для внутренних, так и для внешних пар распределения эксцентриситетов отличаются от закона $f(e) = 2e$. Наблюдается дефицит сильно вытянутых орбит с $e > 0.9$. Особенно этот дефицит заметен для внешних двойных. Средние значения эксцентриситетов составляют $\overline{e_{in}} \approx 0.7$, $\overline{e_{ex}} \approx 0.5$. Нами была рассмотрена выборка 38 иерархических тройных звезд с известными элементами орбит внутренней и внешней двойных. По этой выборке средние значения эксцентриситетов $\overline{e_{in}} \approx 0.37 \pm 0.04$, $\overline{e_{ex}} \approx 0.38 \pm 0.04$. Эти значения несколько меньше величин, полученных для модельных систем. Особенно заметно различие для внутренних двойных.

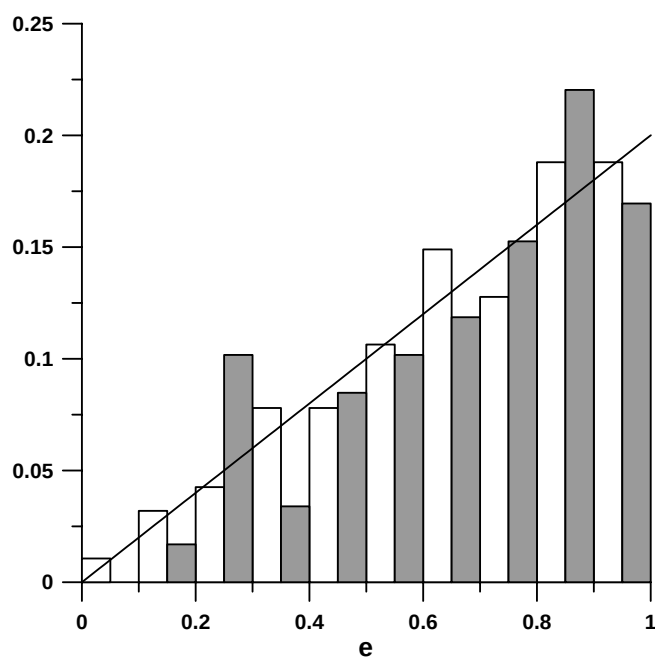


Рис. 1. Распределения эксцентриситетов двойных, сформировавшихся при распаде систем с $N = 6$. Белые столбцы соответствуют финальным двойным, серые — уходящим двойным. Прямая соответствует закону $f(e) = 2e$

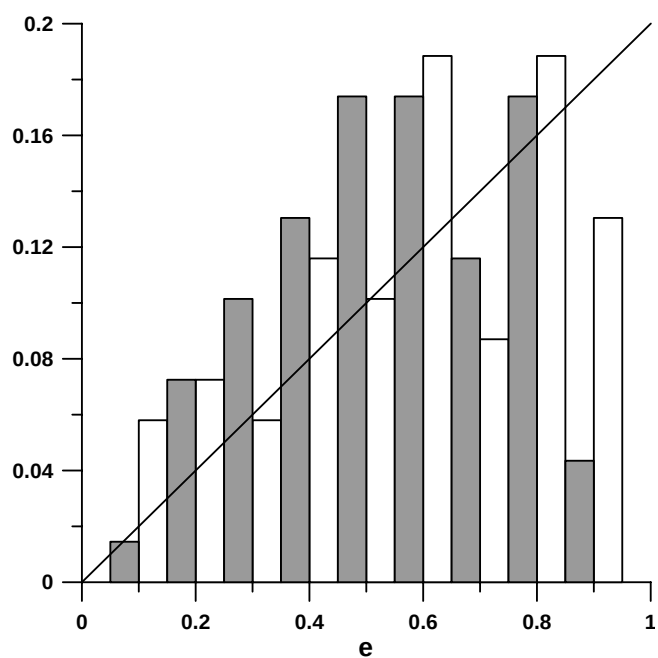


Рис. 2. Распределения эксцентриситетов внутренних (белые столбики) и внешних (серые столбики) двойных в устойчивых тройных. Сплошная линия соответствует закону $f(e) = 2e$

Это различие может быть связано с частичной циркуляризацией орбит внутренних двойных из-за приливного взаимодействия компонентов, которое не учитывалось при численном моделировании. Кроме того, на результате может сказаться селекция — трудность обнаружения сильно вытянутых систем.

Еще одна важная характеристика структуры иерархических тройных систем — относительная ориентация орбит внутренней и внешней двойных. В наших моделях с первоначально изотропным распределением скоростей в финальных устойчивых тройных несколько преобладают системы с прямыми движениями (рис. 3).

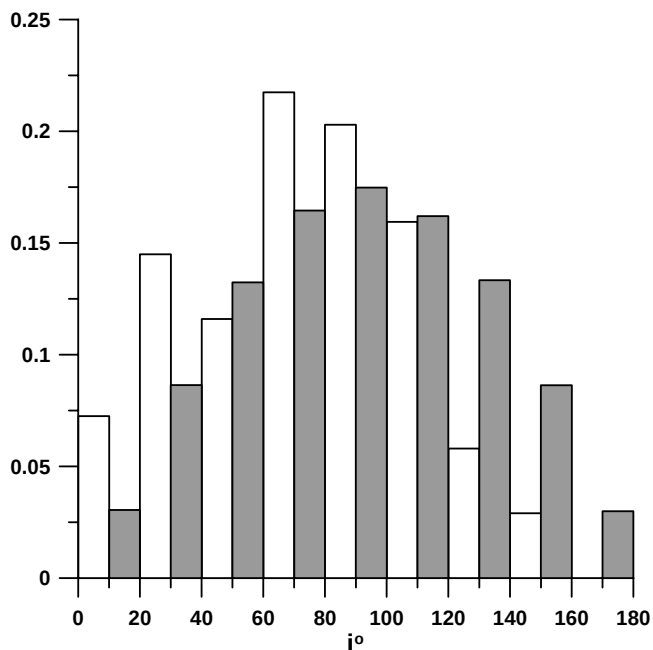


Рис. 3. Распределение углов взаимного наклона орбит внутренней и внешней двойных (белые столбики). Серые столбики соответствуют случайной ориентации орбит: $f(i) = \frac{1}{2} \sin i$

Анализ распределения $f(i)$ для устойчивых тройных, образующихся при распаде систем с $3 \leq N \leq 10$ звезд, был выполнен в работе Стерзика и Токовина [16]. Результат зависит от геометрии системы, спектра масс, соотношения между энергией вращения и энергией

случайных движений компонентов. Для случаев с близкими к изотропному распределению начальных скоростей финальные тройные показывают умеренное, но значимое преобладание прямых движений со средними значениями угла между векторами орбитальных моментов внешней и внутренней пар $\bar{i} \approx 70^\circ - 80^\circ$. Для наблюдаемых 22 тройных систем с известными элементами орбит внутренней и внешней двойных (однако с неопределенностью долгот восходящих узлов) получена усредненная оценка угла $\bar{i} = 79^\circ \pm 6^\circ$. Эта оценка получена по смеси верных и ложных углов. Тем не менее видны явная некомпланарность орбит и тенденция к преобладанию систем с прямыми движениями. Эта оценка согласуется и с результатами наших численных экспериментов [4].

Нами были выполнены численные эксперименты с другим начальным спектром масс, менее крутым, чем спектр масс Солпитера. Также были рассмотрены разные начальные размеры систем — от 3 до 1000 а. е. и разные начальные значения вириального отношения — от 0.001 до 0.9.

Выяснилось, что имеются некоторые инвариантные свойства финальных систем

1. Высокая доля устойчивых тройных (10–15%).
2. Универсальность распределения эксцентриситетов финальных и уходящих двойных $f(e) = 2e$.
3. Значительная иерархия финальных тройных.
4. Внешние двойные имеют менее вытянутые орбиты, чем внутренние.
5. Преобладание тройных систем с прямыми движениями.

На динамическую эволюцию кратных звезд могут влиять некоторые дополнительные факторы, в частности:

- 1) динамическое трение звезд о межзвездную среду,
- 2) потеря массы звездами,
- 3) приливное взаимодействие звезд при тесных сближениях.

Нами были рассмотрены первые два эффекта. Для реалистичных оценок плотности межзвездной среды и темпа потери массы результаты оказываются практически теми же, что и без учета этих эффектов.

Потеря массы за счет звездного ветра сказывается на динамической эволюции широких кратных систем с характерными начальными размерами $\sim 10^3$ а. е. Финальные двойные и тройные становятся

в среднем более широкими. При этом внешние двойные в устойчивых тройных системах в среднем становятся более вытянутыми.

Теперь рассмотрим эволюцию двойных и иерархических тройных систем, которые могут формироваться как при распаде малых групп, так и при фрагментации вращающегося протозвездного облака.

Широкие двойные системы сохраняют стабильность, если они достаточно изолированы от звезд поля. В тесных двойных с обменом веществом между компонентами возможно слияние звезд. В результате образуются объекты, которые называются голубыми бродягами. В более широких двойных приливное взаимодействие компонентов приводит к циркуляризации орбит, синхронизации вращения компонентов с орбитальным движением и ортогонализации осей вращения звезд к плоскости орбиты.

Приливное взаимодействие звезд, потеря массы и обмен веществом между компонентами могут повлиять на динамическую эволюцию иерархических тройных систем, находящихся вблизи границы устойчивости.

Оказалось (см. Орлов и Петрова [17]), что влияние приливов на изменение параметров устойчивости тройных систем зависит от вращения звезд. Если ротационные скорости звезд превышают синхронизованные с орбитальным движением, то запас устойчивости тройной системы уменьшается. В противном случае он возрастает.

Эффект потери массы посредством звездного ветра несколько сложнее. Здесь следует рассмотреть два сценария нарушения устойчивости тройной системы:

1. Обмен компонентами — нарушение иерархической структуры системы.
2. Уход удаленного компонента без предшествующего нарушения иерархии.

Оказалось (Орлов, Петрова и Иванова [18]), что потеря массы звездами приводит к повышению запаса устойчивости тройной системы по отношению к нарушению иерархии. Что касается ухода удаленной звезды без нарушения иерархии, то результат зависит от отношения масс компонентов. Если масса удаленного компонента меньше, чем суммарная масса внутренней двойной, то имеет место тенденция к потере устойчивости. В противном случае наблюдается увеличение запаса устойчивости. Следует отметить, что характерные времена изменения меры устойчивости сравнимы с эволюционными временами компонентов.

Можно рассмотреть также эффект обмена веществом в тесной паре (Петрова [19]). Изменение запаса устойчивости зависит от того, какой из компонентов тесной пары теряет вещество. Если массу теряет более массивный компонент пары, то двойная становится более тесной и запас устойчивости тройной системы увеличивается. Если массу теряет более легкий компонент пары, то двойная становится шире и запас устойчивости уменьшается. Гравитационные возмущения со стороны третьего удаленного компонента приводят к некоторым нерегулярностям в зависимостях изменений параметров устойчивости со временем – зависимости часто имеют вид ступенек. Наиболее сильные изменения параметров устойчивости происходят вблизи перицентра внешней двойной.

В заключение заметим, что в принципе при фрагментации газовых облаков могут формироваться как неиерархические динамически неустойчивые, так и иерархические устойчивые кратные системы. В первом случае система распадается на устойчивые двойные и кратные подсистемы и одиночные звезды. Время распада обычно на несколько порядков величины короче эволюционных времен компонентов. Во втором случае динамическая эволюция протекает значительно медленнее – характерные времена сравнимы с эволюционными временами компонентов.

Для дальнейших работ в этом направлении требуется, с одной стороны, накопление надежного статистического материала для тройных звезд и звезд большей кратности с известными орбитами внутренней и внешней пар (особенно оценки взаимного наклона орбит), а с другой стороны, необходимы достаточно "рафинированные" численные модели динамики малых групп звезд, а также алгоритмы объективного сравнения моделей и наблюдений.

Список литературы

1. *Larson R.B.* // The formation of binary stars: IAU Symp. 200. 2001. P. 93.
2. *Klessen R. S., Burkert A., Bate M. B.* // Astrophys. J. 1998. Vol. 501. P. L205.
3. *Bodenheimer P., Burkert A., Klein R. I. et al.* // Protostars and planets IV. Univ. of Arizona Press. Tucson. 2000. P. 675.
4. *Monaghan J. J.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1992. Vol. 30. P. 543.

5. *Van Albada T. S.* // Bull Astron. Inst. Neth. 1967. Vol. 19. P. 479.
6. *Sterzik M. F., Durisen R. H.* // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 339. P. 95.
7. *Rubinov A. V., Petrova A. V., Orlov V. V.* // Astron. Rep. 2002. Vol. 79. P. 942.
8. *Tokovinin A. A.* // The formation of binary stars: IAU Symp. 200. 2001. P. 84.
9. *Орлов В. В., Тутов О. А.* // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 525.
10. *Duquennoy A., Mayor M.* // Astron. Astrophys. 1991. Vol. 248. P. 485.
11. *Heasox W. D.* // Astron. J. 1998. Vol. 115. P. 325.
12. *Амбарцумян В. А.* // Астрон. журн. 1937. Т. 14. С. 207.
13. *Monaghan J. J.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1976. Vol. 176. P. 63.
14. *Valtonen M. J.* // Astrophys. J. 1997. Vol. 485. P. 785.
15. *Токовинин А. А.* // Письма в Астрон. журн. 1998. Т. 24. С. 217.
16. *Sterzik M. F., Tokovinin A. A.* // Astron. Astrophys. 2002. Vol. 384. P. 1030.
17. *Orlov V. V., Petrova A. V.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1996. Vol. 281. P. 384.
18. *Orlov V. V., Petrova A. V., Ivanova N. S.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1996. V. 281. P. 1326.
19. *Петрова А. В.* // Дис. канд. физ.-мат. наук. СПб. 1998.

КАК УСТРОЕНЫ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ?

Большинство астрофизических черных дыр проявляют себя просто как очень массивные и компактные тела. Но такое представление о них совершенно неверно. Черные дыры, если их рассматривать вблизи, имеют сложную и интересную внутреннюю структуру и очень необычные свойства.

Most astrophysical black holes are revealed as very massive and compact bodies. But this representation is completely incorrect. Black holes at small scales have complex and very interesting internal structure and extraordinary properties.

Черные дыры в астрофизике

До сих пор ни одна черная дыра в астрофизике не считается открытой "официально". Говорят только о "кандидатах" в черные дыры, хотя вероятность того, что они уже обнаружены, очень велика (я бы оценил ее в 99.8%).

Сегодня известны четыре принципиально различных типа черных дыр. Это черные дыры звездных масс в массивных двойных системах. Они образуются после окончания термоядерной эволюции наиболее массивных звезд с массами выше ($M \gtrsim 40M_{\odot}$). Такие черные дыры образуются и из одиночных звезд, но в тесных двойных системах, в которых идут процессы аккреции, эти объекты легче всего наблюдать.

В табл. 1 приведен список кандидатов в черные дыры звездных масс, входящих в состав тесных двойных систем.

Другим классом кандидатов в черные дыры являются сверхмассивные (10^6 – $10^9 M_{\odot}$) черные дыры в ядрах галактик. Похоже, что все эллиптические галактики и спиральные с балджем имеют в своих центрах такие объекты. В среднем масса центральной черной дыры составляет ~ 0.001 от массы балджа или эллиптической галактике. Есть такая черная дыра и в центре Млечного Пути, ее масса сегодня оценивается как $M_{\text{ВН}} = 2.6 \cdot 10^6 M_{\odot}$. А вот в галактике М33 центральной черной дыры, по-видимому, нет. Сегодня известны оценки масс

~ 400 сверхмассивных черных дыр. Эти оценки получаются разными способами (табл. 2). Параметры нескольких черных дыр приведены в табл. 3, подробнее см. [6].

Оставшиеся два класса черных дыр открыты недавно и называются одинаково, хотя речь идет о разных объектах. Это черные дыры промежуточных масс. К первой группе относятся так называемые сверхизлучающие (ultraluminous) объекты. Это мягкие рентгеновские источники со светимостью $5 \cdot 10^{39} - 10^{41}$ эрг/с. В нашей Галактике таких источников нет, но в соседних они наблюдаются. Если считать их светимость равной Эддингтоновскому пределу, то массы содержащихся в них компактных объектов, на которые идет аккреция, должны лежать в интервале от 10 до 1000 $M_{\odot}$. Если нижняя граница этого интервала еще может быть объяснена обычными черными дырами звездных масс, то объекты с массами 100 $M_{\odot}$ и выше из обычных звезд образоваться не могут. Сверхизлучающие источники связывают со звездами первого поколения, образовавшимися из первичного вещества, в состав которого входили только водород и образовавшийся при первичном (космологическом) нуклеосинтезе гелий. Современная теория предсказывает, что такие звезды могли быть очень массивными.

К другой группе черных дыр промежуточных масс относятся объекты, обнаруженные в центрах шаровых скоплений. Сегодня известны два таких объекта — в скоплении M15 и в скоплении G1 (в туманности Андромеды). Их массы оцениваются соответственно в $4 \cdot 10^3$ и $2 \cdot 10^4 M_{\odot}$ [7, 8, 9].

Как они себя проявляют

Для астрофизика черная — дыра просто очень компактный и массивный объект, некое подобие материальной точки. Черные дыры звездных масс очень похожи на нейтронные звезды и несколько менее — на белые карлики. Сверхмассивные черные дыры в центрах галактик бывает чрезвычайно трудно отличить от плотных скоплений звезд. Стоит удалиться от черной дыры всего на несколько ее радиусов (гравитационных радиусов), как отличие ее поля тяготения от гравитационного поля любого сферически симметричного тела станет очень незначительным, а большинство наблюдений и измерений проводятся на больших расстояниях.

Но такой подход совершенно неверен. В первую очередь потому, что в черных дырах *нет вещества*, мы наблюдаем тяготеющую пу-

Таблица 1. Двойные рентгеновские системы, содержащие кандидаты в черные дыры. Данные, в основном, взяты из работы А. М. Черепешука (см. [1] с добавлениями из [3, 2, 4], а также [5])

Система	Сп. класс	P_{orb} , дни	$f_v(m), M_\odot$	$m_x, M_\odot$	$m_v, M_\odot$
Cyg X-1 (V1357 Cyg)	O9.7 Iab	5.6	0.24 ± 0.01	16 ± 5	33 ± 9
LMC X-3	B3 Ve	1.7	2.3 ± 0.3	9 ± 2	6 ± 2
LMC X-1	O(7-9) III	4.2	0.14 ± 0.05	7 ± 3	22 ± 4
A0620-00 (V616 Mon)	K5 V	0.3	2.91 ± 0.08	10 ± 5	0.6 ± 0.1
GS 2023+338 (V404 Cyg)	K0 IV	6.5	6.08 ± 0.06	12 ± 2	0.7 ± 0.1
GRS 1124-68 (GU Mus)	K2 V	0.4	3.01 ± 0.15	6^{+5}_{-2}	0.8 ± 0.1
GS 2000+25 (QZ Vul)	K5 V	0.3	4.97 ± 0.10	10 ± 4	0.5 ± 0.1
GRO J0422+32 (V518 Per)	M2 V	0.2	1.13 ± 0.09	10 ± 5	0.4 ± 0.1
GRO J1655-40 (XN Sco 1994)	F5 IV	2.6	2.73 ± 0.09	7 ± 1	2.5 ± 0.8
H 1705-250 (V2107 Oph)	K5 V	0.5	4.86 ± 0.13	6 ± 1	0.4 ± 0.1
4U 1543-47 (HL Lup)	A2 V	1.1	0.22 ± 0.02	5 ± 2.5	~ 2.5
GRS 1009-45 (MM Vel)	(K6-MO)V	0.3	3.17 ± 0.12	$3.6-4.7$	$0.5-0.7$
SAX J1819.3-2525	B9III (V4641 Sgr)	2.8	2.74 ± 0.12	$9.6^{+2.1}_{-0.9}$	$6.5^{+1.6}_{-1.0}$
XTE 1118+480	(K7-MO)V	0.17	6.1 ± 0.3	$6.0-7.7$	$0.09-0.5$
GRS 1915+105	(K-M) III	33.5	9.5 ± 3.0	14 ± 4	1.2 ± 0.2

Таблица 2. Число оценок масс сверхмассивных черных дыр, полученных различными методами (из [6])

Метод	Число оценок
Кинематика отдельных звезд (самые близкие галактики)	2
Реверберация	36
Соотношение $L_{opt}-R_{BLR}$	139
Соотношение $M_{BH}-\sigma$	141
Фундаментальная плоскость	59

Таблица 3. Массы черных дыр, определенные по дисперсии скоростей звезд (из [6])

Галактика	z	σ , км/с	$\log(M_{BH}/M_{\odot})$	$\log L_{bol}$, эрг/с
NGC 1566	0.005	100	6.92	44.45
NGC 2841	0.002	209	8.21	43.67
NGC 3982	0.004	62	6.09	43.54
NGC 3998	0.003	319	8.95	43.54
Mrk 10	0.029	137	7.47	44.61
UGC 3223	0.016	106	7.02	44.27
NGC 513	0.002	152	7.65	42.52
NGC 788	0.014	140	7.51	44.33
NGC 1052	0.005	207	8.19	43.84
NGC 1275	0.018	248	8.51	45.04

стоту — достаточно сложным образом искривленное пространство. Это подтверждает и теоретическое описание черных дыр — ни в одной точке пространства — ни внутри, ни снаружи черной дыры — вещества нет. *Тогда что же там происходит?*

Структура пространства-времени

В окружающем нас мире три пространственные координаты и одна временная. Их различие заключается в том, что в пространстве мы можем двигаться произвольно по любой из координат (вперед–назад, влево–вправо, вверх–вниз), а направление движения по временной оси строго определено — только в будущее.

Как изучать структуру пространства-времени? Такой инструмент у нас есть — это свет, точнее, частицы с нулевой массой покоя, движущиеся со скоростью света. К ним относятся фотон и гравитон (квант гравитационного излучения). До последнего времени к ним относили и нейтрино, но в 2002 г. было обнаружено, что различные сорта нейтрино смешиваются, а это означает, что сами частицы должны обладать массой. Все остальные частицы *всегда* движутся со скоростями, меньшими скорости света. А частиц, движущихся быстрее света, нет (точнее, теория в принципе допускает существование таких частиц — тахионов — но экспериментально они не обнаружены, а в теории вызывают серьезные проблемы, например, нарушают принцип причинности).

Выпустим из заданной точки пространства импульс света. В последовательные моменты времени $t_1 < t_2 < t_3$ фотоны будут образовывать сферы все большего радиуса, как показано на рис. 1,а. Расширяющиеся световые окружности образуют в пространстве-времени конус с вершиной в источнике излучения (см. рис. 1,б).

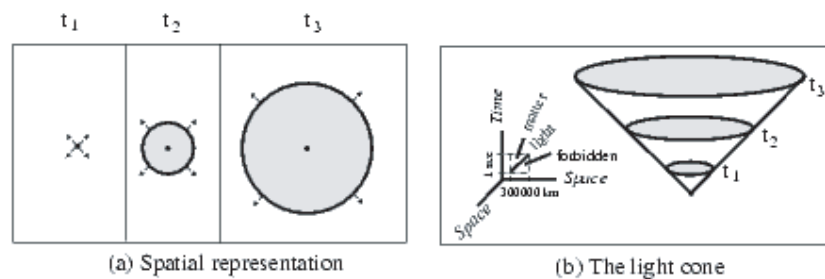


Рис. 1. Пространственное (а) и пространственно-временное (б) представление светового конуса

Скорость света очень велика по сравнению с привычными для нас скоростями. За единицу времени (секунду) свет проходит расстояние, гораздо большее привычных нам единиц длины (например, метров). Это одна из причин по которой релятивистские, начинающие проявляться при скоростях, близких к световой, эффекты долгое время не были известны. Если мы примем за единицу длины 300 000 км, а за единицу времени — 1 с, все световые лучи будут распространяться под углом 45° на диаграмме показанной на рис. 1,б.

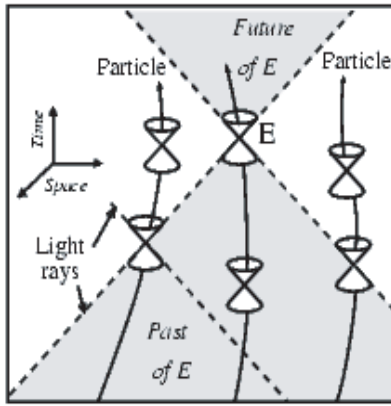


Рис. 2. "Жесткое" плоское пространство-время специальной теории относительности

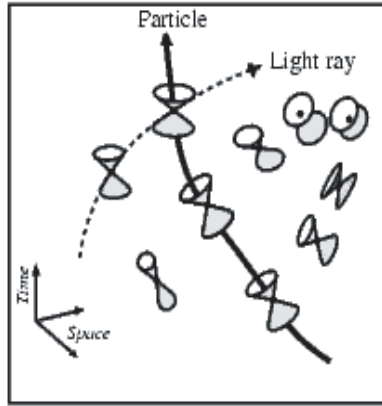


Рис. 3. "Гибкий" искривленный пространственно-временной континуум общей теории относительности

Световой конус позволяет нам изобразить причинную структуру любого пространства-времени. Возьмем для примера плоское пространство-время Минковского, используемое в специальной теории относительности (рис. 2). Для любого события E световые лучи образуют два конуса. Лучи, исходящие из E , образуют световой конус будущего, а приходящие в E — световой конус прошлого. Физические (с ненулевой массой покоя) частицы не могут двигаться быстрее света: их траектории должны оставаться внутри этих двух световых конусов. При переходе в любую движущуюся систему отсчета мы изменяем траекторию движения физической частицы, но световой конус не изменяется, так как скорость света постоянна в любой системе отсчета.

Постоянство скорости света в вакууме отражает тот факт, что все конусы имеют один и тот же наклон. Это, в свою очередь, отражает тот факт, что пространственно-временной континуум специальной теории относительности, в котором отсутствует гравитирующее вещество, является плоским и "жестким". Как только появляется гравитация, пространство-время искривляется, здесь надо применять общую теорию относительности (ОТО — созданную Эйнштейном релятивистскую теорию гравитации). При этом возникает картина, по-

казанная на рис. . Световые конусы в различных точках пространства теперь имеют разную ориентацию — световые лучи, образующие конусы, искривляются вслед за пространственно-временным континуумом. Однако специальная теория относительности остается справедливой локально — мировые линии частиц проходят внутри световых конусов, даже когда последние сильно наклоняются и деформируются гравитацией.

Черные дыры

Согласно простейшему определению черная дыра — это область пространства-времени, в которой гравитационный потенциал GM/R превосходит квадрат скорости света c^2 . Такое определение не зависит от конкретной теории гравитации. Его можно применить даже в теории Ньютона. Из него также следует более известное определение, согласно которому черной дырой являются астрономические объекты со скоростью убегания, превышающей скорость света.

Идея существования подобных объектов имеет более чем двухвековую историю. В 1795 г. Пьер Симон Лаплас (Pierre-Simon de Laplace) описал их в приложении к своему труду "Описание системы мира"[10]. Но он не был первым, в 1784 г. английский ученый Джон Мичелл (John Michell) заметил, что "если бы радиус шара той же плотности, что и у Солнца, превзошел солнечный в 500 раз... весь излученный таким телом свет должен был бы к нему вернуться".

В то время люди еще не могли представить себе плотностей, существенно больших, чем у обычного вещества, таких, как у нейтронных звезд, поэтому размеры и масса "невидимых тел" у Лапласа и Мичелла получались огромными — порядка 10^7 масс Солнца, что соответствует современным сверхмассивным черным дырам. (Интересно, если бы во времена Ньютона было известно, что скорость света — конечная величина, стал бы он первым изобретателем черной дыры?) Формула для критического радиуса тела (его называют *гравитационным радиусом*), получаемая в приведенном выше рассуждении выглядит так:

$$r_g = \frac{2GM}{c^2},$$

здесь M — масса тяготеющего тела; c — скорость света; G — ньютоновская гравитационная постоянная. Эта формула должна по порядку величины совпадать с точной формулой, выводимой в общей

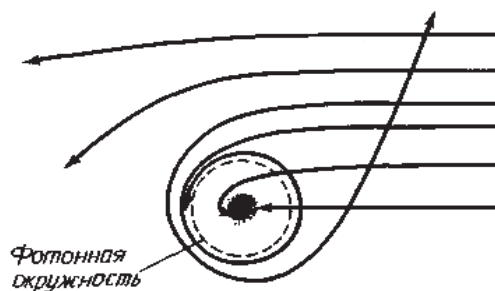


Рис. 4. Поведение лучей света вблизи черной дыры. Вдали от дыры лучи искривляются слабо, это отклонение в два раза больше, чем в ньютоновской теории. Ближе к черной дыре лучи делают несколько оборотов. Еще ближе луч может захватиться на круговую орбиту ("фотонную окружность"). Лучи, проходящие еще ближе, поглощаются черной дырой

теории относительности. То, что два этих выражения совпадают, — приятная случайность.

На расстояниях порядка гравитационного радиуса начинают проявляться особые свойства поля тяготения черной дыры. Так, в ньютоновской теории луч света рядом с тяготеющим центром движется по гиперболе (как и любые другие тела, приходящие с ненулевой скоростью из бесконечности) и может быть отклонен на угол $0 < \varphi < 180^\circ$. В ОТО при близких прохождении лучей света картина выглядит существенно по-другому (рис. 4). Радиус световой окружности равен $1.5r_g$. На расстоянии $3r_g$ круговое движение обычных тел становится неустойчивым (так называемая *последняя устойчивая орбита*) и частицы падают на черную дыру. И наконец, на горизонте (r_g) сила тяготения обращается в бесконечность и тело невозможно удержать от падения внутрь черной дыры.

Другая группа эффектов связана с замедлением времени в сильном гравитационном поле вблизи черной дыры. На рис. 5 показано, как меняется скорость падающего на черную дыру тела в ньютоновской и эйнштейновской теориях, с точки зрения далекого от дыры наблюдателя. В классической теории скорость падения возрастает до бесконечности. В ОТО тело сначала ускоряется, а затем скорость тела начинает снижаться и вблизи горизонта черной дыры падает до нуля. На рис. 6 показано, как в этой же ситуации меняется собственное и координатное время. Собственное время — то, что показывают «часы на руке» падающего в черную дыру наблюдателя, а координатное время показывают часы наблюдателя далекого от черной дыры. По часам падающего наблюдателя падение длится конечное время. С точки зрения удаленного наблюдателя падение в черную дыру длится бесконечно долго, но при этом часы падающего наблюдателя (а также все остальные процессы) останавливаются. Следует заметить, что часть падения в черную дыру от горизонта до ее центра видно только падающему наблюдателю, снаружи черной дыры эта часть процесса *не видна*.

На рис. 7 показано, что увидит наблюдатель, неподвижно зависший над черной дырой с помощью ракеты с включенными двигателями или очень прочного каната на разных расстояниях от нее. **Фото А** (вид издалека). Расстояние от черной дыры много больше гравитационного радиуса. Черная дыра выглядит отсюда как маленькое черное пятнышко.

Фото Б (вид с расстояния $5r_g$). Угловой диаметр черной дыры составляет около 46° ; она занимает центральную часть поля зрения. В положениях светил на остальной части небосвода видны некоторые искажения.

Фото В (вид с расстояния $2r_g$). Угловой диаметр черной дыры достигает 136° , и она закрывает большую часть небесной полусферы, поля зрения носового иллюминатора. Вид остальной части небесной сферы еще более искажен.

Фото Г (вид с поверхности фотонной сферы — $1.5r_g$). При взгляде с фотонной сферы черная дыра закрывает ровно половину небесной сферы, так что ее угловой поперечник равен 180° . Вид назад очень сильно искажен, особенно по краям поля зрения.

Фото Д (очень близко к горизонту событий). Черная дыра заполняет собой почти все небо. Вся внешняя Вселенная сжалась в небольшой кружок с центром в направлении, противоположном черной дыре.

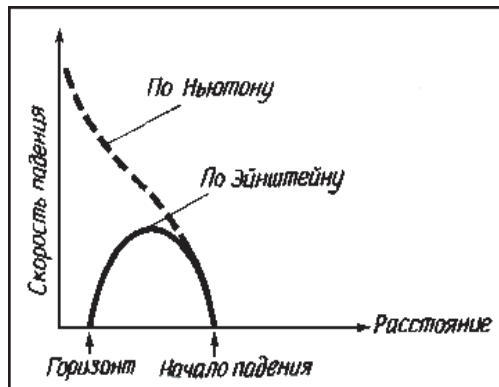


Рис. 5. Скорость тела при свободном падении в черную дыру

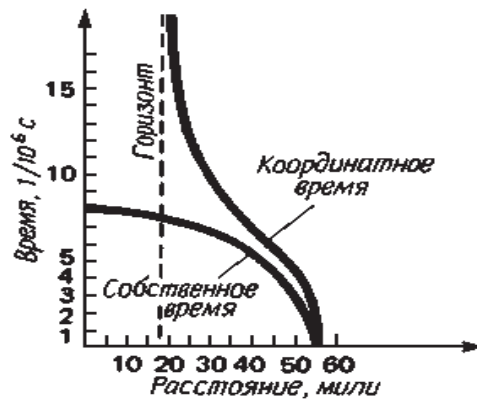


Рис. 6. Сравнение собственного и координатного времен. На графике показана связь между собственным и координатным временем для тела, падающего в черную дыру с массой $10M_{\odot}$ с начального расстояния 90 км. По своему собственному времени падающее тело врезается в центр черной дыры через $8 \cdot 10^{-6}$ с. В координатном же времени оно никогда не достигнет даже горизонта событий

Что не показано на рисунке? Все звезды во Вселенной посылают хоть немного света в окрестности фотонной сферы ($1.5r_g$). Этот свет делает несколько оборотов вокруг черной дыры, а затем по спирали уходит от нее и попадает к наблюдателю. Поэтому вблизи края черной дыры будут видны обрамляющие ее многократно повторенные изображения всех звезд Вселенной. Чтобы не перегружать рисунок, эти изображения опущены.

Внутреннее устройство черных дыр

Все, о чем мы сейчас говорили, происходит снаружи черной дыры. А что творится внутри?

Рассмотрим Шварцшильдовскую черную дыру *. Такая дыра состоит из сингулярности в центре, где силы тяготения становятся бесконечно большими, окруженной горизонтом событий на расстоянии $1r_g$. Изображение такой черной дыры *в пространстве* дано на рис. 8 слева. Если совместить начало системы координат (сферической) с сингулярностью, то на пространственно-временной диаграмме черная дыра будет выглядеть так, как показано на рис. 8 справа. Мировая линия горизонта событий идет вертикально вверх на расстоянии $1r_g$ от мировой линии сингулярности, проходящей через начало пространственных координат, которая на рис. 8 изображена пилообразной линией. Такую картину для черной дыры впервые нарисовал Шварцшильд, получивший это решение в 1916 г., но к началу 1950-х гг. физики начали понимать, что этой диаграммой суть дела не исчерпывается. У черной дыры имеются разные области пространства-времени: одна между сингулярностью и горизонтом, вторая — за пределами горизонта. На рис. 8 *не полностью* показано, как именно связаны между собой эти области.

Чтобы разобраться в этом вопросе, рассмотрим следующий эксперимент. Пусть из сингулярности черной дыры с массой $10 M_\odot$ вылетает наблюдатель, пролетает через горизонт событий наружу, удаляется на расстояние в 1 млн км от черной дыры, а затем падает

* Шварцшильдовская черная дыра не имеет электрического заряда и момента вращения, она характеризуется только одним параметром — массой, наверное, это самый простой объект во Вселенной.

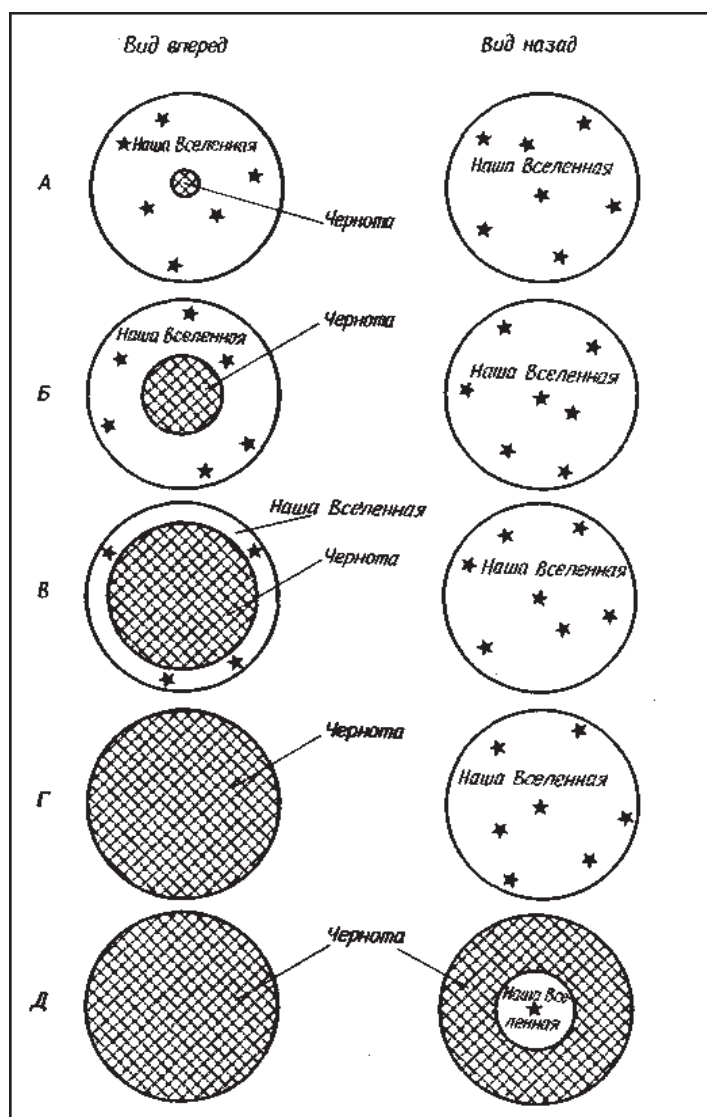


Рис. 7. Черная дыра с точки зрения неподвижного наблюдателя

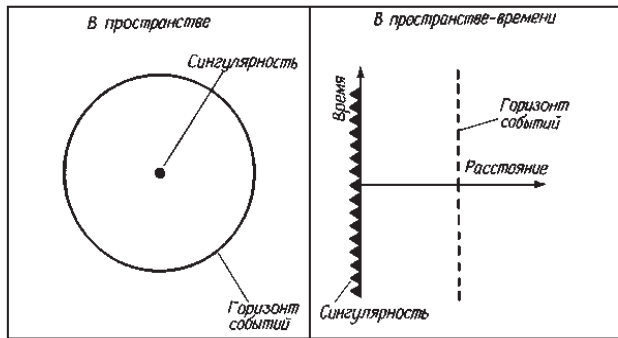


Рис. 8. Изображение черной дыры в пространстве (слева) и пространстве-времени (справа). На пространственно-временной диаграмме радиальная координата отсчитывается от сингулярности, расположенной в центре черной дыры

обратно, сквозь горизонт, и снова падает в ее центр *.

Когда вылетевший из черной дыры наблюдатель достигает точки наибольшего удаления от дыры, он сверяет (синхронизует) свои часы с часами неподвижного наблюдателя находящегося вблизи этой точки. Пусть в этот момент их часы показывают 12 часов дня. После этого можно вычислить, в какой момент (как по собственному, так и по координатному времени — часам неподвижного наблюдателя) путешественник попадет в каждую интересующую нас точку своей траектории**.

При заданной массе черной дыры и максимальной высоте полета мы получаем следующее расписание движения наблюдателя по его собственному времени:

*Внимательному читателю этот полет может показаться невозможным.

Сошлемся на то, что мы рассматриваем этот эксперимент как чисто мысленный. На самом деле *полное решение Шварцшильда* включает в себя как черную, так и белую дыры. Но рассмотрение таких деталей требует более строгого и подробного изложения вопроса.

Заметим, что часы падающего наблюдателя измеряют его собственное время. Поэтому по ним нельзя заметить "замедления хода времени", обусловленного эффектом гравитационного красного смещения.

№	Время	Событие
1.	11^{40}	Вылет из сингулярности
2.	$11^{40} \ 0.0001 \text{ с}$	Выход за горизонт
3.	12^{00}	Достижение максимальной точки полета (10^6 км)
4.	$12^{19} \ 59.9999 \text{ с}$	Пересечение горизонта внутрь
5.	12^{20}	Возвращение в сингулярность

Неподвижный наблюдатель измеряет координатное время по своим часам, производит необходимые вычисления и получает следующие результаты:

№	Время	Событие
1.	11^{40}	Вылет из сингулярности
2.	$-\infty$ (прошлое)	Выход за горизонт
3.	12^{00}	Достижение максимальной точки полета
4.	$+\infty$ (будущее)	Пересечение горизонта внутрь
5.	12^{20}	Возвращение в сингулярность

Сравнение этих двух таблиц показывает, что Шварцшильдовская геометрия явно не нормальна. Оба наблюдателя пришли к согласию о моментах времени, в которые достигается максимальное удаление от черной дыры (12^{00}), происходит вылет и возврат в сингулярность (11^{40} и 12^{20} соответственно). Причем падающий наблюдатель все измерения делает только по своим часам, а неподвижный пользуется как часами, так и вычислениями. Вычисленное движение падающего наблюдателя выглядит очень странно. Вылетев из сингулярности, путешественник перемещается вспять по координатному времени до $t = -\infty$. Затем он пересекает горизонт, мчится вперед во времени, достигает максимальной точки полета (в полдень) и опускается под горизонт событий при $t = +\infty$. После этого он снова перемещается вспять во времени и попадает в сингулярность к 12^{20} . Все эти перемещения показаны на рис. 9. Интересно, что, согласно вычислениям удаленного наблюдателя, в некоторые моменты времени, например, в 3 часа дня, должны одновременно существовать два путешественника: один — приближающийся к горизонту событий, второй — движущийся вспять по координатному времени между горизонтом и сингулярностью.

И еще один интересный момент. Если, пользуясь формулами ОТО, вычислить объем сферы, заключенной внутри горизонта, то мы по-

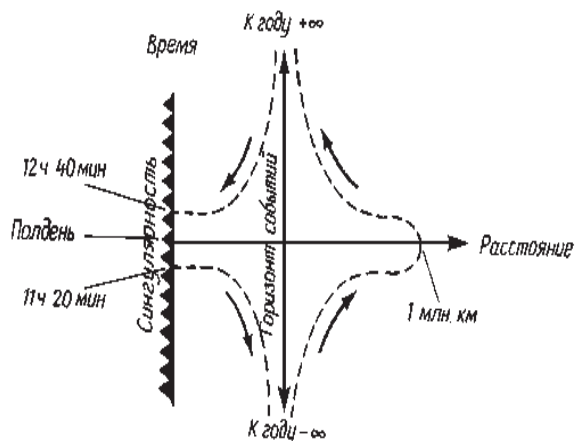


Рис. 9. Пространственно-временная диаграмма

лучим ноль, т. е. то, что мы воспринимаем как сферу, на самом деле является точкой.

Такое странное поведение черной дыры в координатном времени означает, что изображенная на рис. 8 картина попросту не верна. Приходится искать другие диаграммы пространства-времени для черной дыры. В диаграмме, показанной на рис. 9, одни и те же области пространства-времени оказываются перекрытыми дважды, поэтому и наблюдаются сразу два путешественника, хотя на самом деле существует только один. Эту диаграмму нужно "развернуть" таким образом, чтобы выявить истинную структуру всего пространства-времени, связанного со Шварцшильдовской черной дырой. Как это сделать, независимо друг от друга придумали в 1960 г. Крускал и Секереш. Во что превращается при этом "очевидная" диаграмма с рис. 8, показано на рис. 10. Конечный результат преобразования — опять-таки диаграмма пространства-времени (пространственное направление горизонтальное, а временное — вертикальное), причем лучи света, идущие к черной дыре и от нее, снова изображаются прямыми с наклоном 45° . На первый взгляд результат этого преобразования поражает: вы видите, что на новой диаграмме изображены две сингулярности: одна — в прошлом, другая — в будущем; кроме того, вдали от черной дыры существуют две внешние Вселенные (наша с

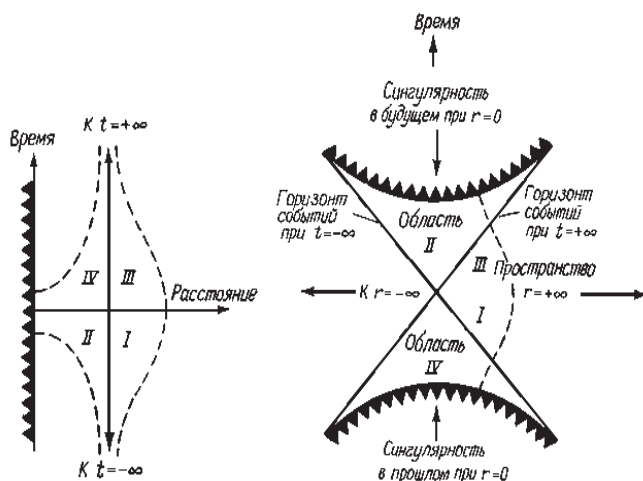


Рис. 10. Простейшая пространственно-временная диаграмма черной дыры (слева) и полученная из нее пространственно-временная диаграмма Крускала (справа)

$r > 0$ и "другая" — с $r < 0$).

Но на самом деле диаграмма Крускала не такова. В первую очередь это проявляется в том, что теперь она осмысленно описывает то, что происходит с падающим в нее наблюдателем. Мировая линия его движения показана на рис. 10 пунктиром. Наблюдатель появляется из сингулярности в прошлом, некоторое время движется по нашей Вселенной и в конце концов попадает в сингулярность в будущем. Следовательно, такое "аналитически полное" описание решения Шварцшильда включает как черную, так и белую дыру. Путешественник вылетает из белой дыры, а в конце полета падает в черную дыру. Обратите внимание на то, что его мировая линия повсюду наклонена к вертикали менее чем на 45° , так как он движется со скоростью, меньшей скорости света.

Теперь мы сможем ответить на вопрос что увидит наблюдатель падающий в черную дыру. Это показано на рис. 11, выполненном аналогично рис. 7.

Фото А. Далеко от черной дыры. С большого расстояния черная дыра выглядит как маленькое черное пятнышко в центре поля

зрения впереди. В остальных направлениях видна наша Вселенная без каких либо искажений. Картина очень похожа на то, что увидит в этой точке неподвижный наблюдатель.

Фото Б. На горизонте событий. Благодаря эффекту абберации (наблюдатель с очень высокой скоростью движется в сторону черной дыры) изображение черной дыры сжато к ее центру. В остальных направлениях видна Вселенная из которой прибыл корабль.

Фото В. Между горизонтом событий и сингулярностью. Под горизонтом событий, прямо по направлению движения становится видна другая Вселенная. Приходящий из другой Вселенной свет заполняет центральную часть его поля зрения.

Фото Г. Непосредственно над сингулярностью. По мере приближения к сингулярности спереди становится все лучше видно другую Вселенную. Изображение же собственно черной дыры (имеющее вид кольца) становится все тоньше. Сзади по прежнему видна наша Вселенная.

В качестве заключения

Выше были описаны свойства простейшей Шварцшильдовской черной дыры. Более сложную структуру имеют электрически (или магнитно) заряженные черные дыры. Еще более сложную, но и более красивую — вращающиеся Керровские черные дыры. Очень интересны, но также не рассматривались в данной статье, процессы образования черных дыр в ходе гравитационного коллапса тел. А еще черные дыры испаряются...

При написании данной работы были использованы материалы и иллюстрации из [12, 13]. Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 02-02-16500а и 02-07-90222.

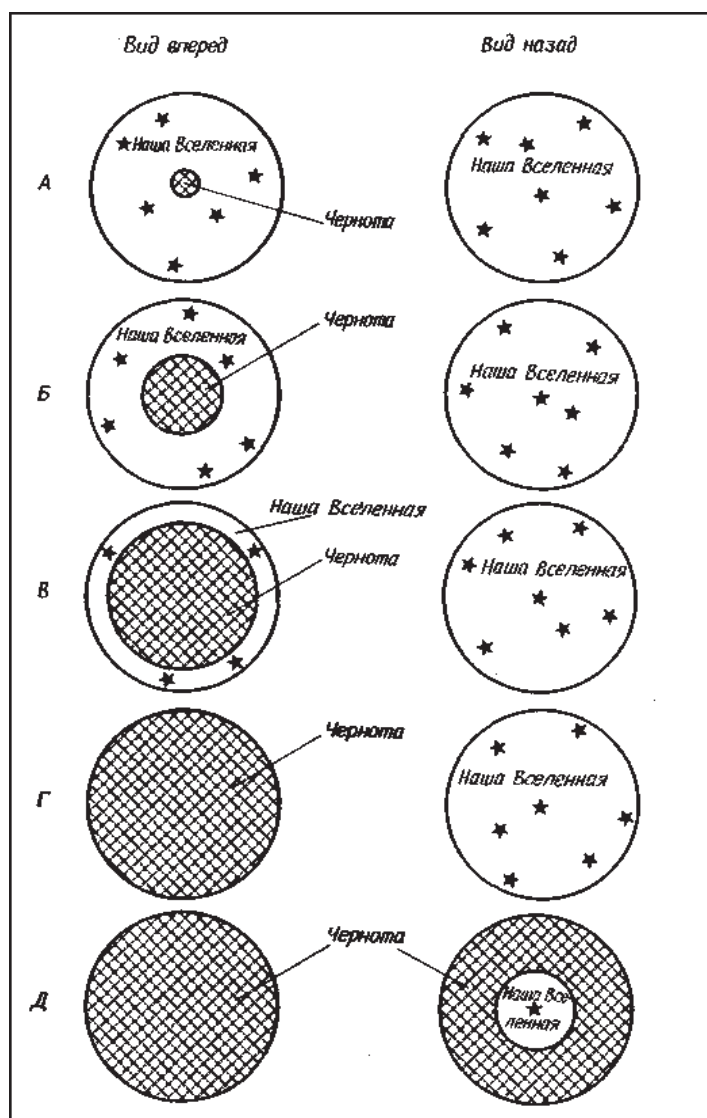


Рис. 11. Черная дыра с точки зрения наблюдателя, падающего в черную дыру

Список литературы

1. *Cherepashchuk A. M.* // Space Science Review. 2000. Vol. 93. P. 471.
2. *Orosz J. A. et al.* // Ap.J. 2001. Vol. 555. P. 489. astro-ph/0103045
3. *Wagner R. M. et al.* // Ap.J. 2001. Vol. 556. P. 42. astro-ph/0104032
4. *Grejner J. et al.* // Nature. 2001. Vol. 414. P. 522.
5. *Чепенецук А. М.* // УФН. 1996. Vol. 166. P. 809.
6. *Woo J.-H., Urry C. M.* // Ap.J. 2002. Vol. 579. P. 530. astro-ph/0207249
7. *Gebhardt K, Rich R. M., Ho L.* // 2002. astro-ph/0209313
8. *van der Marel R. P. et al.* // 2002. astro-ph/0209314
9. *Gerssen J. et al.* // 2002. astro-ph/0209315
10. *Laplace P.-S.* // Exposition du Système du Monde. 1995.
11. *Michell J.* // Philosophical Transactions of the Royal Society. 1784.
12. *Кауфман У.* // Космические рубежи теории относительности . М.: Мир. 1981.
13. *Luminet J.-P.* // 1998. gr-qc/9804006.

МАЗЕРЫ И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ

Космические мазеры (усилители радиоизлучения за счет вынужденного излучения при квантовых переходах) проявляются в виде очень ярких и узких линий излучения. Они возникают только при определенных условиях, характеризующихся сильными отклонениями от термодинамического равновесия. Такие отклонения возникают, в частности, в областях взаимодействия молодых звездных объектов с окружающим их веществом.

Межзвездное мазерное излучение иногда является единственным свидетельством того, что в объекте происходит звездообразование. Чаще это происходит, когда звездный объект еще очень молод.

Эффективность мазера сильно зависит от строения квантовой системы. Все известные в настоящее время мазеры в областях звездообразования возникают на квантовых переходах молекул. Поэтому мазеры сообщают нам информацию о состоянии районов, содержащих большое количество молекул. В настоящее время твердо установлено, что мазеры трассируют околозвездные диски и истечения из молодых звездных объектов. При этом мазеры на различных частотах ведут себя по-разному и возникают в различных районах.

Мощные межзвездные мазеры практически представляют собой набор точек огромной яркости. Это дает уникальную возможность отслеживать движения в объектах малого размера.

Мазерные переходы гидроксила являются магниточувствительными, что дает уникальную возможность измерения магнитных полей.

Мазерное излучение гидроксила и метанола нередко возникает сразу на нескольких квантовых переходах этих молекул. Соотношение яркостей различных мазерных линий при этом оказывается чувствительным к значению физических параметров в области формирования мазеров. Это дает уникальную возможность определить значения температуры, плотности и др. в районах звездообразования.

А. А. Соловьев, Б. Б. Михалев,
Е. А. Киричек
Калмыцкий государственный университет

КОРОНАЛЬНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ: ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА ПЕТЛИ, КАСПОВЫЙ РЕЗОНАНС

В развитие идей работы [1] рассмотрена более реалистичная модель одномерных колебаний корональной петли, концы которой жестко закреплены в фотосфере. Подтвержден эффект быстрого радиационного затухания длинноволновых колебаний системы, возбужденных внешним толчком. Дисперсионное уравнение задачи показало наличие двух областей распространяющихся возмущений: длинноволновой моды и коротковолновых возмущений, могущих служить источником нагрева петли на касповом резонансе. В модели однородной по сечению петли возникает противоречие с наблюдательными данными о скорости распространения возмущений во внешней среде. Это привело к необходимости построения двухсоставной модели корональной петли с плотным и горячим ядром, окруженным разреженной оболочкой. Колебания ядра и оболочки происходят в противофазе. Гипотеза о прогреве корональной петли поглощением на касповом резонансе дает слишком высокие (вспышечные) значения температуры в петле, но хорошо описывает саморегулирующийся механизм прогрева оболочки петли и окружающей петлю короны.

Список литературы

1. Соловьев А. А., Михалев Б. Б., Киричек Е. А. // Физика плазмы. 2002. Т. 28, № 8. С. 699.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ, ИЗМЕНЕНИЕ
ПЕРИОДОВ И ВОПРОСЫ ЭВОЛЮЦИИ ЗАТМЕННЫХ
ПЕРЕМЕННЫХ СИСТЕМ ТИПА АЛГОЛЯ**

В обзорном докладе по двойным типа Алголя рассказывается о физических характеристиках звезд этого типа. Описывается классификация Коппа тесных двойных систем, модель околозвездного вещества в алголях, включающая газовый поток от звезды-донора и квазистабильный аккреционный диск вокруг аккретора. Отмечается значение изучения двойных типа Алголя. Приводятся переопределенные на основе нового каталога фотометрических, геометрических и абсолютных элементов полуразделенных систем зависимости „масса — светимость”, „масса — радиус”, „масса — эффективная температура”. Рассказывается о методе О-С диаграмм, применяющемся для изучения изменений орбитальных периодов затменных систем. Обсуждается эволюционный статус алголей.

Алголь — β Персея — это ярчайший прототип целого класса затменных переменных звезд и одна из наиболее изученных звезд неба. Она была открыта в 1669 г. итальянским математиком и астрономом Монтанари. Впервые ее исследовал английский любитель астрономии Джон Гудрайк. Письмо Гудрайка, в котором сообщалось о наблюдениях Алголя и причине изменения его блеска, было оглашено на заседании английского королевского общества 15 мая 1783 г. Оно произвело столь сильное впечатление, что Гудрайк был награжден высшей медалью этого общества — медалью Копли.

Сейчас известно более 6000 затменных двойных звезд, из них около 500 типа Алголя [1].

На кривой изменения блеска Алголя видны два ослабления блеска: глубокий главный минимум и менее глубокий вторичный. В главном минимуме более яркий компонент затмевается более слабым, а во вторичном минимуме — наоборот. Промежуток времени между двумя последовательными главными минимумами блеска равен периоду обращения компонентов по орбите. Для Алголя $P = 2^d 20^h 49^m$.

Общий блеск системы увеличивается по мере приближения ко вторичному минимуму и симметрично убывает после него примерно на $0^m.1$. Это проявление эффекта отражения — та сторона спутника, которая освещается главной звездой и повернута к наблюдателю вблизи вторичного минимума, будет ярче противоположной его стороны.

В таблице приводятся физические характеристики Алголя и наиболее типичных звезд этого типа. В таблице указаны орбитальные периоды в сутках, спектральные классы и классы светимостей для обоих компонентов, отношения масс q , большие полуоси орбит A в радиусах Солнца, массы компонентов в массах Солнца, радиусы R_1 и R_2 в радиусах Солнца, болометрические абсолютные звездные величины M_1 и M_2 , относительные радиусы компонентов.

Как видно из этой таблицы, типичные алголи имеют орбитальные периоды несколько суток, т. е. являются тесными двойными системами.

Двойная система называется тесной, если в процессе эволюции происходит обмен массой между компонентами. Согласно классификации Копала существует три типа тесных двойных систем в зависимости от размеров звезд по отношению к поверхности равного потенциала, называемой предельной поверхностью Роша. В тесной двойной системе эта поверхность имеет форму песочных часов с точечной перемычкой между обеими полостями — точкой Лагранжа. В этой точке равнодействующая трех сил (центробежной и притяжения обеих звезд) равна нулю. Поверхность Роша определяет наибольшие возможные размеры компонентов тесной двойной системы, при которых звезды сохраняют устойчивость. Частицы газа, выходящего за ее пределы, уже перестают принадлежать породившему их компоненту и оказываются во власти другого компонента или всей системы в целом.

Двойные системы, в которых оба компонента не достигают поверхности Роша, называются разделенными. Если один из компонентов достигает поверхности Роша, система называется полуразделенной. Когда оба компонента заполняют свои полости Роша, систему называют контактной.

Физические характеристики типичных аллолей

№	P	q	m ₁ /m _⊙	R ₁ /R _⊙	M _{1bol}	R ₁ /A	Литература
Обозначение звезды	Sp ₁ + Sp ₂	A/R _⊙	m ₂ /m _⊙	R ₂ /R _⊙	M _{2bol}	R ₂ /A	
1	2.8673285	0.22	3.7	2.86	-0.60	0.204	[3]
β Per	B8 $\overline{V}$ + K2 $\overline{IV}$	14.03	0.81	3.52	3.34	0.251	[2]
2	2.49308010	0.62	4.04	2.57	-0.37	0.18	[4]
U Cep	B8 $\overline{V}$ + G8 $\overline{IV}$	14.46	2.50	4.68	2.34	0.32	
3	1.1952592	0.33	2.21	1.69	1.81	0.249	[1]
RZ Cas	A(2-3) $\overline{V}$ + K1 $\overline{IV}$	6.79	0.73	1.95	4.66	0.280	[6]
4	1.812598	0.40	3.78	3.15	-0.33	0.289	[4]
TV Cas	B9 $\overline{V}$ + G5 $\overline{IV}$	10.9	1.53	3.29	2.96	0.302	[8]
5	4.425132	0.32	2.8	3.75	-0.71	0.214	[9]
R Ara	B9 $\overline{V}$ + F5 $\overline{IV}$	17.52	0.89	4.85	0.78	0.277	[10]

Системы типа Алголя — это взаимодействующие полуразделенные системы. Спутник, как правило, субгигант спектральных классов G—K, заполняет свою полость Роша, главный компонент — звезда главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела имеет спектральный класс B—A—F. В этих системах произошла перемена ролей компонентов: первоначально более массивная звезда ушла с главной последовательности и, расширяясь, первой заполнила предел Роша и затем передала массу и угловой момент своему компаньону и межзвездной среде. Таким образом, первоначально более массивная звезда стала спутником, а бывший спутник — главной, т. е. более массивной звездой.

Модель околозвездного вещества в алголях (рис. 1) включает газовый поток от спутника (звезды-донора) к главному компоненту, который, таким образом, является звездой-аккретором. В месте падения газового потока на аккретор образуются горячие пятна с $T^0 \sim 10^5 K$, порождающие в спектре линии SiIV , CIV . Мониторинг абсорбционных линий позволяет обнаружить переменность потока газа и в некоторых случаях даже оценить действительную скорость аккреции. Скорость вещества в потоке обычно несколько сотен километров в секунду. Вокруг аккретора часто наблюдается транзитный диск с $T^0 \sim 10^4 K$, дающий в спектре звезды линии $\text{H}\alpha$, MgII , AlIII . Радиусы дисков обычно в несколько раз больше радиусов их центральных звезд.

Газовые диски обнаружены у таких активных алголей, как U Cep, RW Tau, RS Cep, u CrB, SW Cyg, TZ Eri, RY Gem, U Sge, TT Hya, RW Mon, RS Vul. Активность этих систем проявляется также в искажении кривых блеска (избыточный свет около внутренних контактов, асимметрия кривой блеска в главном минимуме), в видимых эмиссионных линиях, переменности орбитального периода.

Детальное изучение двойных типа Алголя имеет фундаментальное значение в мире двойных звезд: во-первых, вследствие их многочисленности и относительной легкости открытия; во-вторых, двойные типа Алголя представляют простейшее приближение к более взаимодействующим двойным системам, в которых уже образовался более компактный объект. Понимание физики процессов, наблюдаемых в системах типа Алголя, без сомнения окажет важную помощь в изучении подобных процессов в более сложных двойных, для которых надежные наблюдательные данные получить намного сложнее.

Для того чтобы иметь хорошее понимание физических процессов передачи массы, потери массы, звездной эволюции и звездной актив-

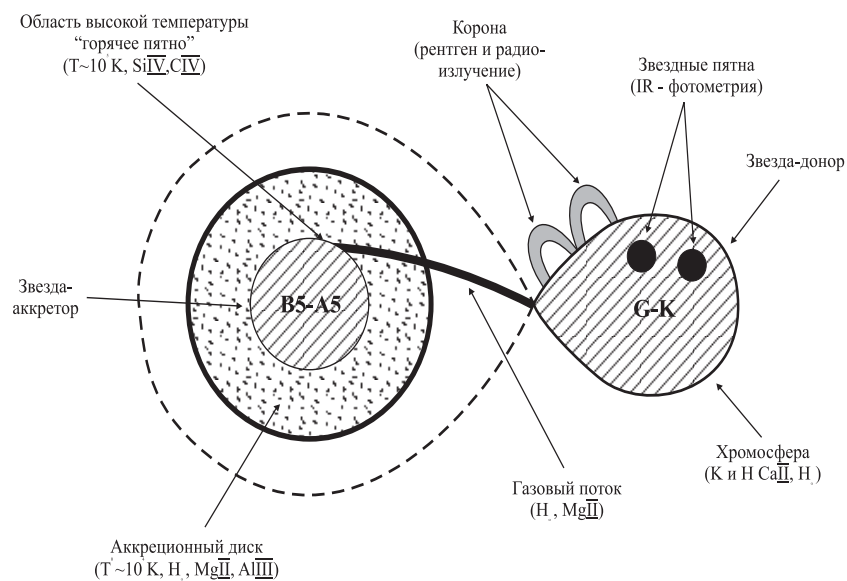


Рис. 1. Модель околозвездного вещества в алголях

ности, имеющих место в двойных типа Алголя, необходимо иметь точную наблюдательную информацию об абсолютных размерах и распределении массы в системах. Для определения масс, радиусов и температур компонентов необходима комбинация хороших многоцветных кривых блеска и точных измерений лучевых скоростей. В последние десятилетия такие наблюдения были проведены для многих алголей.

Автором совместно с профессором УрГУ М. А. Свечниковым составлен каталог, который содержит информацию о 96 хорошо изученных полуразделенных системах типа Алголя с известными фотометрическими и спектроскопическими орбитами. Статистический анализ этого каталога показывает, что максимум в распределении этих систем по отношению масс компонентов приходится на $q = m_2/m_1 = 0.2 - 0.3$ (35%), большие полуоси 32% всех систем лежат в пределах от 10 до 16 $R_\odot$, а их орбитальные периоды составляют $2^d.5 - 4^d.0$. Массы главных компонентов 38% систем заключены в пределах $1.5 m_\odot - 2.5 m_\odot$.

Для более массивных звезд этих систем, лежащих на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рессела, получены зависимости масса-эффективная температура, масса-радиус, масса-светимость:

$$\begin{aligned} \lg m &= -6.363 + 1.696 \lg T_{\text{эфф}} & (\lg T_{\text{эфф}} > 3.8) \\ \lg R &= 0.100 + 0.667 \lg m & (\lg m > -0.01) \\ M_{\text{bol}} &= 3.786 - 8.682 \lg m & (0 < \lg m < 1.4) \end{aligned}$$

Здесь масса m и радиус R выражены в массах и радиусах Солнца соответственно.

Полученные зависимости могут быть использованы для оценки основных физических параметров одиночных звезд V класса светимости. Они хорошо согласуются с аналогичными зависимостями, найденными сотрудниками АО УрГУ С. Ю. Гордой и М. А. Свечниковым для разделенных систем главной последовательности [11].

Большинство спутников-субгигантов полуразделенных систем, включенных в каталог, не удовлетворяют этим соотношениям. Они имеют избытки светимости и радиуса по сравнению с нормальными звездами главной последовательности. Это объясняется тем, что структура теряющего массу компонента резко отлична от структуры одиночной звезды. Большой избыток гелия и зона переменного химического состава определяют большие избытки светимости и радиуса спутников-субгигантов, причем эти избытки тем больше, чем большую долю массы теряют первоначально более массивные компоненты.

У 68% звезд каталога обнаружены изменения орбитальных периодов. Причинами наблюдаемой переменности орбитальных периодов могут быть: присутствие третьего тела, движение линии апсид эллиптической орбиты, прецессия и нутация осей вращения компонентов, обмен между осевым и орбитальным движением посредством приливного трения, излучение гравитационных волн и, наконец, потеря массы компонентами.

Изменение периода можно обнаружить, если накоплено достаточно большое количество моментов минимумов блеска затменной переменной звезды. Тогда следует сопоставить наблюдаемые моменты минимумов, которые будем обозначать буквой O , и вычисленные согласно формуле $C = M_0 + PE$, где M_0 — начальный момент минимума; E — эпоха, т. е. целое число, представляющее собой порядковый номер минимума, прошедшего от начального. График $O-C$ в зависимости от E позволяет сделать вывод о переменности периода.

Величину скачка периода ΔP , равную разности между наблюдаемым и ранее принятым значением периода, можно найти численным дифференцированием диаграммы O–C:

$$\Delta P = \frac{\partial(O - C)}{\partial E}.$$

Скачкообразное изменение периода наблюдается, например, у затменных ST Per, DI Peg, U Sge, RZ Cas [1] и др.

Для объяснения скачкообразных изменений периода наибольшее признание и развитие получила гипотеза потери массы компонентами. Если скорость неизотропного выброса велика ($V \sim 200\text{--}300$ км/с) и орбиты круговые, то изменение периода ΔP и потеря массы Δm связаны формулой Хуана:

$$\frac{\Delta P}{P} = -\frac{2\Delta m_2}{m_1 + m_2} \pm \frac{2\pi A^2 V \Delta m_2}{PG(m_1 + m_2)m_2}.$$

Знак "+" означает, что выброс вещества происходит с передней части спутника, уменьшая вследствие эффекта отдачи его относительную скорость (и увеличивая, таким образом, период обращения), знак "–" означает выброс с тыловой части.

Наблюдаемые средние величины скачков периодов для полуразделенных систем $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ требуют для своего объяснения потери массы спутником $\sim 10^{-6} m_\odot/\text{год}$ [2].

Если период звезды возрастает пропорционально времени, увеличиваясь на величину α за время одного периода, то диаграмма O–C имеет параболический вид и описывается зависимостью

$$O - C = \Delta M_0 + \Delta PE + \alpha E^2,$$

где ΔM_0 — поправка к начальному моменту минимума; ΔP — поправка к ранее принятому периоду. Тогда

$$\frac{\partial(O - C)}{\partial E} = \Delta P + 2\alpha E.$$

Вековое увеличение периода наблюдается, например, у затменных TW Dra, U Ser [13] и др. Это, вероятно, системы, находящиеся на стадии быстрой эволюции, и увеличение периода может указать на наличие постоянных потоков вещества.

Не исключено, что в некоторых случаях причинами изменений периодов являются не потоки вещества, а небольшие изменения

структуры спутника (изменения радиуса до 3% и/или перераспределение массы в звезде). Изменение радиусов спутников алголей, достаточно холодных, чтобы иметь конвективную зону и магнитное поле, может происходить, например, вследствие изменения магнитного давления в оболочке в течение цикла звездной активности или задержки в оболочке потока энергии, блокируемого пятнами. Причем механизмом, с помощью которого изменения внутренней структуры звезды передаются на орбиту, является не только приливное, но и гравитационное квадрупольное взаимодействие. Этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании.

Таким образом, изучение изменений орбитальных периодов позволяет судить о физических процессах, происходящих в тесных двойных системах.

Вопросы эволюции систем типа Алголя рассмотрены в монографии [14]. Эти системы происходят от разделенных систем, в которых первоначально более массивный компонент эволюционирует быстрее и, расширяясь, первым заполняет свой предел Роша. Дальнейшее расширение ведет к потере массы звездой.

Следуя Кишпенхану и Вайгерту [15] будем говорить о трех типах эволюции тесных двойных систем: эволюция в случае А — главный компонент заполняет предел Роша на стадии водородного горения, еще находясь на главной последовательности (пример — АВ Cru, AI Cru); эволюция в случае В — предел Роша достигается звездой после истощения водорода в ее ядре на стадии сжатия гелиевого ядра (U Sge, U Ser); эволюция в случае С — обмен массой происходит после исчерпания гелия в ядре.

Пачинский [16] выделяет в эволюции тесной двойной системы следующие стадии.

Стадия 1 начинается, когда оба компонента находятся на главной последовательности.

Стадия 2 соответствует быстрой потере массы.

Стадия 3 — медленная потеря массы.

Стадия 4 — радиус первоначально главного компонента уменьшается и становится меньше предела Роша.

Примером звезды на стадии медленной потери массы является Алголь. R Ara — это звезда на стадии быстрой потери массы, а U Ser — промежуточный случай. Большинство алголей представляет стадию некоторой стабильности, когда достигается малая скорость передачи массы. Эти системы являются уникальными астрофизическими лабораториями для изучения аккреции, так как нахо-

дятся в стадии медленной потери массы со скоростью $\dot{m} \sim 10^{-11} - 10^{-7} m_{\odot}/\text{год}$.

В заключение можно утверждать, что за последние 15–20 лет, когда стала ясна в основных чертах общая картина эволюции тесных двойных систем, удалось получить ряд наблюдений, с очевидностью подтверждающих присутствие диффузного вещества в этих системах, а также позволивших надежно определить физические характеристики компонентов. Вместе с тем очень многие существенные детали строения и эволюции тесных двойных систем в целом и систем типа Алголя в частности требуют дальнейшего тщательного анализа. Перечислим некоторые из них.

1. Потеря вещества и углового момента системой.
2. Истечение вещества из компонента, заполняющего полость Роша.
3. Образование аккреционного диска.
4. Структура и эволюция тесных двойных систем в общих оболочках.
5. Роль горячих и холодных пятен, образующихся при передаче массы, в создании фотометрических эффектов.
6. Возможная связь изменения радиуса спутника с переменностью орбитального периода.

Для решения этих и многих других проблем необходимы дальнейшие комплексные спектральные, фотометрические и поляриметрические наблюдения затменных систем, в том числе и систем типа Алголя.

Список литературы

1. *Gimenez A.* // Rev. Mex. AA (Serie de Conferencias). 1996. Vol. 5. P. 21.
2. *Richards M. T.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1993. Vol. 86, №1. P. 255.
3. *Kim H.-I.* // Astrophys. J. 1989. Vol. 342, №2. P. 1061.
4. *Burnett B. J., Etzel P. B., Olson E. D. C.* // Astron. J. 1993. Vol. 106, №4, P. 1627.
5. *Varricatt W. P., Ashok N. M., Chandrasekhar T.* // Astron. J. 1998. Vol. 116. P. 1627.

6. *Marted P. F. L., Hill G., Helditch R. W.* // Astron. Astrophys. 1994. Vol. 282, №3. P. 821.
7. *Khalessch B., Hill G.* // Astron. Astrophys. 1992. Vol. 257, №1. P. 199.
8. *Wlodarczyk K.* // Acta A. 1984. Vol. 34, №1. P. 47
9. *Banks T.* // IBVS 1990. №3455. P. 1.
10. *Budding E.* // Space Sci. Rev. 1989. Vol. 50, №1–2. P. 205.
11. *Горда С. Ю., Свечников М. А.* // Астрон. журн. 1998. Т. 75, №6. С. 896.
12. *Chaubey V. S.* // Bull. Astron. Soc. India. 1993. Vol. 21. P. 597.
13. *Суркова Л. П.* // Астрономо-геодезические исследования: Звездные скопления и двойные звезды: Сб. науч. тр. Екатеринбург: изд-во Урал. ун-та. 1993. С. 97.
14. *Batten A. A.* // Proc. of the 107th IAU Colloquium. Sidney, Canada, Aug. 15–19. 1988. Space Science Rev. 1989. Vol. 50. P.414.
15. *Kippenhahn R., Kohl K., Weigert A.* // Zf. Astrophys. 1967. Vol. 66. P. 58.
16. *Raczynski B.* // Communs. Obs. Roy. Belg. 1967. №17. P. 111.

П. А. Тараканов
Санкт-Петербургский государственный университет

ФРАКТАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ СИСТЕМЫ В АСТРОФИЗИКЕ

С омерзением и ужасом я отворачиваюсь от
этой зловредной язвы — непрерывных функций,
нигде не имеющих производных.

Из письма Эрмита Стильтъесу

Введение

В последнее время в различных областях естествознания при описании структур той или иной природы все большую популярность приобретают модели, использующие понятие фрактального множества. С первой половины 80-х гг. представления о фрактальных структурах (зачастую для краткости называемых просто "фракталами") начали проникать и в астрофизику.

До сих пор оценки применимости этих моделей и их значимости для понимания физики процессов структуризации достаточно сильно варьируются: от полного неприятия до поисков фрактальной структуры в каждом объекте. Однако структуры, хорошо описываемые в терминах фрактальных множеств, встречаются в астрономии, физике, химии, геологии настолько часто, что этот факт невозможно считать следствием лишь случайного стечения обстоятельств или научной моды на подобные модели. Следовательно, имеется некоторая причина, приводящая к формированию фракталов в различных процессах структуризации. О том, что такое фрактальные структуры, где и почему они могут встречаться в астрофизике, и пойдет речь ниже.

Фракталы в математике и физике

Формальное определение фрактального множества, предложенное Бенуа Мандельбротом, выглядит следующим образом:

Фрактал — множество, размерность Хаусдорфа–Безиковича которого строго больше топологической.

© П. А. Тараканов, 2003

Для определения понятия размерности Хаусдорфа–Безиковича (она же — ”Хаусдорфова размерность”) введем несколько обозначений. Пусть есть множество G в пространстве $\mathbb{R}^n$. Разобьем пространство $\mathbb{R}^n$ на n -мерные кубы с длиной ребра δ и обозначим число кубов, необходимых для покрытия ими множества G , через $N(\delta)$. Тогда величина размерности Хаусдорфа–Безиковича (называемой также фрактальной размерностью) D должна удовлетворять следующему условию:

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} N(\delta)\delta^d = \begin{cases} 0, & d > D \\ \infty, & d < D \end{cases}. \quad (1)$$

Данное определение можно упростить, сделав его более удобным для практического применения. Видно, что при $\delta \approx 0$ из (1) следует

$$D \approx -\frac{\ln N(\delta)}{\ln \delta}. \quad (2)$$

Если число D не является целым, то множество G — фрактально, причем его фрактальная размерность равна D . Иногда о фрактальной размерности говорят и в том случае, когда множество фрактальным не является, в таком случае D — целое и совпадает с топологической размерностью множества.

Одним из основных признаков фракталов является самоподобие. Множество G называется самоподобным, если оно совпадает с объединением N непересекающихся множеств $\tilde{G}$, каждое из которых получается из G сжатием (изменением всех масштабов в k раз, где $k < 1$); величина k называется коэффициентом подобия. Очевидно, что существование хотя бы одного значения k для множества G влечет существование последовательности k_i с точкой сгущения $k_\infty = 0$.

Для самоподобных множеств вводится понятие ”размерности подобия” D_s , определяемое из

$$k = N^{-1/D_s}. \quad (3)$$

Сравнивая (3) и (2), можно видеть, что для самоподобного множества (при $k \rightarrow 0$ фрактальная размерность и размерность самоподобия совпадают. Такие фракталы (называемые самоподобными) обладают также свойством скейлинга — масштабной инвариантностью и инвариантностью относительно параллельного переноса (иногда в это определение включают также требование инвариантности относительно поворота).

Кроме самоподобных фракталов выделяются также более сложные типы фрактальных множеств. К ним можно отнести самоафинные фракталы — с различными по различным направлениям коэффициентами подобия (или даже с отсутствием подобия в каком-либо направлении), а также мультифракталы — с коэффициентами подобия, различными на различных пространственных масштабах или в различных областях.

При описании физических объектов непосредственное использование понятия множества далеко не всегда удобно. Чаще распределение вещества лучше описывается функцией, задающей плотность вещества в зависимости от координат. Такие фрактальные функции, являющиеся в некотором смысле обобщениями понятия фрактального множества, впервые появились в XIX веке в работах немецкого математика Карла Вейерштрасса, построившего первый пример непрерывной функции, нигде не имеющей производной.

Однако все виды математических фракталов являются абстракциями, непосредственное применение которых для описания реальных физических объектов возможно только с некоторыми оговорками. Математическое фрактальное множество, как это следует из его определения, должно обладать некоторыми "неестественными" свойствами. У него должны отсутствовать наибольший и наименьший масштабы самоподобия. Это, в частности, означает, что размеры минимальных элементов множества стремятся к нулю, в то время как размеры всего множества в целом должны быть бесконечно большими.

С другой стороны, в любой физической структуре должен существовать конечный наименьший масштаб. Кроме того, такая структура всегда ограничена в занимаемом ею пространстве, что приводит к нарушению самоподобия вблизи границы. Достаточно малая область, содержащая границу множества, не подобна области того же размера, находящейся вдали от границы. Поэтому любая естественная фрактальная структура может быть лишь некоторым приближением к математическому фракталу, причем ее описание в рамках фрактальных множеств может быть достаточно корректным только при рассмотрении пространственных масштабов, в достаточной степени удаленных как от минимального, так и от максимального масштабов существования структуры.

Поэтому Мандельбротом было предложено другое определение фрактала:

Фракталом называется структура, состоящая из частей, которые в каком-то смысле подобны целому.

Это определение, даже при его неполноте, вполне соответствует основному свойству фракталов — наблюдаемой и получаемой при расчетах тождественности структуры фрактала как в целом, так и для любой его области.

Заметим, что никакая физическая структура не может, даже на далеких от границ фрактальности масштабах, абсолютно точно воспроизводить математический фрактал, поскольку всегда существуют различные факторы, искажающие структуру. В качестве таких факторов могут выступать, например, тепловые движения частиц, образующих структуру, или макроскопические движения элементов структуры. По этой причине физический фрактал обладает только "статистическими" фрактальными свойствами, в среднем сохраняя фрактальную структуру, но, возможно, отклоняясь от нее в различных областях в различные моменты времени. Такие фракталы уместно называть "динамическими".

Методы обнаружения фрактальных структур в астрофизических объектах

Для исследования свойств фрактальной структуры какого-либо физического фрактала необходимо иметь какой-либо алгоритм определения фрактальной размерности объекта по данным наблюдений. Существует весьма большое количество различных методов определения фрактальной размерности или заменяющих ее величин, однако все они базируются на классическом определении фрактальной размерности, данном Хаусдорфом. Некоторые из этих алгоритмов являются достаточно простыми и могут быть реализованы программно; некоторые представляют только математический интерес, поскольку являются неприводимыми и требуют бесконечного времени вычислений. Остановимся на некоторых методах, применение которых как к астрофизическим объектам представляется достаточно оправданным.

Одна из возможных характеристик фрактальной структуры — корреляционный показатель. Пусть для N точек x_i изучаемого множества G в пространстве $\mathbb{R}^p$ функция $\rho(x_i, x_j)$ — расстояние между

точками. Введем функцию

$$C(\varepsilon) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{1 \leq i < j \leq N} \begin{cases} 1, & \rho(x_i, x_j) < \varepsilon \\ 0, & \rho(x_i, x_j) \geq \varepsilon \end{cases}. \quad (4)$$

Тогда корреляционным показателем ν для множества G называется величина

$$\nu = \lim_{\varepsilon \rightarrow \infty} \frac{\ln C(\varepsilon)}{\ln \varepsilon}. \quad (5)$$

Для самоподобной фрактальной структуры корреляционный показатель ν совпадает с фрактальной размерностью D .

Тем не менее в астрофизических приложениях чаще используются более простые методы, основанные на подсчетах количества элементов структуры, содержащихся в определенном объеме.

Пусть объект обладает самоподобной фрактальной структурой, состоит из одинаковых элементов и в объемах, ограниченных концентрическими сферами радиусов r_1 и r_2 , содержит соответственно N_1 и N_2 элементов. Полагаем, что

$$r_2 = \lambda r_1, \quad N_2 = \tilde{\lambda} N_1, \quad (6)$$

а величина $N(r)$ представима в виде

$$N(r) = A r^{\tilde{D}}, \quad (7)$$

где A — некоторая постоянная. Тогда верно равенство

$$\lambda^{\tilde{D}} = \tilde{\lambda}, \quad (8)$$

определяющее величину $\tilde{D}$:

$$\tilde{D} = \frac{\ln \tilde{\lambda}}{\ln \lambda}. \quad (9)$$

Величина $\tilde{D}$ для самоподобных фракталов совпадает с фрактальной размерностью D . Коэффициент A , называемый "префактором", равен

$$A = \frac{N_0}{r_0^{\tilde{D}}}, \quad (10)$$

где r_0 — наименьший рассматриваемый масштаб фрактальности; N_0 — количество элементов в соответствующем объеме.

Важное для астрофизических приложений соотношение следует из (7) для систем, в которых все элементы имеют одну и ту же массу m_0 . Отношение масс, содержащихся в соответствующих сферических объемах, записывается в следующем виде:

$$\frac{\mathfrak{M}(r_2)}{\mathfrak{M}(r_1)} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^D, \quad (11)$$

откуда, следовательно,

$$\mathfrak{M}(r) \propto r^D. \quad (12)$$

Здесь r означает расстояние от любой произвольно выбранной точки структуры. При таком условии средняя плотность вещества в произвольном сферическом объеме оказывается зависящей от размера этого объема. Существенно, что это утверждение верно для всех точек, входящих в структуру. Для реальных структур значения D в различных точках структуры могут получаться разными, что обусловлено случайными отклонениями структуры от идеально фрактальной, но если получаемые "локальные размерности" близки друг к другу, то можно говорить о существовании фрактальной структуры с размерностью, равной среднему значению локальных размерностей для всех точек структуры.

Более сложной является система, состоящая из объектов различной массы. Если структура системы фрактальна, то в этом случае множество, являющееся геометрическим "носителем" объектов, представляет собой мультифрактал.

В некоторых случаях (например, когда желательно исключить возможные эффекты наблюдательной селекции) целесообразно рассматривать не сферические объемы, а тела одинаковой, но произвольной формы, отличающиеся размером. В таком случае выражение (12) также остается истинным, однако r приобретает смысл характерного размера, являющегося параметром используемых объемов.

К сожалению, в астрофизике часто отсутствует полная информация о пространственной структуре наблюдаемого объекта. В таком случае фрактальную размерность приходится определять по проекции объекта на небесную сферу. Для многоугольников, кругов и других областей, ограниченных обычными кривыми, отношение длины периметра P к величине $\sqrt{S}$, где S — площадь области, является величиной, не зависящей от размера области. Однако когда область фрактальна, то фрактален и ее периметр. Результат измерения величины P в этом случае зависит от используемого эталона длины.

Для фрактального периметра $P(\delta)$, зависящего от величины эталона δ ,

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} P(\delta) = \infty. \quad (13)$$

Площадь же области, определяемая путем наложения на нее квадратов со стороной δ , при $\delta \rightarrow 0$ остается конечной. С учетом этого обстоятельства можно получить соотношение

$$P(\delta) = C\delta^{(1-D_2)} [S(\delta)]^{\frac{D_2}{2}}. \quad (14)$$

Величина C зависит от степени точности, достижимой при измерениях с данным эталоном.

Полученная величина D_2 относится к периметру проекции объекта. Однако поскольку граница объекта является линией пересечения поверхности пространственной структуры с плоскостью, то значение D для пространственной структуры может быть получено на основании так называемой "теоремы о сложении". Согласно этой теореме при пересечении самоподобной фрактальной структуры размерности D_A со структурой размерности D_B в пространстве топологической размерности D_T получается структура, обладающая размерностью D_C , равной

$$D_C = D_A + D_B - D_T, \quad (15)$$

отсюда, в частности, следует, что фрактальная размерность пространственной структуры $D = D_2 + 1$. Тем не менее следует отметить, что получение пространственной фрактальной размерности этим методом основывается на предположении о строгом самоподобии фрактальной структуры, которое, вообще говоря, может оказаться неоправданным.

Формирование структур

Итак, теперь мы подошли к главному вопросу: почему образуются фрактальные структуры? Объяснение этому феномену дает одна из сравнительно молодых областей физики — неравновесная термодинамика, в развитии которой важнейшую роль сыграли работы И. Пригожина в середине XX века. Рассмотрим условия, при которых возможна структуризация.

Для того чтобы в физической системе происходила какая-либо эволюция (в частности, формирование структуры), необходимо, чтобы система была неравновесной. В то же время классическая термодинамика описывает лишь свойства замкнутых равновесных систем,

которые, вообще говоря, являются лишь каким-то приближением к реальным физическим системам. При описании некоторых свойств неравновесных систем это приближение может оказаться удовлетворительным, но, как было показано в работах Онсагера, Пригожина и других авторов, для описания процессов возникновения и эволюции структур в физических системах оно непригодно. С математической точки зрения можно сказать, что сложная эволюция системы возможна в том случае, если она описывается посредством системы нелинейных дифференциальных уравнений.

Классические формулировки основных постулатов — начал — термодинамики неявно предполагают существование еще одного постулата, иногда называемого "нулевым началом термодинамики": "Для каждой замкнутой термодинамической системы существует состояние термодинамического равновесия, которого она при фиксированных внешних условиях с течением времени самопроизвольно достигает". Остальные начала термодинамики формулируются либо для систем, уже находящихся в состоянии термодинамического равновесия, либо для систем, неравновесностью которых по каким-либо причинам можно пренебречь (т. е. для квазиравновесных). Таким образом, ограничение на образование структур в системе, связанное со вторым началом термодинамики (требованием сохранения или увеличения энтропии системы и, следовательно, увеличения хаотичности системы), можно обойти, однако классическая (равновесная) термодинамика непригодна для описания процессов образования структур.

Для описания неравновесных систем предлагались различные вариационные принципы, в частности, так называемой теорема Онсагера—Махлупа, а также принцип наименьшего производства энтропии (Пригожин) — при заданных внешних условиях, препятствующих достижению системой равновесного состояния, стационарному состоянию системы соответствует минимальное производство энтропии.

Следует отметить, что в данном случае понятия "равновесная система" и "стационарная система" не тождественны друг другу. Если система теряет энергию, то ее фазовый объем должен уменьшаться, т. е. система не может являться стационарной. Однако если потери энергии компенсируются извне, то такая неравновесная система может находиться в стационарном состоянии.

Изменение энтропии неизолированной системы dS можно представить в виде двух слагаемых: $dS = dS_e + dS_i$, где dS_e — изменение эн-

тропии за счет процесса обмена энергией с "внешним миром"; dS_i — изменение энтропии за счет происходящих в системе диссипативных процессов (диффузии, вязкости и т. п.). Слагаемое dS_e может иметь произвольный знак, в то время как производство энтропии dS_i всегда неотрицательно. Если окажется, что $-dS_e > dS_i$, то $dS < 0$. Это означает, что энтропия неизолированной системы при ее эволюции к стационарному состоянию может уменьшаться. Таким образом, в системе, "пропускающей" через себя энергию (такие системы называются диссипативными), возможно возникновение упорядоченной структуры, сопровождающееся возрастанием энтропии в окружающей среде.

Астрофизическим примером такой системы могут служить, например, конвективные зоны звезд. В процессе конвективного переноса энергии формируется упорядоченная структура конвективных ячеек, наблюдаемая, например, на Солнце в виде грануляции и супергрануляции. Аналогичным образом возникают турбулентные структуры.

Заметим, что формирование структуры возможно и в том случае, когда потери энергии системой не компенсируются извне. Хорошим примером такого процесса является каскадная гравитационная фрагментация первоначально однородной самогравитирующей среды. Решение классической задачи Джинса об устойчивости такой среды показывает, что среда оказывается неустойчивой по отношению к возмущениям с длиной волны λ :

$$\lambda > \lambda_J = \frac{\sqrt{\pi}c}{\sqrt{G\rho}}, \quad (16)$$

где ρ — плотность среды; c — скорость звука в ней. Однако для того чтобы формирующиеся фрагменты также оказывались неустойчивыми, необходимо, чтобы скорость звука для вещества фрагментов при сжатии росла достаточно медленно. При отсутствии изменений химического состава и состояния ионизации вещества это условие эквивалентно требованию роста температуры вещества фрагмента медленнее, чем $T \propto \rho^{1/3}$. Для случая адиабатического сжатия $T \propto n^{\gamma-1}$ (где γ — показатель адиабаты), поэтому условие трансформируется к виду $\gamma < 4/3$. Для того чтобы оно могло быть выполнено, система должна в той или иной форме (посредством высвечивания или ионизации) терять энергию.

Дальнейшее исключение взаимодействия системы с окружающей средой невозможно — потеря энергии является необходимым условием структуризации.

Странные аттракторы и фракталы

Вернемся к стационарным диссипативным системам. Зададимся вопросом, как ведет себя фазовая траектория такой системы. Поскольку система неравновесна, то расстояние между любыми двумя сколь угодно близкими ее фазовыми траекториями должно экспоненциально увеличиваться со временем. В то же время, так как фазовый объем стационарной системы постоянен и конечен, фазовые траектории не могут разойтись на бесконечно большое расстояние и должны запутываться. Говорят, что в системе возникает динамический хаос. В таких случаях в фазовом пространстве образуется притягивающее множество траекторий, называемое *странным аттрактором*. Заметим также, что странные аттракторы — типичный результат решения систем нелинейных дифференциальных уравнений.

Одним из основных свойств странных аттракторов является их масштабная инвариантность, сохраняющаяся и для проекций странного аттрактора в фазовом пространстве, в частности на подпространство координат. Таким образом, структура, возникающая в диссипативной системе, должна быть масштабно инвариантной. Именно масштабная инвариантность (или самоподобие) является характерным признаком фрактальной структуры, поэтому не удивительно, что странные аттракторы, как правило, оказываются фрактальными множествами.

Поскольку странный аттрактор является притягивающим множеством фазовых траекторий системы, то его сечение подпространством координат окажется "притягивающим множеством" для подсистем, образующихся в результате структуризации. Такое множество, в соответствии с упоминавшейся выше теоремой о сложении, также окажется фрактальным. Именно поэтому в результате процессов структуризации весьма часто образуются фрактальные структуры.

Заключение

Насколько необходимым является учет диссипации и нелинейности в астрофизике?

Астрофизические объекты всегда являются диссипативными системами и лишь в некотором приближении могут рассматриваться как изолированные. Существенно, что предположение об изолированности системы делает практически невозможным изучение процессов ее эволюции.

С другой стороны, при корректном описании системы возникают принципиальные трудности, связанные с нелинейностью уравнений, описывающих систему, а также с неаналитичностью формирующейся структуры. Классические методы газодинамики к задачам такого рода неприменимы, а разработка новых методов еще только начинается.

Список литературы

1. *де Гроот С., Мазур П.* // Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964.
2. *Дьярмати И.* // Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974.
3. *Гленсдорф П., Пригожин И.* // Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуации. М.: Мир, 1973.
4. *Климонтович Ю. Л.* // Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
5. *Mandelbrot B. B.* // Fractal Geometry of Nature. N. Y.: Freeman, 1982.
6. *Федер Е.* // Фракталы. М.: Мир, 1991.
7. *Горбачук В. Г.* // Газодинамические неустойчивости в астрофизических системах. СПб: Изд-во С.-Петербург. ун-та, 1999.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

В солнечных вспышках протоны с энергией, большей 1 МэВ, могут быть определены по их эмиссионной линии γ -излучения, в то время как нетепловые электроны с энергией, большей 10 КэВ, можно диагностировать по их рентгеновскому излучению и по радиоданным. Электроны с более высокими энергиями могут также определяться по поляризации рентгеновского излучения и по излучению γ -континуума. Нетепловые протоны с энергией, ниже 1 МэВ, и электроны с энергией, по крайней мере ниже 50 КэВ, можно исследовать, используя ультрафиолетовый и оптический спектр солнечных вспышек. Наряду с известными методами измерение линейной поляризации хромосферных линий, возбужденных ударом энергичных частиц, является особенно важным способом определения протонов с низкими энергиями. В этом случае наблюдаемые степень и азимут поляризации зависят от типа возбуждающих частиц и энергии, также, как и от функции углового распределения частиц по скоростям.

В течение нескольких лет на Большом солнечном вакуумном телескопе Байкальской обсерватории ИСЗФ СО РАН проводятся наблюдения линейной поляризации во вспышках и бомбах Эллера, как свидетельства бомбардировки хромосферы пучками энергичных частиц, которые, в свою очередь, возникли в результате пересоединения магнитных полей в солнечной короне. Наиболее интересные результаты были получены 23 июля 2002 г. в большой солнечной вспышке, расположенной у восточного лимба (S13E72) и имеющей балл 2В/X4.8. Данная вспышка наблюдалась почти 2 ч, и всего было получено 247 спектрограмм в области бальмеровской линии α . Эта вспышка наблюдалась также на спутниках RHESSI, TRACE, что способствует изучению нетепловых частиц и переносу энергии ими из короны в хромосферу во время вспышки. Основные выводы состоят в следующем. Поляризация в линии α существовала только в момент максимальной фазы излучения жестких X-лучей и всплесков γ -излучения (в течение 2—3 мин) и в участке вспышки, пространственно ограниченном 4—5 дуговыми секундами. Максимальная сте-

пень поляризации найдена равной 107%. Наиболее удивительный результат был получен по первым двум спектрограммам, где было обнаружено изменение степени и знака поляризации вдоль спектральной щели при проведении разрезов с шагом, не превышающем 0.5 дуговых секунд.

К. В. Холшевников

Санкт-Петербургский государственный университет

ВНЕСОЛНЕЧНЫЕ ПЛАНЕТЫ

Введение

Одиноки ли мы во Вселенной? Мало есть вопросов старше! И до сих пор ответа нет. Но на небольшой подвопрос этого вопроса под занавес второго тысячелетия ответ получен. По крайней мере планеты у похожих на Солнце звезд существуют и их много. Здесь мы расскажем о различных методах их обнаружения, об истории их открытия, статистике, перспективах. Подробности и другие полезные сведения можно найти в приводимой ниже литературе.

Немного о терминологии. Обращающиеся вокруг Солнца массивные небесные тела называют *планетами*. Верхняя граница массы дается Юпитером и не нуждается в определении-дефиниции. Нижняя граница пока не определена. Можно было бы задать ее условием сильной гравитации, достаточной для придания телу шарообразной формы. Тогда пришлось бы несколько *малых планет* во главе с Церерой перевести в разряд *планет* (больших). Можно было бы считать нижним пределом половину или пятую часть массы Луны. Тогда, напротив, следовало бы исключить Плутон из числа *планет*.

Обращающиеся вокруг других звезд массивные небесные тела называют *внесолнечными планетами* или *экзопланетами*. Ситуация с границами массы противоположна ситуации в Солнечной системе. Нижний предел малоинтересен, как будет ясно из дальнейшего. Верхний отделяет планеты от *коричневых карликов* — тел, в центре которых время от времени протекают ядерные реакции. Обычно верхнюю грань принимают равной 13 массам Юпитера. Мы будем придерживаться этого соглашения.

Методы

В этой главе мы расскажем о методах обнаружения внесолнечных планет. До их открытия единственной известной планетной системой была Солнечная. Поэтому методы разрабатывались в предположении, что "их" системы похожи на нашу. То же можно выразить иначе: разрабатывались методы открытия Солнечной системы для жителей τ Ceti, вооруженных земными инструментами.

Прямые наблюдения

Видимый диапазон

Легко подсчитать, что звездная величина ярчайшей для инопланетян планеты — Юпитера в полной фазе равна

$$m_{Jup}(r) = 20.8 + 5 \lg r,$$

где расстояния r измеряются в парсеках. Крупнейший наземный телескоп Кека на Гавайях видит звезды до 28—30-й величины. Крупнейший космический телескоп Хаббла — до 30—31-й. Юпитер виден до расстояний в 100 пк, 300 св. лет!

К сожалению, Юпитер потонет в солнечном свете. Он слабее Солнца на 20.5 звездной величины независимо от расстояния. А уже на пяти парсеках угловое расстояние между Солнцем и Юпитером не более одной секунды.

Инфракрасный диапазон

Аналогичные рассуждения применимы в любом диапазоне электромагнитных волн. Особенно привлекателен инфракрасный диапазон, поскольку отношение яркостей Солнца и Юпитера здесь снижается на порядки.

Пока ни одна (даже уже открытая другим методом) планета не дала нам своего изображения ни в каком диапазоне. Совершенствуйте приборы и методики, и вы их увидите!

Радиодиапазон

Радиодиапазон бесперспективен. За одним исключением. Если на планете существует космическая цивилизация вроде нашей, то ее

можно обнаружить, не спрашивая ее согласия, с расстояния порядка 100 пк, обладая нашими же радиосредствами. Для справки: по принятому на бюраканском симпозиуме 1964 г. определению цивилизация становится космической, как только она изобретает радио. Причина легкой обнаружимости — мощный нетепловой поток волн метрового диапазона, вызванный в основном радарными и телевизионными сигналами. Так, яркостная температура Земли в этом диапазоне — порядка миллиарда градусов. Если же цивилизация специально направляет узкий луч к нам, или мы случайно оказываемся на луче связи двух цивилизаций, то она обнаруживается в пределах всей Галактики! Жаль, но пока мы знаем лишь одну космическую цивилизацию — родившуюся в 1896 г. на Васильевском острове.

Фотометрия

Если наклон орбиты экзопланеты к картинной плоскости близок к 90° , то раз в планетарный год мы "наблюдаем" прохождение планеты по диску звезды, а в противофазе — покрытие планеты звездой. Реально мы можем измерить лишь резкие изменения блеска звезды. Величину двух "ступенек" легко вычислить с учетом того, что угловые размеры и расстояния до планеты постоянны для земного наблюдателя.

Этот метод перспективен. Хотя с его помощью планеты пока не открывались, он дал в некоторых случаях много дополнительной информации об уже открытых планетах.

Гравитационное линзирование

Если между источником света (звездой) и приемником окажется планета, произойдет увеличение яркости звезды вплоть до нескольких звездных величин, вызванное гравитационным линзированием. Ведь фотоны материальны и их траектории искривляются гравитацией. Для обычных скоростей в десятки километров в секунду явление длится несколько минут. Такой метод вряд ли годится для открытия обычной планеты, обращающейся вокруг материнской звезды. Но с его помощью были открыты планеты-сироты (планеты-бродяги, одиночные планеты). Принципиальный недостаток метода — нарушение важнейшей заповеди естественных наук, воспроизводимости явления. Побывала планета-одиночка десяток минут на луче Земли — далекая звезда, и больше это никогда не повторится! Отличить сбой регистрирующей аппаратуры от искомого явления

может помочь лишь богатая статистика, или одновременная регистрация события на двух обсерваториях. Разумеется, надо еще убедиться, что вспышка яркости не вызвана другими хорошо известными в астрофизике событиями.

Криволинейное движение звезды

Звезды на небесной сфере движутся по большим кругам, в картинной плоскости — по прямым. В самом деле, в окрестностях Солнца (а только ими мы и занимаемся) за 150 лет астрометрических измерений приемлемой точности звезды проходят примерно секунду дуги, если считать их путь галактоцентрической окружностью. Поэтому криволинейность звездных орбит пока что вне досягаемости наших измерительных средств. Но если звезда имеет планету, ее путь будет криволинейным в результате сложения прямолинейного движения центра масс звезда-планета с орбитальным движением звезды вокруг центра масс. Таким путем еще в XIX веке были открыты слабые спутники звезд. Но все они оказывались звездами низкой светимости — например, белыми карликами, а не планетами. В настоящее время этим методом открыто несколько "кандидатов в планеты". Но ошибки измерений даже в лучших случаях сравнимы с измеряемыми величинами, поэтому убрать слово "кандидат" пока не удастся. Но будущее благоприятно. Обращаю внимание, что измеряемый эффект слабо зависит от положения орбитальной плоскости относительно картинной и наиболее информативен случай их совпадения (ср. с нижеследующим).

Доплеровский сдвиг в периодах вращения пульсаров

Рассмотрим некоторый стабильный периодический процесс в точке B_1 , информация о котором распространяется со скоростью c и принимается в точке B_2 . Обозначим через v лучевую скорость, т. е. скорость изменения расстояния между B_1 и B_2 . По принципу Доплера регистрируемый в точке B_2 период отличается от исходного P в точке B_1 на величину

$$\Delta P = \frac{v}{c}P. \quad (1)$$

Поместим в точку B_1 вращающийся с периодом P пульсар, а в точку B_2 — земного наблюдателя. Как показано в предыдущем параграфе, движение одиночного пульсара относительно центра масс

Солнечной системы B_0 прямолинейно и равномерно. В частности, скорость $\mathbf{v}$ точки B_1 относительно B_0 постоянна. Легко понять (нарисуйте чертеж), что лучевая скорость тем не менее переменна. Именно, с точностью до малых первого порядка

$$v(t) = v + \frac{v_\tau^2}{R}t, \quad (2)$$

где t — время; v_τ — тангенциальная составляющая $\mathbf{v}$; R — расстояние между B_1 и B_0 . Величины справа отнесены к начальному моменту $t = 0$. Даже при $|\mathbf{v}| = 100$ км/с после года наблюдений второе слагаемое в (2) не превосходит 10 м/с и им можно пренебречь, считая $v = \text{const}$.

Криволинейное движение Земли и обсерватории легко учесть, так что приемник излучения можно считать размещенным в B_0 . Если пульсар стабилен, наблюдения дадут нам период $P + \Delta P$.

Предположим, что вокруг пульсара массы M движется планета массы m . Для простоты предположим, что орбита планеты круговая; наклон к картинной плоскости равен i , период обращения P_0 , а расстояние между центрами масс звезды и планеты — r . Учет эксцентриситета усложняет математику задачи, не внося принципиальных изменений в физику процесса. То же можно сказать и о случае двух и более планет, надо лишь выделять гармоники разных периодов и амплитуд.

Пользуясь элементарной небесной механикой, формализмом задачи двух тел, легко вычислить периодическую составляющую лучевой скорости пульсара:

$$v = \sqrt{\frac{G}{M+m}} \frac{m'}{\sqrt{r}} \sin\left(\frac{2\pi}{P_0}t + \varphi\right), \quad (3)$$

где G — постоянная тяготения; $m' = m \sin i$; φ — начальная фаза.

Проводя систематические измерения периода P , мы найдем v как синусоидальную функцию времени, пользуясь соотношением (1). Таким образом, можно считать известными период P_0 и амплитуду колебаний A . Согласно (3)

$$A = \sqrt{\frac{G}{M+m}} \frac{m'}{\sqrt{r}}. \quad (4)$$

Оценим необходимую точность измерений. Скорость Юпитера относительно Солнца равна 13 км/с, а Солнца относительно бари-

центра — 13 м/с. Заменяя Солнце пульсаром равной массы, при благоприятном $i = 90^\circ$ найдем из (1), что $\Delta P/P = 4 \cdot 10^{-8}$. Таким образом, требуется относительная точность измерения периодов порядка $10^{-7} - 10^{-8}$.

Что можно узнать о планете, если требуемая точность достигнута и планета открыта? В формуле (4) амплитуду A , период P_0 и фазу φ можно считать известными из наблюдений. Масса M известна, хотя и с низкой точностью, из астрофизических наблюдений и теории. Постоянную тяготения можно считать известной точно, поскольку окончательная погрешность определяется ошибками массы M . Наконец, r находится по третьему закону Кеплера. В результате

$$A = m' \sqrt[3]{\frac{2\pi G}{P_0(M+m)^2}}. \quad (5)$$

Если пренебречь массой m по сравнению с M в знаменателе, то (5) позволяет найти m' . При необходимости массу m в знаменателе можно учесть последовательными приближениями.

Итак, мы получаем $m' = m \sin i$. К сожалению, от множителя $\sin i$ можно избавиться лишь в редких случаях. Мы обсудим эту проблему в следующем параграфе.

Лучевая скорость (доплеровский сдвиг в спектральных линиях)

Классический эффект Доплера определяется подобной (1) формулой

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c, \quad (6)$$

где λ — длина волны. Поэтому обнаружение периодического сдвига спектральных линий может свидетельствовать о существовании планеты. Таким путем давно исследуются спектрально-двойные звезды.

Формулы (3—5) сохраняют силу. Необходимая точность спектрального разрешения отвечает скорости порядка 10 м/с. Заметим, что теоретический предел погрешности Δv у звезд солнечного типа определяется нестабильностью фотосферы и составляет около 1 м/с.

С наблюдательной точки зрения обсуждаемая здесь ситуация благоприятнее рассмотренной в предыдущем параграфе: период P один, тогда как спектральных линий много.

Вернемся к большому вопросу о синусе наклона. Во-первых, укажем два случая, когда он может быть определен (пусть с невысокой точностью) из наблюдений. Если фотометрия покажет прохождение планеты по диску материнской звезды, то наклон близок к 90° . Если изображение окрестностей звезды покажет пылевой диск, то естественно предположить, что и орбита планеты расположена в плоскости диска.

Во-вторых, укажем случай кратной системы, состоящей из двух или более открытых планет, когда наклон может быть определен теоретически. Вышеописанный алгоритм позволяет получить лишь оценку снизу: $m_k \geq m'_k$. Для получения оценки сверху привлечем последние достижения астрофизики и небесной механики. Теория звездной эволюции даст нам время T существования звезды от рождения до наших дней. Теория звездообразования утверждает, что планетные системы в подавляющем числе случаев возникают одновременно с материнской звездой. Следовательно, система должна быть орбитально устойчивой по крайней мере на промежутке времени T . Естественно предположить, что орбитальные плоскости для всех планет близки друг к другу, и тогда наклон будет общим для всех планет. Будем уменьшать мысленно $\sin i$, начиная с единицы (увеличивая тем самым массы m_k , начиная с m'_k). Наступит момент, когда из-за возросших возмущений планетная система потеряет устойчивость на исследуемом промежутке T и развалится. Так мы получим оценку сверху: $m_k \leq m''_k$. Численный пример можно найти в [7].

В остальных, составляющих большинство, случаях мы ничего сказать не можем. Остается только статистика. Естественное предположение равномерности всех возможных ориентаций вектора площадей позволяет вычислить математическое ожидание и дисперсию случайной величины $1/\sin i$ [5, 6]:

$$\mathbf{E} \left(\frac{1}{\sin i} \right) = \frac{\pi}{2}, \quad \mathbf{D} \left(\frac{1}{\sin i} \right) = \infty. \quad (7)$$

Бесконечность дисперсии вызвана особенностью при $\sin i = 0$. В [6] приведены формулы и таблицы математического ожидания и дисперсии указанной случайной величины при ее изменении в промежутке $[\alpha, \pi - \alpha]$ для произвольного α .

История

В 1991 г. произошло первое достоверное обнаружение планеты, обращающейся вокруг звезды, отличной от нашего Солнца. Александр Вольщан на 300-метровом радиотелескопе в Аресибо открыл ее у пульсара PSR B1257+12, заметив периодический доплеровский сдвиг в периоде его вращения. Вскоре наблюдения показали наличие **трех** периодов, так что наш пульсар оказался обладателем системы из трех (по крайней мере) планет!

На 8 января 2002 г. открыто два обладающих планетами пульсара [12]. Их существование представляет нерешенную проблему астрономии. Если звезда в результате взрыва Сверхновой теряет хотя бы половину своей массы, то обращающаяся вокруг нее планета (если не испарится!) переходит на гиперболическую орбиту и практически мгновенно покидает окрестности звезды. Какого-либо приемлемого механизма образования планет в окрестности нейтронной звезды пока не придумано.

В 1995 г. произошло первое достоверное обнаружение планеты, обращающейся вокруг звезды солнечного типа, 51 Pegasi. Открыли ее Мишель Майор и Дидье Келос из Женевской университетской обсерватории на телескопе Обсерватории Верхнего Прованса, заметив периодические изменения лучевой скорости.

В 1996 г. открытие подтвердили Поль Батлер и Джоф Марси из Ликской обсерватории. Они могли бы быть первыми, но их подвела вера в похожесть планетных систем на Солнечную. "Юпитер" 51 Пегаса движется на расстоянии в $1/20$ а. е. от своего "Солнца", а его "год" составляет чуть больше 4 земных суток! Ожидались же периоды обращения порядка 10 лет. Поэтому американцы отбрасывали периоды в месяц и менее как шумы или ошибки.

Статистика

О статистике пульсарных планетных систем пока не может быть и речи — их всего две.

На 8 января 2003 г. известно 90 звезд солнечного типа, обладающих в совокупности 104 планетами, в том числе 12 звезд, обладающих кратными планетными системами. Хотя этого явно недостаточно для полноценной статистики, но некоторые выводы в первом приближении сделать можно. Об этом был доклад на предыдущей нашей конференции [5]. Более свежие сведения опубликованы в [6].

Регулярно обновляющиеся данные о внесолнечных планетах приводятся на сайте [12].

Перспективы

Перспективы в открытии новых планетных систем выглядят довольно радужными, хотя и не ошеломляющими. В ближайшие лет десять методом лучевых скоростей будет открыта существенная часть планет-гигантов у нормальных звезд различных спектральных классов из окрестностей Солнца порядка 100 пк. Что касается планет земной массы, то тут необходимы новые подходы и более чувствительные приборы, желательно вынесенные в космос. И они уже разрабатываются.

Планируется 17 космических экспедиций, одной из (или единственной) целью которых будет поиск экзопланет, в том числе и типа Земли. Ближайшая по времени должна вот-вот стартовать с космодрома Плесецк [14].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-02-17516), Ведущей научной школы (грант 00-15-96775) и программы "Университеты России" (грант УР.02.01.027).

Список литературы

1. *Ксанфомалити Л. В.* Поиск систем внесолнечных планет с помощью спектрального метода лучевых скоростей и астрометрии // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. Вып. 6. С. 547.
2. *Ксанфомалити Л. В.* Внесолнечные планетные системы // Астрон. вестн. 2000. Т. 34. Вып. 6. С. 529.
3. *Соколов Л. Л.* О динамике внесолнечных планетных систем // Физика Космоса: Тр. 31-й Междунар. студ. науч. конф., Екатеринбург, 28 янв. —1 февр. 2002 г. Екатеринбург: изд-во Урал. ун-та. 2002. С. 96.
4. *Соколов Л. Л.* Об эволюции орбит внесолнечных планет // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. Вып. 5. С. 435.
5. *Холшевников К. В., Кузнецов Э. Д.* О распределении больших полуосей орбит внесолнечных планет // Физика Космоса: Тр. 31-й Междунар. студ. науч. конф., Екатеринбург, 28 янв. —1 февр. 2002 г. Екатеринбург: изд-во Урал. ун-та. 2002, С. 112.

6. *Холшевников К. В., Кузнецов Э. Д.* Эффект селекции в больших полуосях орбит внесолнечных планет // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. Вып. 6. С. 504.
7. *Nakai H, Kinoshita H.* System ν Andromedae // Proc. 32nd Symp on Cel. Mech. Japan. 2000. P. 206.
8. *Cumming A., Marcy G. W., Butler R. P.* The Lick planet search: Detectability and mass thresholds // Astrophys. J. 1999. Vol. 526. P. 890.
9. *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. 2002. <http://exoplanets.org/>
10. *Perryman M. A. C.* Extra-solar planets // Rep. Prog. Phys. 2000. Vol. 63. P. 1209.
11. *Schneider J.* The study of extrasolar planets: Method of detection, first discoveries and future perspectives // C. R. Acad. Sci. P. 1999. T. 327. Sér. IIb. № 6. P. 621.
12. *Schneider J.* The extrasolar planets encyclopaedia. 2003. <http://www.obspm.fr/encycl/catalog.html>
13. *Udry S., Mayor M.* The diversity of extra-solar planets around solar-type stars // Lecture notes in physics: Astrobiology. Springer Verlag. 2002.
14. MOST Microsat // 2003 <http://www.dynacon.ca/most.html>

ГАЛАКТИКИ С БАРОМ

Рассматриваются различные современные проблемы физики галактик с баром. Обсуждаются условия образования двойных баров, механизмы формирования асимметричных структур (смещенных баров), условия разрушения звездных перемычек, кинематические особенности галактик с баром.

A various modern problems of SB-galaxies physics are considered. The conditions of double bars formation, the shaping mechanisms of asymmetric structures (bar displacement), the conditions of stellar bars destruction, the kinematic features of SB-galaxies are discussed.

Введение

Центральные перемычки (бары) являются наиболее выделяющимися структурами на изображениях галактик. В классической книге Рольфа [1] среди линзовидных галактик доля с баром оценена в 30%, среди спиралей — только 16%, а доля галактик с перемычкой среди всех дисковых — 18%. За 20 лет ситуация заметно изменилась. В настоящее время считается, что большинство (возможно, 70%) дисковых галактик обладает бароподобными структурами.

Вопрос о наличии бара в конкретной галактике часто оказывается достаточно сложным. Анализ фотографических изображений страдает от субъективизма, особенно если помнить о низком разрешении и запыленности центральных областей галактик. Более надежными являются инфракрасные данные. Критерии выделения бара, основанные на радиальных профилях эллиптичности и определении позиционного угла большой оси, позволяют выделять бар и определять отношение его осей [3, 4]. Выявление бар-структур возможно также с помощью данных о кинематике звездной и газовой компонент. К числу особенностей центральных областей SB-галактик относятся повышенный темп звездообразования, существенно более высокая концентрация молекулярного газа.

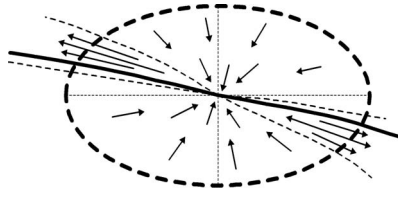


Рис. 1. Схема структуры течения газа в области бара. Жирная сплошная линия — положение ударной волны

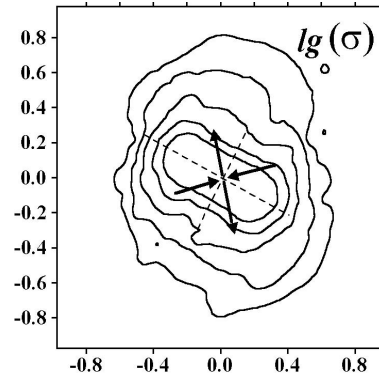


Рис. 2. Схема поля скоростей (стрелки) в области звездного бара (показаны изолинии поверхностной плотности) по результатам динамического моделирования

Ниже кратко обсудим некоторые проблемы галактик с баром, при решении которых важные результаты получены методом численного моделирования динамики галактических дисков (см. [5]).

Галактики с активным ядром

Важнейшей проблемой активных галактических ядер (АГЯ) является выявление механизма, который поставляет газ в самый центр галактики, в область гравитационного влияния массивной черной дыры. Общепринято, что бары могут приводить к сильным неосесимметричным движениям газа и обеспечивать "прокачку" газа через центр (рис. 1). В ближайших сейфертовских галактиках обнаружены мощные некруговые движения газа, излучающего в запрещенных линиях, что указывает на возможное наличие ударных волн.

Обсуждаются две противоположные точки зрения на АГЯ: 1) такие галактики представляют собой особый, довольно малочисленный тип галактик; 2) большинство галактик проходит довольно короткую активную фазу (обсуждение этих концепций см.: обзор Дибая [6]). В пользу второй концепции говорит тот факт, что в целом структура сейфертовских галактик (за исключением активного ядра) практи-

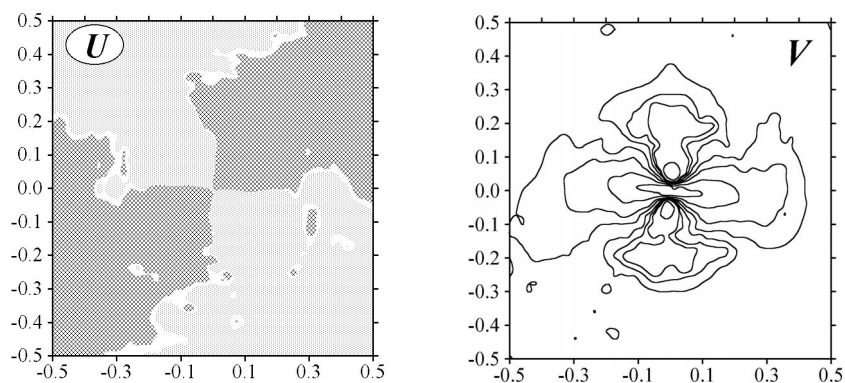


Рис. 3. Распределение компонент скорости вещества в области бара по результатам динамического моделирования: *a* — радиальная скорость U , разными оттенками серого показаны области, где $U > 0$ и $U < 0$; *b* — изолинии азимутальной скорости V

чески не отличается от структуры обычных плоских галактик и у большинства близких сейфертовских галактик обнаружен бар. В выборке из 48 невзаимодействующих сейфертовских галактик $79 \pm 7.5\%$ обнаружен бар, а доля SB-галактик с неактивными ядрами — $59 \pm 9\%$ [3].

Особенности кинематики звездного диска в области бара

В области бара движение звезд является существенно некруговым. Поле скоростей имеет характерную четырехсекторную структуру (рис. 2), которая существенно отличается от течения газовой компоненты. На рис. 3 для модели с отношением осей у бара 1 : 4 показаны изолинии радиальной компоненты скорости U (рис. 3,а) и азимутальной скорости V (рис. 3,б) в плоскости диска. Функция $V(x, y)$ имеет седлообразный вид. Кривая вращения $V(r)$ часто используется для определения закона распределения массы в галактике. Как видим, в области бара, такой подход неприменим, поскольку поле скоростей сильно неоднородно по азимутальному углу; имеется значительное радиальное движение, и оценки на основе баланса гравитационной и центробежной сил крайне неточны. Профили скорости вдоль большой и малой осей качественно различаются (рис. 4).

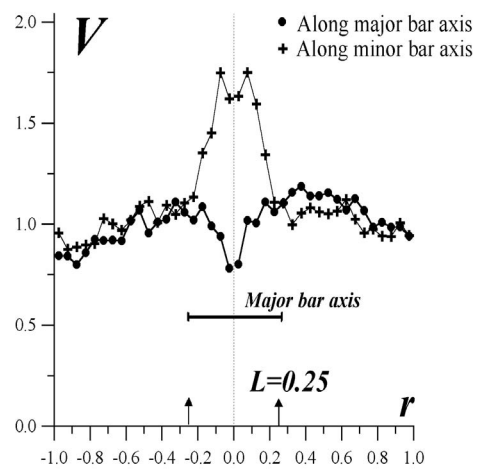


Рис. 4. Зависимость азимутальной компоненты скорости V от расстояния до центра вдоль большой и малой осей бара

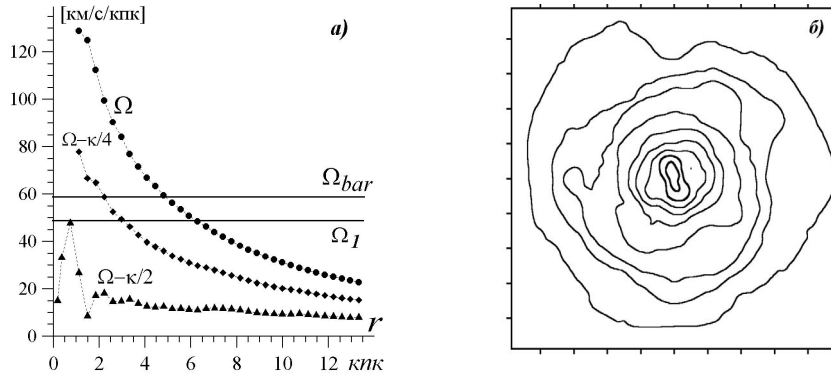


Рис. 5. *a* — Радиальные зависимости Ω , $\Omega^{(2)}$, $\Omega^{(4)}$ для NGC 936; *b* — изолинии поверхностной плотности в модели с кривой вращения, показанной на рис. 5, *a*. В центре находится бар промежуточного типа с угловой скоростью $\Omega_{bar} = \Omega_1$

Минибары

Во многих галактиках центральная часть выглядит как сложная система, состоящая из нескольких вложенных друг в друга компонент (бары, диски, кольца, двойные ядра). К их числу относятся так называемые "минибары" — большая полуось a_{bar} таких структур лежит в пределах нескольких сотен парсек. Примерами галактик с минибары являются NGC 4736 с $a_{bar} = 225$ пк [7], NGC 81 ($a_{bar} = 0.5$ кпк) [8], UGC 5600 [9].

Размеры бара связаны с угловой скоростью его вращения Ω_{bar} . На рис. 5, *a* на примере NGC 936 изображены радиальные зависимости угловой скорости вращения диска $\Omega(r)$ и частот $\Omega^{(m)}(r) = \Omega - \kappa/m$ ($m = 2, 4$, κ — эпициклическая частота). Имеются три типа баров, которые различаются угловой скоростью вращения и размерами [10]: 1) быстрые бары с $\Omega_{bar} > \Omega_1$, 2) медленные бары с $\Omega_{bar} < \Omega_1$, 3) промежуточные с $\Omega_{bar} \simeq \Omega_1$. Например, если бы скорость вращения бара в галактике NGC 936 составляла $\Omega_{bar} = 30$ км/с/кпк, то бар имел бы маленькие размеры — $a_{bar} \leq 0.5$ кпк. Из наблюдений $\Omega_{bar}^{obs} \simeq 60$ км/с/кпк [11], $a_{bar}^{obs} = 4.1$ кпк и бар является быстрым (см. рис. 5, *a*, [12]). В рамках динамических моделей удалось построить медленные бары [13] и бары промежуточного типа (рис. 5, *b*).

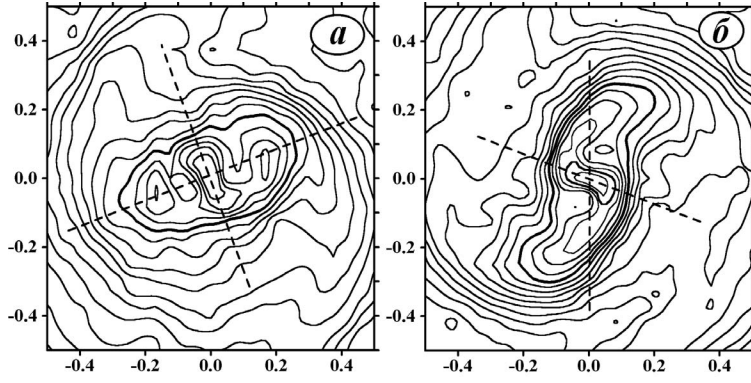


Рис. 6. Изолинии логарифма поверхностной плотности $\lg(\sigma)$ в модели с $M_h = M_d$, $M_b = 0.6M_d$, $b = 0.12L$ в два различных момента времени

Двойные бары

По-видимому, первым объектом, заподозренным в наличии двойного бара, стала галактика NGC 1291 [14]. Особый интерес к мелко-масштабным несимметричным структурам в центре дисков связан с изучением феномена ядерной галактической активности. Важной проблемой является выявление механизмов, обеспечивающих приток газа в самый центр к сверхмассивной черной дыре. Двойные бары могут поставлять газ в активное ядро (≤ 10 пк) [15]. Список кандидатов галактик с двойными барами включает более 70 объектов [16]. Почти во всех случаях основным аргументом наличия второго внутреннего бара являются фотометрические данные. Ключевой проблемой двойных баров является вопрос о динамической устойчивости такого рода систем.

Численное моделирование звездных дисков методом N -тел показывает, что при наличии достаточно массивного балджа при определенных начальных условиях возможно образование структуры типа "двойного бара" (рис. 6). Для формирования внешней центральной переемычки начальный диск должен быть не очень горячим, причем гало не должно быть очень массивным по сравнению с массой диска ($M_h \leq 2M_d$ внутри четырех радиальных шкал диска L), а шкала ядра балджа $a \simeq (1 - 3) \cdot L$.

На рис. 6,а имеется ярко выраженная структура типа двойного

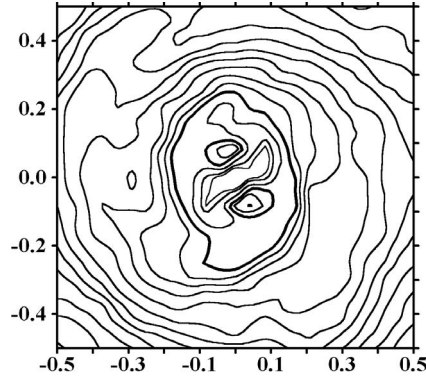


Рис. 7. Изолинии логарифма поверхностной плотности в момент начала формирования двойного бара

бара. В другой момент времени (см. рис. 6,б) наблюдается стадия распада, которая с учетом запыленности и недостаточного разрешения может быть принята за двойной бар с ориентацией осей в 70° . Возможны и более сложные структуры, когда в центральной области возникают лидирующие спиральные волны, а от концов внешнего бара отходят отстающие спирали (рис. 7).

Рассмотрим кинематику центральной области диска ($r \leq L$) на стадии двойного бара. На рис. 8 показаны распределения трех компонент дисперсии скоростей c_r , c_φ , c_z . Изолинии дисперсии радиальных скоростей c_r имеют овальную структуру (рис. 8,а), сонаправленную с большой осью внешнего бара. Величина c_r немонотонна вдоль осей внутреннего и внешнего баров. Однако эта характерная особенность не является признаком двойного бара, поскольку сохраняется после разрушения внутренней перемычки [12]. Распределение дисперсии азимутальных скоростей c_φ на стадии двойного бара сильнее отличается от случая одиночного бара (рис. 8,б). Дисперсия вертикальных скоростей c_z на стадии двойного бара очень сильно зависит от начальной толщины диска (последняя определяет развитие изгибной неустойчивости, которая накладывается на формирование баров и существенно усложняет эволюцию системы). В результате, внутренний бар может как отражаться на распределении c_z , так и не влиять на дисперсию вертикальных скоростей (рис. 8,в).

Важным свидетельством наличия внутреннего бара является по-

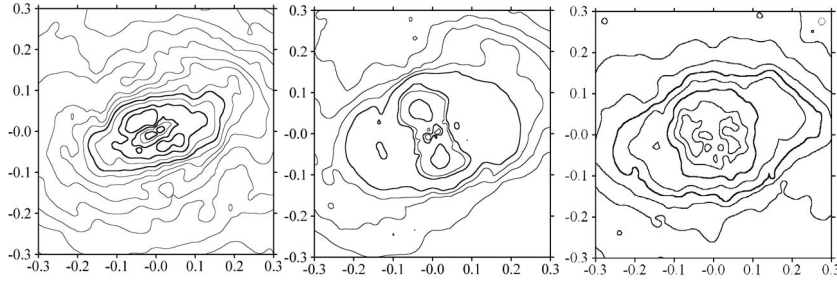


Рис. 8. Изолинии трех компонент дисперсии скоростей c_r , c_ϕ , c_z в области двойного бара

ле скоростей. На стадии двойного бара имеется вытянутость изолиний V вдоль внутреннего бара. Радиальная скорость U обнаруживает характерную четырехсекторную структуру как для внешнего бара, так и для внутреннего.

Вертикальные изгибы бара и изгибные неустойчивости

Вопрос о механизмах увеличения дисперсии случайных скоростей звезд c_z от 6 – 10 км/с у молодых звезд до значений $\sim 30 - 100$ км/с у старого населения остается одним из фундаментальных в физике галактик. Помимо механизмов вертикального нагрева, связанных с рассеянием звезд на гигантских молекулярных облаках и на спиральных волнах плотности, важной представляется возможность роста дисперсии c_z из-за изгибных возмущений в диске.

В рамках моделей N -тел рассматривались различные аспекты изгибов звездных галактических дисков. Важные результаты получены в моделях с учетом приливных взаимодействий [17]. Спутники рожают изгибы и утолщают диск, что согласуется с данными наблюдений изгибов у одиночных галактик и в группах [18]. Было показано формирование в центральной области диска с ребра ящикообразных структур [19].

При увеличении относительной массы гало вертикальная шкала диска z_0 уменьшается [20]. Этот эффект лежит в основе метода получения оценок относительных масс дисковой и сферической подсистем для галактик, наблюдаемых с ребра, посредством построения динамических моделей на границе устойчивости относительно изгибных возмущений.

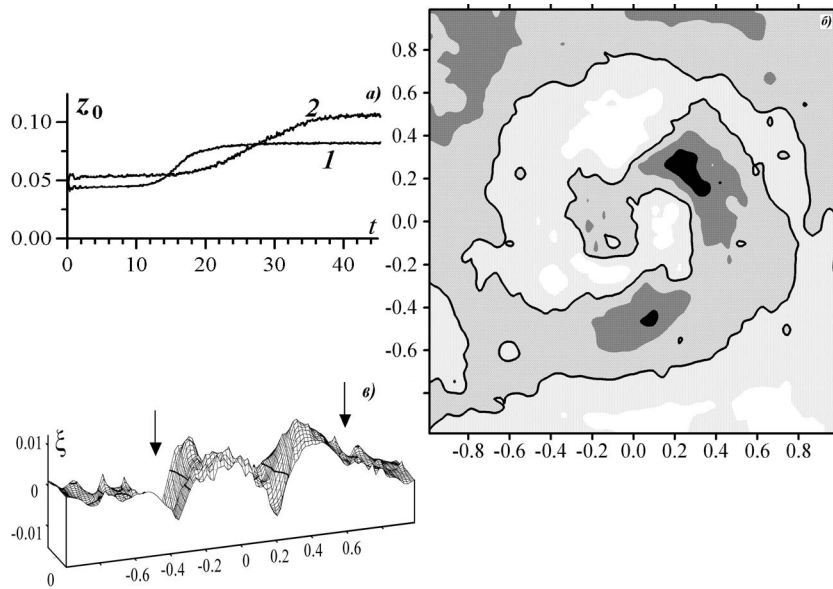


Рис. 9. а — Зависимость от времени вертикальной шкалы диска в области бара (1) и на периферии диска (2); б — вертикальное смещение центра тяжести диска ξ (сплошная линия $\xi = 0$); в — профиль вертикального смещения ξ

Возможность изгибной неустойчивости бара была показана в работе [21]. Вертикальные изгибы бара оказываются мощным механизмом утолщения всего диска. На рис. 9,а показано увеличение вертикальной шкалы диска со временем на различных расстояниях от центра. Вертикальная шкала бара меньше, чем в остальном диске. На изгиб бара накладываются спиральные изгибные моды с азимутальным числом $m = 1, 2$, изгибающие весь диск рис. 9,б. Вдоль большой оси бара, как правило, укладывается две длины изгибной волны рис. 9,в.

Lopsided-галактики

Отличительной чертой многих галактик поздних морфологических типов является смещение бара относительно фотометрического и/или кинематического центров диска. Классическим примером является Большое Магелланово Облако, у которого центры распределений яркости диска, планетарных туманностей, сверхгигантов,

HI и бара не совпадают. Кинематический центр диска смещен относительно бара в БМО примерно на $0.7 - 1.2$ кпк [22, 23]. Такая картина является достаточно распространенной у галактик позднего типа (NGC 55, 925, 1313, 4490, 4618, 4625, 4027, 1744 и др.). Причем если наблюдается двухрукавная спиральная структура, то она, как правило, несимметрична — одна ветвь заметно более развита по сравнению с другой. Смещение центра бара и центра внешних изофот во многих случаях составляет сотни парсек.

Формирование смещенных баров оказывается возможным при начальной асимметрии протогалактики с учетом особенностей последующей аккреции на диск. Причиной смещения бара может являться сильное приливное воздействие либо столкновение двух галактик с последующим слиянием. Другой возможностью является доминирование однорукавной спирали $m = 1$ в соответствии с механизмом swing amplification [24].

В работе [23] с помощью метода динамического моделирования на примере БМО показано, что формирование смещенных баров возможно в процессе развития гравитационной неустойчивости глобальной бар-моды в первоначально осесимметричной системе. В основе физического механизма смещения бара лежит нелинейная стадия совместного развития бар-моды и однорукавной гармоник с азимутальным числом $m = 1$. С увеличением массы и/или уменьшением шкалы балджа условия для смещения бара ухудшаются. Наиболее эффективно смещение бара происходит в случае маломассивного гало, пространственная шкала у которого существенно превосходит радиальную шкалу диска. На рис. 10 изображены результаты моделирования изолированного первоначально осесимметричного звездного диска, в котором формируется смещенный бар.

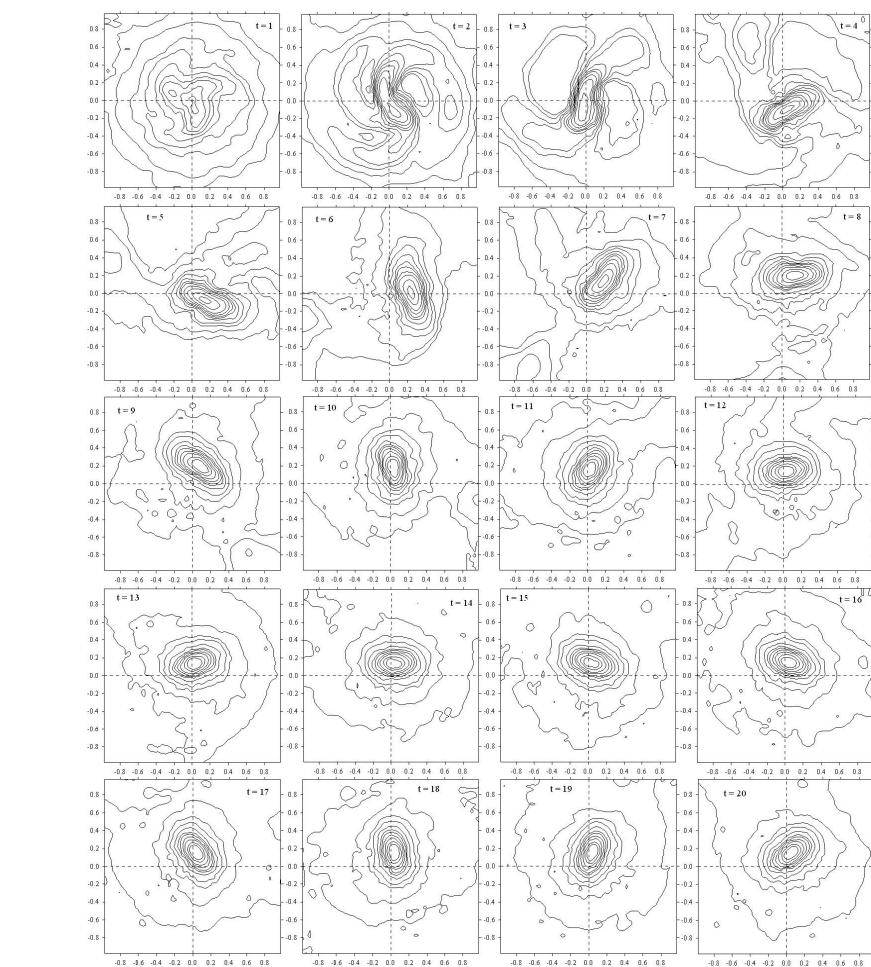


Рис. 10. Изолинии поверхностной плотности в модели без сферической подсистемы в разные моменты времени. Кинематический центр и центр тяжести всего диска находятся в центре координат (координатные оси изображены пунктирными линиями)

Разрушение баров в концентрированном балдже

Модели, включающие балдж с очень компактным и массивным ядром, демонстрируют разрушение бар-моды, которое обусловлено рассеянием частиц при пролете вблизи концентрированного ядра балджа [23]. Происходит медленная диссипация бара, механизм которой аналогичен действию массивной центральной черной дыры [25].

Бар в нашей Галактике

Центральная перемычка в нашей Галактике была "открыта" только в середине 90-х гг. прошлого века. Радиус бара по данным разных авторов лежит в пределах $r_{bar} = 2 - 4.5$ кпк, отношение полуосей бара в плоскости диска оценивается в $1.6 - 3$, угол между большой осью бара и направлением на Солнце составляет $\varphi_{bar} = 15 - 35^\circ$.

Наличие долгоживущего бара в Галактике приводит к ряду ограничений на распределение массы в различных подсистемах. В частности, центральный максимум на кривой вращения на радиусе $r \simeq 300$ пк, по-видимому, не может быть связан с очень концентрированным массивным ядром балджа. На рис. 11 показана модель Галактики с баром, которая наилучшим образом удовлетворяет совокупности наблюдательных данных.

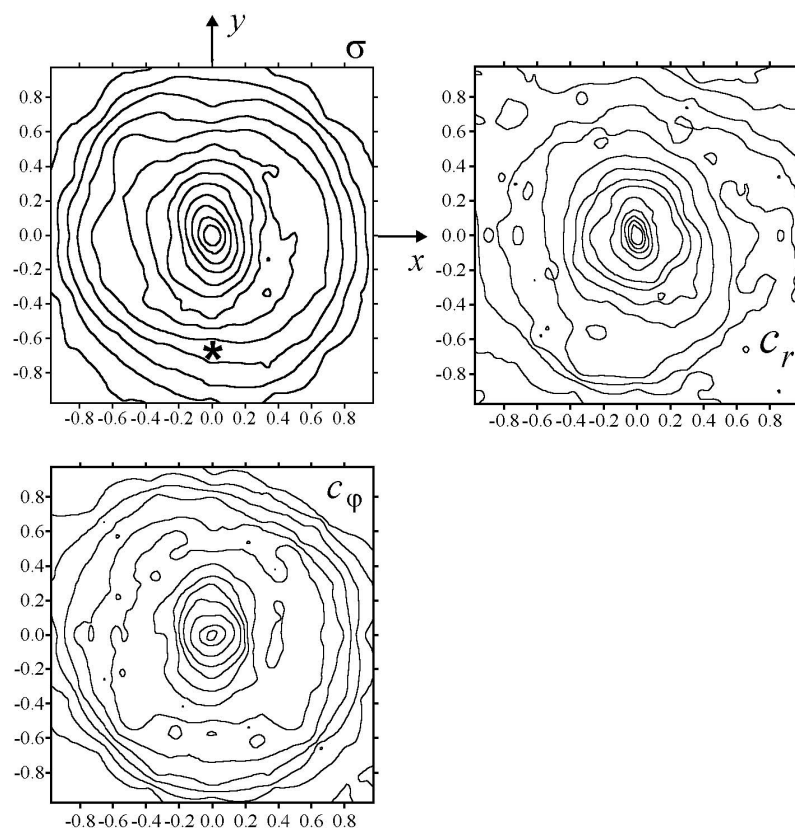


Рис. 11. Распределение в плоскости диска поверхностной плотности σ . Звездочкой отмечено положение Солнца. Угол между большой осью бара и прямой, проходящей через центр диска и окрестность Солнца, составляет $\varphi_{bar} = 20^\circ$. Показаны изолинии дисперсии азимутальных скоростей c_ϕ и дисперсии радиальных скоростей c_r .

Список литературы

1. *Рольфс К.* Лекции по теории волн плотности. М.: Мир. 1980.
2. *Emsellem E., Ferruit, P.* The Sombrero galaxy. III. Ionised gas and dust in the central 200 pc: a nuclear bar?// *Astron.Astrophys.* 2000. Vol. 357. P. 111.
3. *Knapen J. H., Shlosman I., Peletier R. F.* A subarcsecond resolution near-infrared study of Seyfert and "normal" galaxies: II. Morphology // *Ap.J.* 2000. Vol. 529. P. 93.
4. *Peletier R. F., Knapen J. H., Shlosman I., et al.* A Subarcsecond-Resolution Near-Infrared Study of Seyfert and "Normal" Galaxies. I. Imaging Data// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1999. Vol. 125. P. 363.
5. *Морозов А. Г., Хонерсков А. В.* Физика дисков. 1995. <http://www.astronet.ru:8101/db/msg/1169400>
6. *Дубай Э. А.* Нестационарные явления в галактиках// *ИИТ.* 1981. С. 67.
7. *Waller W. H. et al.*// *Astron.J.* 2001. Vol. 121. P. 1395.
8. *Kaufman M., Bash F. N., Crane P. C., et al.*// *Astron.J.* 1996. Vol. 112. P. 1021.
9. *Shalyapina L. V., Moiseev A. V., Yakovleva V. A.* // *PAZ.* 2002. Vol. 28. P. 505.
10. *Pasha I. I., Polyachenko V. L.*// *Montly Not. RAS.* 1994. Vol. 266. P. 92.
11. *Merrifield M. R., Kuijken K.*// *Montly Not. RAS.* 1995. Vol. 274. P. 933.
12. *Khoperskov A. V., Moiseev A. V., Chulanova E. A.* Dynamical modeling of SB galaxies// *Bull. Spec. Astrophys. Obs. of the Russian. AS.* 2001. Vol. 52. P. 135.
13. *Polyachenko V. L., Polyachenko E. V.* Formation of slow bars in early-type spiral galaxies// *Astron. Lett.* 1996. Vol. 22. P. 302.
14. *de Vaucouleurs G.* Southern galaxies. VII — The remarkable lenticular barred galaxy NGC 1291 // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1975. Vol.29. P.193.
15. *Shlosman I., Frank J., Begelman M. C.* Bars within bars — A mechanism for fuelling active galactic nuclei// *Nature.* 1989. Vol. 338. P. 45.

16. *Moiseev A. V.* Velocity dispersion of stars and gas motion in double-barred galaxies // Bull. SAO. 2001. Vol. 51. P. 140.
17. *Mayer L., Governato F., Colpi M., et al.* The metamorphosis of tidally stirred dwarf galaxies// Ap.J. 2001. Vol. 559. P. 754.
18. *Reshetnikov V., Battaner E., Combes F., et al.* Statistics of galaxy warps in the HDF North and South// Astron.Astrophys. 2002. Vol. 382. P. 513.
19. *Patsis P. A., Athanassoula E., Grosbol P., et al.* Edge-on boxy profiles in non-barred disc galaxies // Montly Not. RAS. 2002. Vol. 335. P. 1049.
20. *Засов А. В., Макаров Д. И., Михайлова Е. А.* Толщина тонких звездных дисков и масса темного гало // PAZ. 1991. Т. 17. С. 884.
21. *Raha N., Sellwood J. A., James R. A., et al.* A dynamical instability of bars in disk galaxies// Nature. 1991. Vol. 352. P. 411.
22. *Kim S., Staveley-Smith L., Dopita M.A., et al.*// Ap.J. 1998. Vol. 503. P. 674.
23. *Засов А. В., Хонерсков А. В.*// AR. 2001. Т. 79. С. 195.
24. *Athanassoula E.* Towards understanding galaxies at large redshifts// Eds. R. Kron, A. Renzini. Kluwer Academic. 1988. P. 111.
25. *Hasan H., Norman C.*// Ap.J. 1990. Vol. 361. P. 69.

ВСЕМИРНАЯ КОСМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ — ВАРИАНТ ВЫХОДА ИЗ КРИЗИСА ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ВНЕАТМОСФЕРНОЙ АСТРОНОМИИ В РОССИИ

Описан проект космической обсерватории для наблюдений в ультрафиолетовом участке спектра. Обсерватория хотя и использует телескоп апертурой 170 см т. е. более скромный, чем знаменитый Космический Телескоп Хаббла, будет существенно превосходить КТХ по ряду параметров. В то же время проект будет во многие десятки раз дешевле. Отдельное внимание уделено поиску новых подходов в организации сотрудничества по проекту с учетом реалий современной России.

A project of space observatory for observation in the ultraviolet spectral domain is described. The observatory is based on the telescope of 170 cm aperture, which is less than famous Hubble Space Telescope. Nevertheless the observatory is believed to be more efficient than HST and many ten times cheaper. Special attention is drawn to the search of new approaches in organization of collaboration in the project, taking into account situation in Russia.

Введение: несколько грустных слов о российских проектах в области внеатмосферной астрономии

На предыдущих школах я много рассказывал о преимуществах методов внеатмосферной астрономии и об огромных перспективах наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне различных астрономических объектов (желающие могут ознакомиться с наиболее интересными материалами в сборнике "Ультрафиолетовая астрономия" /Ред. Б. М. Шустов, Д. З. Вибе. М.:ГЕОС, 2001, стр. 220) Книга вручалась, в частности, наиболее отличившимся молодым астрономам — участникам школы. В этой лекции я, конечно, расскажу (отчасти кое-что повторив) о проекте космической обсерватории для

наблюдений в недоступном для земных инструментов ультрафиолетовом участке электромагнитного спектра — и о научных задачах, и о технических решениях. Но акцент будет сделан на мало обсуждавшихся на предыдущих школах реалиях научной жизни. А ведь эти реалии (главная из них — непрерывная борьба за выживание) важны для большинства научных проектов в современной России.

Потрясшие нашу страну политические и в еще большей степени экономические катаклизмы последних 10—12 лет отбросили нас за рамки великой научной державы. Количество институтов и исследователей сократилось не так уж сильно (хотя качественный состав, конечно, изменился в худшую сторону из-за старения кадров и утечки активных ученых за рубеж), а вот финансирование... В весьма приоритетной области космической науки — фундаментальных исследованиях — финансирование за этот период сократилось более чем в 15 раз! По другим направлениям ситуация не краше. А ведь великой космической державой может считаться только такая страна, которая проводит весомую программу научных исследований в космосе. В течение последних двух лет годовое финансирование развития исследований по внеатмосферной астрономии в России не превышало суммы в 300 млн руб. (т. е. в сотни раз меньше чем в США!). По мировым стандартам эта сумма достаточна лишь для создания одного, и то довольно скромного, прибора, но никак не обсерватории.

Естественно возникает вопрос: возможна ли вообще реализация сколь-нибудь крупного космического проекта собственно в России или в кооперации, где роль России была бы весомой? На примере обсуждения работы над проектом Всемирной Космической Обсерватории я пытаюсь показать, что все-таки надежда есть, и она опирается на развитие широкой кооперации и на отказ от устаревших представлений.

О проекте Всемирной Космической Обсерватории

Основные понятия

Всемирная Космическая Обсерватория (ВКО, WSO — World Space Observatory более полно — ВКО/УФ — WSO/UV), представляет собой проект крупной космической обсерватории для работы в недоступном для наблюдений с Земли ультрафиолетовом (УФ) участке спектра. По возможностям проект ВКО аналогичен американскому Космическому Телескопу им. Хаббла (КТХ). Необходимость такой

обсерватории в 1-й и 2-й декадах нового столетия представляется очень острой. КТХ чрезвычайно перегружен заявками от астрономов США (так называемый фактор давления, т. е. превышение количества достойных заявок над реализуемыми составляет примерно 8), а представителям других стран, даже европейских, выход на телескоп еще более затруднен.

Проект ВКО основан на новых организационных принципах. Главные тезисы заключаются в том, что, во-первых, человечество должно обеспечивать доступ к проведению на современном уровне научных исследований в космосе ученым всех стран, не ограничиваясь только развитыми странами, а во-вторых, существуют реальные предпосылки для создания космической обсерватории высокого научного уровня без огромных затрат, путем координированного использования уже существующих возможностей. Такой путь означает, что используются оборудование и инфраструктура, созданные или создаваемые, но по каким-то причинам не используемые по другим проектам, а также стандартные устройства. Проведение существенных новых технологических разработок не предусматривается. Предполагается также, что уровень затрат на системную интеграцию будет невелик и обсерватория будет в десятки раз дешевле вновь разрабатываемой.

История идеи

Идея Всемирной Космической Обсерватории была выдвинута инициативной международной группой астрономов во время конференции "Астрофизика в ультрафиолетовом диапазоне после IUE" (IUE, International Ultraviolet Explorer, — весьма успешный проект спектроскопической обсерватории для наблюдений в ультрафиолетовом (УФ) участке спектра, осуществленный ЕКА в 1980—1997 гг). Конференция была проведена ЕКА и НАСА в Севилье (Испания) в ноябре 1997 г. Председателем группы был избран представитель Европейского Космического Агентства (ЕКА) др. В. Вомстекер (Willem Wamsteker). На конференции в Китае в мае 2001 г группа была преобразована в Комитет по осуществлению проекта ВКО (WSO/UV Implementation Committee — WIC). В состав Комитета входят по одному представителю ЕКА: России (Б. М. Шустов — председатель), Германии, Франции, Великобритании, Италии, Израиля, Испании, Китая и Аргентины. В 2002 г. поступили заявки еще от трех стран. Пока Комитет также имеет статус инициативного. Главная задача

Комитета — координация усилий национальных групп по проведению фазы А проекта (научное обоснование, отбор инструментов, общий системный анализ). На заседании Комитета в сентябре 2001 г. в Мюнхене во время съезда Европейского астрономического общества начата работа по подготовке согласованного плана работ. В мае 2002 г. в Москве на совещании WIC была начата реальная работа по созданию эскизного проекта. Проводятся плодотворные международные технические совещания.

Обсерваторию предлагается собрать на базе телескопа T-170M, создаваемого в России в рамках проекта "Спектр-УФ". Важнейшим научным инструментом является Спектрограф Высокого Разрешения (отв. Германия). По существу, это комплекс из трех спектрографов (каналов). Он также изначально разрабатывался по проекту "Спектр-УФ". Для построения изображений в составе ВКО предусмотрены камеры поля (вероятный вариант основан на опыте разработки Израилем камеры TAUVEH по проекту "Спектр-РГ").

Обсерватория "Спектр-УФ" — одна из трех космических обсерваторий серии "Спектр" (кроме "Спектр-УФ" включающую обсерватории "Спектр-РГ" для наблюдений главным образом в рентгеновском диапазоне и "Спектр-Р" — космический радиоинтерферометр), которую предполагалось запустить в 90-е гг. Это был уникальный и амбициозный проект. Но то, что было по силам Советскому Союзу, оказалось совершенно нереальным для новой России. Отсутствие денег и ослабленность космической индустрии заставили перейти от планового подхода с жесткими графиками исполнения к борьбе за выживание. В принципе, рассуждая философски, и в этих обстоятельствах можно найти положительные элементы. Недостаток средств заставляет до предела мобилизовать все ресурсы и иногда способствует нахождению новых, более перспективных решений. Руководитель американского проекта FUSE (небольшой ультрафиолетовый телескоп для наблюдений в Лаймановском участке спектра 91—122 нм, запущенный в 1999 г.) Г. Зоннеборн рассказал, что когда НАСА сократило в середине 90-х финансирование проекта с 250 до 100 млн долларов, пришлось пересмотреть проект и реализовать его на два года раньше, чем изначально планировалось, причем потери научной эффективности составили всего 5%. Проекты серии "Спектр" в Советском Союзе планировалось запускать с помощью носителя тяжелого класса "Протон". Соответственно ограничения на выводимую на орбиту массу были не очень жесткими. "Протон" нынче столь дорог, что в качестве доступного средства выведения можно рассматри-

вать только носитель среднего класса. Соответственно необходимо минимизировать массу выводимой в космос обсерватории. Необходимо минимизировать и затраты. Как это ни грустно, повторю, что Россия сейчас не в состоянии осуществить ни один действительно серьезный проект в области внеатмосферной астрономии, опираясь в основном на свои силы. Нужно серьезное участие других стран. Лучший путь к достижению этого — развитие эффективной международной кооперации. Именно поэтому для России вариант WSO представляется разумным выходом.

Технические возможности

ВКО рассматривается как обсерватория для наблюдений в наиболее "богатом" для астрофизических исследований ультрафиолетовом участке спектра. Целью проекта является исследование астрономических объектов в диапазоне длин волн от 110 до 350 нм с использованием телескопа апертурой 170 см и фокальным отношением 10, что позволит решать следующие научные задачи астрофизики:

солнечная система: физико-химические свойства планетных атмосфер и комет;

планетология: поиск и исследование планетных систем у ближайших звезд, изучение процессов планетообразования;

звезды: физика атмосфер горячих звезд и хромосферная активность холодных звезд, явления аккреции в звездах, взрывные процессы;

межзвездное и околозвездное вещество: свойства пылевых частиц, фазовые переходы в межзвездной среде и детали процессов в области контакта горячей и холодной фаз, ударные волны в молекулярных облаках, химический состав межзвездного газа и пыли, потеря массы звездами;

галактики: природа активных галактических ядер, являющихся мощными источниками УФ-излучения;

космология: определение соотношений содержания легких элементов и их изотопов; свойств межгалактических газовых облаков;

Наиболее важными возможностями ВКО являются:

- рабочий диапазон длин волн 110—350 нм УФ, кроме того, есть возможность построения изображений в оптическом диапазоне (до 700 нм);
- спектроскопия с разрешающей силой R от 1000 до 56 000. В последнем варианте комплекса спектрографов каналу (спектро-

графу) с низкой дисперсией 1000 и длинной щелью уделено особое внимание, поскольку учтен успешный опыт эксплуатации спектрографа STIS на КТХ. Следует отметить, что длиннощельный спектрограф в составе ВКО будет в десятки(!) раз более эффективен, чем STIS.

- построение изображений с качеством около 0.1 угл.с. Предлагается шесть камер. Есть возможность наблюдать с максимальным разрешением (длиннофокусная мода $F = 126$ м) или с максимальной проникающей силой.

Разработки последних двух лет были направлены на сокращение массы полезной нагрузки. Сейчас в почти предельно "вылизанном" проекте она составляет 1570 кг (почти на тонну меньше, чем планировалось 10 лет назад!). Другая задача — найти приемлемый вариант платформы. Ранее планировавшаяся платформа массой 2.5 т совершенно не соответствует современным требованиям. Ее масса не должна превышать 700—800 кг. Наиболее часто обсуждается возможность использования одной из запасных платформ обсерваторий Европейского Космического Агентства или доработки одной из российских платформ. Несмотря на обилие проектов, пока что в России не существует рабочей платформы, удовлетворяющей высоким требованиям по точности наведения и стабилизации, предъявляемым для обсерваторий такого класса. Проработка этих вопросов идет на уровне обсуждений и исследования рынка.

Проводится предварительное рассмотрение различных вариантов обеспечения ракетой-носителем. Пока рассматриваются следующие возможности — поставка РН Китаем в качестве вклада, закупка РН у России. Один из перспективных вариантов — носитель "Союз 2-1Б".

ВКО предполагается запустить на удаленную от Земли орбиту в район Лагранжевой точки L2 (около 1.5 млн км от Земли в сторону от Солнца). Такая квазипериодическая гало-орбита имеет большое преимущество перед околоземной или даже перед высокоэллиптической орбитой: аппарат никогда не попадает в тень Земли или Луны и не пересекает радиационные пояса Земли, опасные для многих научных приборов. Конечно, для запуска в район L2 требуются несколько более высокие энергетические затраты.

Ожидаемый срок службы обсерватории — 10 лет. Оптимальный год запуска 2007—2008 гг.

Кто поддерживает

ВКО вызывает большую заинтересованность профессиональных астрономов многих странах. Более 200 астрономов состоят в национальных рабочих группах по реализации проекта WSO. В России представители крупных научных центров (ИНАСАН, САО, ГАИШ, ГАО, ИКИ и др.), а также представители промышленности входят в российскую рабочую группу (многие являются авторами статей в уже упоминавшемся сборнике "Ультрафиолетовая астрономия"). Проведенный в 2001 г. анализ показал, что более 70% российских астрономов высказали интерес к проекту и желание использовать обсерваторию для решения своих научных задач, так что эта обсерватория с полным правом может называться национальной.

Научная важность проекта и новые принципы, созвучные идеям ООН, обеспечили поддержку этого проекта на уровне ООН (см. документ ООН А/АС 105.723). Комитет ООН по мирному использованию внешнего космоса (COPUOS) организовал совместно с ЕКА широкое обсуждение проекта. Во время рабочих конференций ООН/ЕКА по фундаментальным космическим наукам в Иордании (1999), Франции (2000) главным вопросом было обсуждение научных перспектив обсерватории, технических вопросов, а также организационных аспектов создания ВКО. На конференции, организованной по инициативе Китая в Пекине в мае 2001 г., были продвинуты многие концептуальные аспекты проекта обсерватории. В решениях (рекомендациях) Конференции UNISPACE III (Третья Конференция ООН по Исследованию и Мирному Использованию Внешнего Космоса), состоявшейся в Вене в июле 1999 г, идея создания обсерватории получила одобрение представителей правительств стран мира.

В развитие решений конференции в Испании и Иордании в 1999 г. ЕКА провело системный анализ проекта средствами Отдела Конкурентного Проектирования (ESA Concurrent Design Facility). В результирующем документе (WSO/UV Assessment Study, 2000, ESA CDF-05 (A)) подтверждена высокая научная ценность обсерватории и ее реализуемость и уточнены многие технические вопросы. В 2000 г. системный анализ проекта был проведен в США по собственной инициативе группой Команда X Продвинутого Проектирования Лаборатории Реактивного Движения (Advanced Project Design Team X of JPL). Заключение группы также было положительным.

Руководство Росавиакосмоса неоднократно высказывало заинтересованность в развитии международного сотрудничества по проек-

ту "Спектр-УФ" и рассматривает вариант WSO/UV как реальную возможность найти вариант решения задачи создания УФ обсерватории.

Пока что организация финансирования проекта на стадии окончательно интегрирования на документальном уровне не обсуждалась. Признается лишь, что ключевую роль в этом вопросе может играть Росавиакосмос или ЕКА.

Перспективы и трудности

Ясно, что миссия, подобная WSO/UV, может быть успешно осуществлена лишь при активном участии тех организаций, которые имеют необходимый опыт для полной интеграции таких миссий. Наиболее подходящие возможности имеет ЕКА.

Главная трудность — осторожный подход ЕКА к проектам с участием России. Это отношение нужно преодолевать, так что участие России в совместном проекте помогло бы интеграции России в европейские процессы. Россия, если она будет участвовать в этом проекте, будет играть важную роль, так как она вносит очень весомый вклад — основной научный инструмент — телескоп.

Сейчас ключевая задача — выявить интерес национальных космических агентств к проекту. Комитетом WIC предлагается выяснить заинтересованность национальных космических агентств к обсуждению проекта и в случае положительного отношения выразить интерес к дальнейшему рассмотрению на уровне писем от национальных агентств в ЕКА. Заинтересованность в виде письменного обращения из DLR в ЕКА уже высказала Германия. Более того, Германия в инициативном порядке уже финансирует свои работы по ВКО — создание версии спектрографа высокого разрешения. По сведениям WIC подготовлены и в ближайшее время будут направлены письма из ряда стран (Великобритания, Италия, Индия, Австралия, ЮАР, Китай).

Очень важно отметить, что имеющийся российский задел и опыт работы по проекту "Спектр-УФ" могут быть эффективно реализованы в рамках проекта WSO/UV. С другой стороны, работа по проекту WSO/UV уже помогла найти более простые, надежные и экономичные технические решения. И главное, ВКО предоставляет реальную возможность для России даже при существующем весьма низком уровне внутреннего финансирования стать серьезным партнером в очень важном и вполне реальном проекте.

Что-то вроде заключения

Понимая все сложности российской жизни, я все же приглашаю молодежь поработать в проекте. Полный и скорый успех гарантировать невозможно, но работа ждет важная и интересная.

Работа поддержана грантом Президента РФ 00-15-96722.

Б. М. Шустов

Институт астрономии РАН

ОТ 20 ДО 0: ИСТОРИЯ МЛЕЧНОГО ПУТИ

В обзорной лекции описаны современные представления об образовании и эволюции галактик. Естественно, основное внимание уделено нашей Галактике. После краткого анализа современных космологических моделей Вселенной и вывода о предпочтительности модели холодного темного вещества (CDM) рассмотрены численные модели процесса роста флуктуаций плотности CDM и гравитационно контролируемый этими флуктуациями процесс формирования барионных уплотнений (протогалактик и первых звезд). Формирование протогалактик относят к $z \simeq 20$. Дальнейшая эволюция рассмотрена более детально. Выделены основные критические моменты в теории галактической эволюции и кратко рассмотрены наиболее вероятные гипотезы. Акцент сделан на перспективные задачи.

In this review lecture a modern picture of the formation and evolution of galaxies is presented. Most attention is drawn to our Galaxy. After brief introduction of cosmological models and definite conclusion about general acceptability of Cold Dark Matter (CDM) model some numerical models of CDM clustering and gravitationally controlled baryonic density fluctuation growth are considered. This process is believed to result in formation of protogalaxies and first stars at $z \simeq 20$. The subsequent evolution is considered in more details. Most important (critical) issues of the theory of galactic evolution and most popular hypotheses are reviewed. List of promising tasks is proposed.

План лекции

1. Догалактическая эпоха: Вселенная после рекомбинации водорода.

1.1. Схема эволюции Вселенной от Большого Взрыва до наших дней.

1.2. Основные параметры Вселенной.

1.3. Доминирование CDM-моделей.

1.4. Кластеризация вещества: рост флуктуаций.

2. Протогалактики и ранние стадии галактической эволюции.

2.1. Первые звезды или первые галактики: что было вначале?

2.2. Из чего и как образовались галактики?

2.3. Морфологическая классификация: имеет ли она эволюционный смысл (или что явилось причиной разделения галактик на дисковые, эллиптические и irregулярные?)

2.4. На каких z образовались галактики, подобные Млечному Пути?

2.4. Химические превращения на ранних стадиях: их роль в общей эволюции Галактики.

3. Наша Галактика: что мы знаем о ее прошлом?

3.1. Общие сведения о Галактике.

3.2. Формирование нашей Галактики: есть ли следы в этого процесса в самой Галактике?

3.3. Слияние и захват (merging).

3.4. Образование толстого и тонкого диска.

3.5. Образование балджа.

3.6. История звездообразования и химическая эволюция Галактики.

3.7. Последовательный, параллельный, стохастический и двухсобытийный подход.

4. Перспективные задачи исследований галактической эволюции.

4.1. О развитии методов исследований.

4.2. Создание картины химико-динамической эволюции Галактики не завершено!

4.3. Проблема перемешивания в диске.

4.4. Взаимодействие галактик и межгалактической среды.

4.5. Проблема перемешивания в межгалактической среде.

4.6. Welcome!

Работа поддержана грантом Президента РФ 00-15-96722.

ОБОГАЩЕНИЕ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА МЕТАЛЛАМИ

В обзоре обсуждаются механизмы обмена веществом между галактиками и межгалактической средой, перемешивания вещества в межгалактической среде на масштабах порядка 1 Мpc. Приводятся аргументы в пользу того, что наблюдения тяжелых элементов на больших красных смещениях ($z \sim 3$) в областях низкой плотности (космических пустотах) свидетельствуют о доминирующей роли турбулентных движений и/или радиационного давления в транспорте и перемешивании металлов. Утверждается, что если перенос осуществляется в основном гидродинамическими движениями (ударные волны, галактический ветер), то пространственное распределение металлов во Вселенной должно быть крайне неоднородным.

Введение

Хорошо известно, что первичное вещество содержало только наиболее легкие химические элементы, не тяжелее лития. Возникновение тяжелых элементов во Вселенной связано со звездным нуклеосинтезом, и поэтому их присутствие в межгалактическом газе может соответствовать только постгалактическим стадиям эволюции. Наблюдения спектров поглощения удаленных квазаров, выполненные в последнее десятилетие, убедительно продемонстрировали наличие тяжелых элементов во Вселенной на достаточно ранних стадиях ее эволюции, когда ее возраст составлял всего несколько процентов от современного (вплоть до красных смещений $z \sim 5$). Существенно при этом, что тяжелые элементы (в дальнейшем будем говорить также — металлы) присутствуют как в достаточно плотных газовых конденсациях (соответствующих по современным представлениям ранним галактикам) с большой концентрацией водорода на луче зрения ($N > 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ — так называемые Ly α -системы с насыщенными линиями), так и в областях низкой плотности ($N < 10^{17}$

cm^{-2} — $\text{Ly}\alpha$ лес) [1]. Линии поглощения $\text{Ly}\alpha$ леса с наиболее низкими лучевыми концентрациями соответствуют, как принято в последнее время, областям истинно межгалактического газа — пустотам в распределении галактик и их скоплений. Уже самые ранние отождествления линий поглощения металлов в межгалактической среде показали, что в межгалактической среде присутствует значительное количество тяжелых элементов: примерно половина систем $\text{Ly}\alpha$ леса с $N \geq 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ и практически 100% систем с $N \geq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ имеют поглощение в линии CIV $\lambda 1548, \lambda 1550$ [2–4], красные смещения, соответствующие этим поглощениям, близки к 3. Совсем недавно было отождествлено поглощение в CIV на красных смещениях $z = 5.5$ с оцененной относительной концентрацией $10^{-2.5} - 10^{-3}$ от солнечного значения [5]. Вполне очевидно, что источником металлов в межгалактическом газе являются достаточно глубоко проэволюционировавшие галактики. Однако загадкой остается вопрос о том, как металлы, произведенные звездным нуклеосинтезом в галактиках, смогли быть оттуда выброшены и распределены на таких протяженных масштабах. Действительно, характерный размер космических пустот (областей, заполненных преимущественно газом) составляет около 1 Мpc, поэтому для того, чтобы обогащенное металлами вещество, выбрасываемое из галактик, сосредоточенное преимущественно в стенках, смогло заполнить область с таким размером за космологическое время $t \sim 10^9$ лет (при $z \sim 3$), средняя скорость переноса такого вещества должна составлять около 1000 km s^{-1} . Если же учесть, что при расширении сферической ударной волны ее скорость уменьшается (в адиабатическом случае) как $R^{-3/2}$, то на галактических ($\sim 10 - 100 \text{ kpc}$) масштабах требуется скорость расширения обогащенной оболочки $\sim 3 \times 10^4 - 10^5 \text{ km s}^{-1}$, что представляется маловероятным. Наблюдения локального ($z \sim 0$) $\text{Ly}\alpha$ леса [6] показывают, что за большее космологическое время $t \sim 10^{10}$ лет металлы успевают перемешаться в объеме размером лишь 150–200 kpc от материнской галактики.

Выброс вещества из галактик ударными волнами от сверхновых

В настоящее время отсутствует теоретическое понимание процессов, ответственных за обогащение межгалактической среды тяжелыми элементами. Распространенное представление о том, что основную роль играет выброс вещества из галактик ударными волнами

от сверхновых, основано на существенных упрощениях и не подтверждается численными расчетами. По-видимому, лишь в карликовых галактиках вспышки сверхновых являются достаточно эффективными с точки зрения выброса массы (обогащенной тяжелыми элементами) в межгалактическую среду. Однако в любом случае выход ударных волн из галактик существенно ослаблен давлением межзвездного газа в самой галактике, а также давлением окружающего межгалактического газа (особенно на больших красных смещениях) [7–11]. Для массивных галактик наиболее существенным фактором, подавляющим эффективность выброса вещества ударными волнами от сверхновых, оказывается некогерентность их вспышек [12]. В самом деле, известно, что сверхновые типа II взрываются в ОВ-ассоциациях коллективно (т. е. в высокой степени синхронизованно). Очевидно, что лишь те из таких коллективных вспышек, суммарная мощность (механическая светимость) которых превышает некоторое критическое значение, способны привести к прорыву слоя межзвездного газа и выбросу вещества в межгалактическую среду [13–15]. Предполагая для галактик функцию светимости ОВ-ассоциаций степенного вида

$$\phi(N) = \frac{d\mathcal{N}_{OB}}{dN} = aN^{-\beta}, \quad (1)$$

где β для нашей Галактики составляет $\beta \simeq 2$ [16], $\mathcal{N}_{OB}$ — число ОВ ассоциаций, содержащих N ОВ звезд, мы можем найти для механической светимости галактики в целом оценку [12]

$$L_t = \int_{N_m}^{N_M} L_{OB}(N) \phi(N) dN = a \frac{\epsilon_0}{T_{OB}} \ln \frac{N_M}{N_m}, \quad (2)$$

где $N_m = 1$ — минимальное число сверхновых в ассоциации; N_M — его максимально возможное (для галактики данной массы) число; здесь принято, что механическая светимость ассоциации равна $L_{OB} = N\epsilon_0/T_{OB}$, где $\epsilon_0 = 10^{51}$ erg — энергия взрыва одной сверхновой; T_{OB} — время жизни звезды-предшественницы сверхновой с минимальной массой ($8 M_\odot$). Таким образом, условие, что механическая светимость галактики превышает некоторое критическое значение L_c , необходимое для того, чтобы выброс вещества был возможен, записывается в виде

$$L_b(> L_c) = a \frac{\epsilon_0}{T_{OB}} \ln \frac{N_M}{N_c}, \quad (3)$$

где $N_c = L_c T_{OB} / \epsilon_0$ — число сверхновых в ассоциации с мощностью, большей критического значения L_c . Отсюда можно найти долю механической энергии, которая идет на выброс вещества из галактики:

$$\delta_b = \frac{\ln(N_M/N_c)}{\ln(N_M/N_m)} \leq 1. \quad (4)$$

Очевидно, что N_M и δ_b являются случайными числами, зависящими от массы галактики. Для того чтобы определить зависимость этих величин от массы галактики, в [12] было произведено моделирование методом Монте Карло и получено следующее аппроксимационное выражение для δ_b :

$$\begin{aligned} \delta_b(N_t) &= 1 \quad \text{for } N_t < 100, \\ \delta_b(N_t) &= 1.76 + 0.165 \ln(N_t^{-1}) \quad \text{for } N_t > 100, \end{aligned} \quad (5)$$

где N_t — полное число сверхновых, вспыхнувшее в галактике за время жизни ОВ-ассоциации T_{OB} . Легко показать (см. [12]), что N_t связано со скоростью звездообразования соотношением $\dot{M}_* \simeq 5 \times 10^{-6} N_t M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Из выражения (5) видно, что для маломассивных галактик вспышки одной сверхновой может оказаться достаточно, чтобы привести к выбросу вещества. Для галактик большой массы δ_b уменьшается из-за того, что отдельной сверхновой оказывается недостаточно для выброса, а ОВ-ассоциации эволюционируют некогерентно; при определенном значении N_t δ_b обращается в ноль.

Влияние давления межгалактического газа на динамику газа, выброшенного за пределы галактики, может быть описано простым сравнением динамического давления выброса с давлением межгалактического газа, что приводит к выражению для максимального радиуса ударной волны [12]

$$R_e = \sqrt{\frac{\dot{M}_e v_e}{4\pi P_{igm}}}, \quad (6)$$

где $\dot{M}_e$ — скорость потери массы галактикой; v_e — скорость потока вещества, связанного с выбросом; P_{igm} — давление окружающего межгалактического газа. Если учесть, что скорость потери массы галактикой составляет около 10% ее скорости звездообразования [17], то мы придем к зависимости максимального радиуса области, занимаемой веществом, выброшенным из галактики, пока-

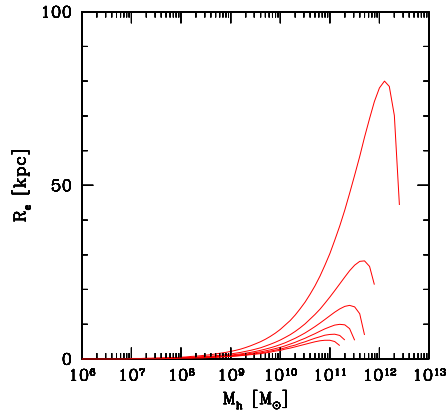


Рис. 1. Зависимость радиуса сферы, которую способна поддерживать галактика динамическим давлением галактического ветра от массы галактики для различных значений красного смещения: $z = 1, 2, 3, 4, 5$ сверху вниз соответственно; по горизонтальной оси отложена полная масса гало темной материи M_h , масса барионной части галактики равна $M_g = \Omega_b M_h$ [12]

занной на рис. 1. Здесь мы приняли для скорости звездообразования $\dot{M}_* = \delta_b L_t / \epsilon_0 \nu$, где ν — частота вспышек сверхновых в расчете на единицу массы, для начальной функции масс Солпитера $\nu = (56 M_\odot)^{-1}$; для давления межгалактического газа мы принимали $P_{igm} = R \rho_{igm} T_{igm} / \mu$, где $\rho_{igm}, T_{igm} = 2 \times 10^4$ К — плотность и температура межгалактического газа, численное значение для температуры следует из модели его фотонагрева после образования первых звезд во Вселенной.

Как видно из рис. 1, с увеличением красного смещения и связанным с этим увеличением плотности межгалактического газа размер области, которую может занимать выброшенный из галактик (следовательно, обогащенный металлами) газ, резко уменьшается. Легко понять, таким образом, что произведенные в галактиках металлы будут локализованы в достаточно малой окрестности материнских галактик, фактор заполнения таких областей (рис. 2) и вероятность обнаружения линий поглощения металлов будут достаточно малы.

Отсюда следует необходимость существования достаточно эффективных механизмов перемешивания газа, способных за космологическое время охватывать области, сравнимые с космическими пустотами.

В работе [18] было показано, что приливные взаимодействия галактик могут приводить к заметному увеличению объема области, содержащей обогащенное металлами вещество. Дальнейшее развитие этой идеи в работе [12] включает в качестве основного элемента множественные приливные взаимодействия. Можно показать, что в рамках стандартной космологической модели с холодной темной материей (CDM) средняя плотность галактик достаточно высока, чтобы характерное время между приливными взаимодействиями галактик с минимальным сближением менее 10 крс оказалось заметно меньше хаббловского времени [12]. Это означает, что каждая галактика может испытывать по крайней мере одно такое взаимодействие. Результатом этого являться дисперсия первоначальной квазисферической области, занятой обогащенным газом, качественно напоминающая диффузию.

Расчет такого квазидиффузионного процесса, проведенный в [12], показывает, что объемный фактор заполнения диффузионных областей увеличивается со временем значительно быстрее, чем фактор заполнения сфер, связанных с простыми выбросами газа ударными волнами (рис. 2), и при $z \sim 1$ достигает перколяционного предела $f_v \simeq 0.16$, когда диффузионные области вокруг разных галактик начинают перекрываться. Это не означает, однако, что распределение металлов становится однородным, поскольку различные диффузионные области, относящиеся к разным галактикам, отличаются друг от друга металличностью. Таким образом, существенным результатом [12] является предсказание крайне неоднородного пространственного распределения металлов в межгалактической среде; например, при $z \sim 1$ металличность (в единицах солнечной) варьируется от $Z = 2 \times 10^{-2}$ до $Z = 0.3$ при среднем значении $Z = 0.1$.

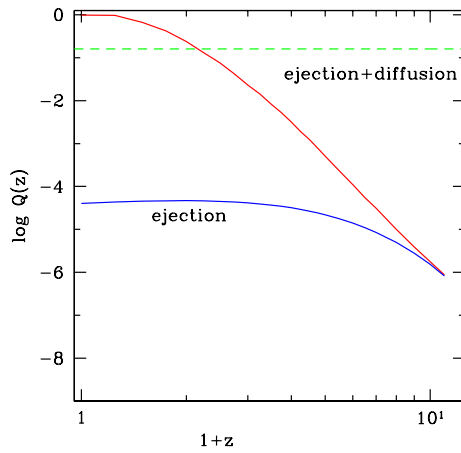


Рис. 2. Объемный фактор заполнения сфер, содержащих обогащенное металлами вещество в стандартной космологической модели с холодной темной материей: нижняя кривая соответствует сферам, производимым только галактическим звездным ветром, верхняя кривая описывает диффузионные сферы, образованные множественными приливными взаимодействиями, пунктирная прямая показывает критическое значение объемного фактора заполнения, при котором наступает перекрывание диффузионных сфер, относящихся к разным материнским галактикам [12]

На более ранних стадиях, $z \sim 3$, металличность варьируется в еще больших пределах — от $Z = 10^{-2}$ до $Z = 1$. При этом значительная доля объема межгалактической среды имеет все еще первичный химический состав. Таким образом, предсказываемое минимальное значение металличности при $z = 3$ оказывается больше наблюдаемого.

Следует, однако, отметить, при использовании стековой техники — накоплении сигнала вдоль различных направлений — измеряется, по существу, усредненная по небесной сфере металличность, т. е. величина $\langle ZP \rangle$ для каждого значения красного смещения, где $P(z)$ — поверхностный фактор диффузионных областей (доля небесной сферы, покрываемая диффузионными областями при данном красном смещении). В расчетах [12] поверхностный фактор заполнения на небесной сфере $P(z)$ диффузионных областей остается всегда существенно меньше единицы, поэтому результирующее значение $\langle ZP \rangle$ оказывается меньше усредненной по объему металличности и при $z = 3$ составляет $\langle ZP \rangle \sim 10^{-2.5}$. Слабым местом модели [12] является то, что основная часть галактик, в том числе и карликовых, которые вносят наиболее значительный вклад как в выброс массы в окружающее пространство, так и в диффузионное перемешивание, обусловленное приливными взаимодействиями, сосредоточена главным образом в стенках космических пустот, поэтому сам процесс диффузии не будет, по-видимому, проникать глубоко в область пустот. Более уверенные выводы могут быть сделаны только на основе детального численного исследования в рамках этой модели. Отмеченная во введении проблема, таким образом, не снимается полностью.

В работе [19] было предложено, что обогащение межгалактического вещества металлами осуществляется взрывными выбросами из достаточно массивных галактик (с полной, включая небарионную, массой $M_h \geq 10^8 M_\odot$) при $z = 9$. Существенным, однако, является предположение о весьма высокой доле холодных барионов, способных превращаться в звезды ($f_b \sim 1$), а также о высокой эффективности звездообразования (до 50%), что, на наш взгляд, чрезмерно завышает энергетику ранних галактик и их способность выбрасывать газ в окружающую среду.

Выполненное недавно численное моделирование процесса обогащения и перемешивания тяжелых элементов на больших масштабах ($\gg 1$ Мpc), охватывающих и области низкой плотности (т. е. космические пустоты с контрастом плотности $\rho/\langle\rho\rangle < 3$) показывает

способность галактического ветра и давления излучения от галактик достаточно эффективно перемешивать металлы [20, 21]. Следует, однако, отметить, что пространственное разрешение в этих моделях соответствует 130^3 SPH частицам в объеме $(17 \text{ Мpc})^3$ и составляет всего $17 \text{ Мpc}/130 = 0.13 \text{ Мpc}$, что превышает размер области, которую способны заполнить тяжелые элементы, выбрасываемые из галактик вспышками сверхновых. Существенно также, что в численном моделировании [20, 21] в качестве начального условия предполагается, что металлы уже заполняют область с размером порядка 0.5 Мpc . Таким образом, в этих моделях теряются все детали процессов на “микроскопическом” уровне, которые, как следует из сказанного выше, и определяют всю динамику обогащения и перемешивания. Кроме того, мощность галактического ветра, предполагаемая в [20], является, по-видимому, завышенной.

Достаточно очевидным является то обстоятельство, что если перенос металлов в межгалактической среде осуществляется главным образом гидродинамическими движениями, связанными с коллективными вспышками сверхновых в галактиках и, возможно, последующими приливными взаимодействиями, то в любой модели перемешивания их пространственное распределение в межгалактической среде должно быть весьма неоднородным. Действительно, средняя металличность в объеме V_Z , занимаемом обогащенным веществом, равна $[Z] = M_Z/(Z_\odot V_Z)$, где V_Z может быть определен как $V_Z = 4\pi R_e^3/3$ с R_e из (6). Если предположить, что $M_Z \propto \dot{M}_e \tau$, где τ — длительность стадии, в течение которой галактика выбрасывает вещество в межгалактическое пространство, а также учесть, что $v_e \propto \sqrt{M_g/r_g}$ [10] (M_g, r_g — масса и радиус галактики) и $\dot{M}_e \propto M$ [12], то отсюда легко найти $[Z] \propto \tau/M_g$. Если же учесть возможность увеличения объема V_Z за счет приливных взаимодействий, являющихся для каждой данной галактики случайным фактором, то легко понять, что разные галактики будут окружены зоной, обогащенной тяжелыми элементами с различной металличностью. Это хорошо видно из результатов модели, предложенной в [12] (рис. 3). Гомогенизация таких зон требует, как отмечалось выше, сильных (сверхзвуковых) движений, охватывающих масштабы порядка космических пустот.

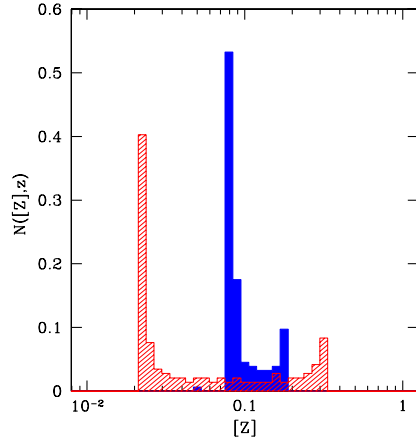


Рис. 3. Гистограмма распределения металличности межгалактического газа (нормированная на единицу) в модели турбулентного приливного перемешивания для двух значений красного смещения: $z = 1$ — заштрихованная область и $z = 0$ — сплошная гистограмма; металличность указана в солнечных единицах, пики с низкой металличностью связаны с более массивными галактиками, в то время как более металличные (и менее распространенные) области соответствуют галактикам малой массы. Минимум в области промежуточных масс объясняется тем, что величина $N([Z], z)$ пропорциональна произведению функции светимости галактик (убывающей в область увеличения массы) и эффективности взрывного выброса вещества из галактик (имеющей резкий максимум в области масс гало $M_h \sim 10^{11} M_\odot$) [12]

Выброс и перемешивание металлов давлением излучения

Легко видеть, что для типичного значения потока энергии межзвездного поля излучения, $J \sim 5 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, поток импульса, переносимый квантами (и передаваемый веществу при рассеяниях на частицах пыли), лишь немногим меньше потока импульса, связанного с ударными волнами от сверхновых. Это может означать, что давление излучения может оказывать существенное влияние на динамику межзвездного газа, и в частности, вполне может быть ответственно за выброс его из галактики. Впервые идея о том, что давление излучения способно поддерживать газ в гало Галактики высказана в работе [22]. В работе [23] было показано, что давление межзвездного поля излучения в состоянии ускорять пылинки до высоких скоростей и выбрасывать их далеко за пределы Галактики, в межгалактическое пространство, где пылинки, разрушаясь, могут поставлять металлы в межгалактическую среду. Эти расчеты были выполнены, однако, в предположении о пренебрежимо слабом влиянии галактического магнитного поля на динамику пылевых частиц.

Можно показать, что типичное значение циклотронного радиуса для пылевой частицы в межзвездной среде составляет всего $R_G \sim 0.03 \text{ pc}$, и, таким образом, пылевые частицы фактически "приклеены" к магнитным силовым линиям [24]. Поэтому они могут двигаться в вертикальном направлении только в том случае, если магнитное поле имеет существенную вертикальную компоненту.

В настоящее время существуют указания на то, что в некоторых галактиках (видимых с ребра) существуют магнитные петли, выходящие в галактическое гало далеко от плоскости галактики. Природа таких петель может быть связана с развитием крупномасштабной неустойчивости Паркера в стратифицированных замагниченных газовых дисках. Как показано в [25], вспышки даже одной сверхновой может оказаться достаточно, чтобы инициировать неустойчивость Паркера с формированием магнитных петель, выходящих далеко за пределы диска, вплоть до $z \sim 4 - 5 \text{ kpc}$. Более того, результаты расчетов показывают, что инфляционный рост петли в вертикальном направлении продолжается, и в принципе петля может расти до таких расстояний, где она смыкается уже с локальной межгалактической средой, формально замыкается на бесконечности. В таких условиях выполняются предположения работы [23], и поэтому если доля поверхности галактического диска, занимаемой выходящими

в межгалактическое пространство магнитными полями, достаточно велика (около 0.1), то потери массы пыли галактикой могут быть значительны. При выходе в межгалактическую среду с плотностью газа $n \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ типичная пылинка с радиусом 0.1 мкм , и плотностью вещества $\rho_d \sim 3 \text{ г см}^{-3}$ имеет длину свободного пробега по отношению к столкновениям с атомом или ионом межгалактической среды $\ell \sim 10^{13} \text{ см}$, а среднюю длину торможения $L \sim 10^{24} \text{ см}$. Реальная длина торможения пылевой частицы, по-видимому, меньше этой величины из-за того, что при движении в межгалактической среде и столкновениях с частицами газа, а также под действием внешнего поля излучения пылинки теряет свою массу и тормозится эффективнее, на масштабах $\sim (1 - 3) \times 10^{23} \text{ см}$ [23] — все еще меньших размеров космических пустот. Нельзя исключить, однако, и того, что даже в этом случае локальное магнитное поле вблизи материнских галактик может быть достаточно велико и сильно запутанно, в результате чего пылинки будут удерживаться в сравнительно тонком слое стенок крупномасштабной структуры и не смогут попадать в межгалактическую среду космических пустот. Это требует дополнительного исследования.

Обсуждение и выводы

Распространенное представление о том, что тяжелые элементы выбрасываются из галактик в межгалактическую среду ударными волнами от сверхновых сталкивается с трудностями — объем области, которая может быть обогащена металлами, весьма ограничен (так что фактор заполнения таких областей остается всегда существенно меньше единицы). Более правдоподобным кажется выметание тяжелых элементов в конденсированной фазе (пыли) давлением излучения, однако для этого необходимо, чтобы в галактиках существовали области с преимущественно вертикальным магнитным полем. Такие области могут формироваться под действием неустойчивости Паркера. В том случае, если транспорт и перемешивание металлов в межгалактической среде осуществляются преимущественно гидродинамическими движениями (связанными с коллективными вспышками сверхновых и последующими возможными приливными взаимодействиями между галактиками), следует ожидать крайне неоднородного пространственного распределения металлов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 00-02-17689) и Федеральной программы "Астрономия" (проект №1.3.1.1).

Список литературы

1. *Pettini M.* // Chemical Evolution from Zero to High Redshift. ESO Workshop/ Eds. J. Walsh, M. Rosa. Lecture Notes in Physics. B.: Springer,
2. *Tytler D., Fan X.-M., Burles S. et al.* // QSO Absorption Lines/ Ed. G. Meylan. B.: Springer, 1995. P. 289.
3. *Cowie L. L., Songaila A., Kim T.-S., Hu E.* // Astron.J.1995. Vol. 109. P. 1522.
4. *Songaila A., Cowie L. L.* // Astron.J.1996. Vol. 112 P. 335.
5. *Songaila A.* // Ap.J. 2001. Vol. 561. P. 153.
6. *Stocke J. T., Shull J. M., Penton S. V. et al.* // Gas and Galaxy Evolution: ASP Conf. Proc. / Eds. J. E. Hibbard, M. Rupen, J. H. van Gorkom. 2001. Vol. 240. P. 21.
7. *Babul A., Rees M.* // MNRAS 1992. Vol. 255. P. 346.
8. *Ciardi B., Ferrara A.* // Ap.J. 1997. Vol. 483. P. 5.
9. *Murakami I., Babul A.* // MNRAS 1999. Vol. 309. P. 161.
10. *MacLow M.-M., Ferrara A.* // Ap.J. 1999. Vol. 513. P. 142.
11. *D'Ercole A., Brighenti F.* // MNRAS 1999. Vol. 309. P. 941.
12. *Ferrara A., Pettini M., Shchekinov Yu. A.* // MNRAS 2000. Vol. 319. P. 539.
13. *Коваленко И. Г., Щекинов Ю. А.* // Астрофизика. 1985. Т. 29. С. 331.
14. *MacLow M.-M., McCray R.* // Ap.J. 1988. Vol. 324. P. 776.
15. *Igumentshev I. V., Shustov B. M., Tutukov A. V.* // Astron.Astrophys.1990. Vol. 234. P. 346.
16. *McKee C. F., Williams J.* // Ap.J. 1997. Vol. 476. P. 144.
17. *Ferrara A., Tolstoy E.* // MNRAS 2000. Vol. 319. P. 291.
18. *Gnedin N. Yu., Ostriker J.* // Ap.J. 1997. Vol. 486. P. 581.
19. *Madau P., Ferrara A., Rees M.* // Ap.J. 2001. Vol. 555. P. 92.
20. *Aguirre A., Hernquist L., Weinberg D. H., Katz N.* // Ap.J. 2001. Vol. 560. P. 599.
21. *Aguirre A., Hernquist L., Katz N., et al.* // Ap.J. 2001. Vol. 556. P. 11.

- 22. *Barsella B., Ferrini F. Greenberg J. N., Aiello S.* // Astron.Astrophys.1989. Vol. 209. P. 349.
- 23. *Шымов Б. М., Вубе Д. З.* //1995. Астроном. журн. Т. 72. С. 650.
- 24. *Dettmar R.-J., Shchekinov Yu. A.* // Astron.Astrophys. 2002. Submitted.
- 25. *Steinacker A., Shchekinov Yu. A.* // MNRAS 2001. Vol. 325. P. 208.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

Межзвездный газ имеет сложную морфологию как по своему фазовому составу, так и пространственному распределению различных фаз. Это и горячая диффузная компонента, частично ответственная за рентгеновский фон, и нейтральный водород, и диффузный ионизованный водород, и диффузные облака нейтрального водорода, и молекулярные облака. В последнее время появились убедительные свидетельства о присутствии в межзвездной среде "транзиентов", т. е. неустойчивых короткоживущих состояний, которые могут включать в себя существенную часть массы. Хотя каждая из известных компонент (или фаз) играет вполне определенную и важную роль в динамике межзвездного газа, а отчасти и Галактики в целом, молекулярные облака имеют особенное значение, поскольку они представляют собой промежуточное состояние между просто газом и рождающимися из газа звездами.

В докладе дается обзор физических свойств гигантских молекулярных облаков (МО), их распределения в Галактике и вариаций параметров облаков на галактических масштабах. Анализируются механизмы, ответственные за образование молекулярных облаков, среди которых наиболее предпочтительными кажутся магнитоджинсовская и паркеровская неустойчивости. С другой стороны, образование молекулярных облаков в результате коагуляции (т. е. слияния маломассивных атомарных облаков) по ряду причин кажется маловероятным, если не сказать невозможным. Приводятся простые оценки, которые показывают что, если МО образуются в результате паркеровской неустойчивости, то их свойства (масса, средняя плотность) должны испытывать крупномасштабные вариации, близкие к тем, которые наблюдаются. В заключении обсуждаются возможные взаимосвязи между различными компонентами межзвездной среды, в том числе между молекулярными облаками, магнитными полями и космическими лучами, а также об их возможно существенной роли в общей схеме саморегуляции в Галактике.

Тезисы студенческих докладов

А. И. Васюнин

Уральский государственный университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ МЕТАНОЛА ИЗ МАНТИЙ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

Наблюдательные данные показывают значительное увеличение концентрации метанола (CH_3OH) в газовой фазе в молекулярных облаках при наличии ударной волны (от 10^{-9} до 10^{-6}). В данной работе проведено моделирование процесса образования метанола в ударной волне С-типа. Показано, что увеличение содержания CH_3OH в газовой фазе происходит за счет процесса испарения из мантий пылевых частиц. Обнаружена существенная зависимость содержания CH_3OH в газовой фазе от диаметра пылевых частиц в модели.

**ЭВОЛЮЦИОННАЯ СВЯЗЬ
МЕЖДУ КОНТАКТНЫМИ ТДЗ
ПОЗДНИХ И РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ**

Контактные тесные двойные звезды (ТДЗ) — это системы, обе компоненты которых близки по размерам к соответствующим внутренним критическим поверхностям. Они делятся на контактные поздних спектральных классов (KW), у которых $P < 0^d.5$, спектры компонент более поздние, чем $F0$. На диаграмме Герцшпрунга—Ресселла спутники, как правило, располагаются левее главной последовательности (ГП) [1]. Предполагается, что такие ТДЗ происходят от маломассивных короткопериодических систем ГП (РГП-систем) через стадию предконтактных систем типа $\sim KW$. Вторая группа — это контактные ранних спектральных классов (КР), у которых спектр главной компоненты — ранее, чем $\simeq F0$, $P > 0^d.5$; спектр более массивной компоненты обычно более ранний, чем у спутника [1]. Это эволюционно неоднородная группа, и в ней можно выделять маломассивные КР-системы ($M_1 < 4.1M_\odot$) с $q \geq 0.5$ [3], которые, вероятно, образовались как контактные в пределах эволюции на ГП. Они становятся контактными, минуя стадию "перемены ролей" компонент и могут являться предшественниками KW-систем.

Для исследования эволюционной связи КР- и KW-систем в данной работе построены зависимости избытков светимостей и радиусов от массы компонент, наблюдаемые и "современные" распределения по большим полуосям орбит, массам компонент и отношению масс.

Список литературы

1. *Свечников М. А.* Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. Иркутск, 1986.
2. *Еретнова О. В., Краснова Т. В., Свечников М. А.* Эволюционный статус контактных тесных двойных звезд ранних спектральных классов // Кинематика и физика небесных тел. 2001. Т. 17. Вып. 5. С. 459.

Е. С. Горда,
Уральский государственный университет
Е. Л. Ченцов
Специальная астрофизическая обсерватория

СРАВНИТЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХГИГАНТОВ HD 168607, HD 168625 — КАНДИДАТОВ В LBV

Проведено исследование спектров двух сверхгигантов, являющихся кандидатами в LBV (Голубые Переменные Высокой Светимости) HD 168607 и HD 168625, полученных на 6-метровом телескопе (БТА САО РАН) в 1998 и 2000 гг. с разрешением 0.08 Å. Обработка спектров производилась в пакете программ Dech 20t, составлен спектральный атлас, а также проведено сравнение полученных результатов с более ранними наблюдениями этих звезд. Для обеих звезд были выявлены признаки нестационарности и спектральные особенности, присущие классу LBV, — это наличие линий водорода и FeII, имеющих эмиссионно-абсорбционные (P Cyg) профили, свидетельствующие о наличии расширяющейся оболочки у звезды HD 168607, спектр которой в целом очень похож на спектр LBV HR Car близкого к ней спектрального класса [1]. Выявлено наличие сильных чисто эмиссионных линий FeII и MgII, также свидетельствующих в пользу того, что данный сверхгигант, по всей видимости, является LBV.

В спектре другого кандидата HD 168625 не обнаружено таких ярко выраженных особенностей, характерных для LBV; отсутствуют линии с P Cyg профилями, бальмеровская серия представлена только абсорбционной линией H_{β} , вместе с тем присутствуют эмиссионные линии FeII.

Выявлено различие средних значений лучевых скоростей для групп спектральных линий, формирующихся на разных глубинах, что свидетельствует о нестационарности атмосфер этих звезд и роднит их с классом LBV.

Список литературы

1. *Machado M. A. D. et. al.* // Astron. Astrophys. 2002. Vol. 387. P. 151.

© Е. С. Горда, Е. Л. Ченцов, 2003

ТРЕХМЕРНЫЙ ЧИСЛЕННЫЙ КОД ЛАКСА—ВЕНДРОФА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ

В астрофизике часто возникают течения газа и пыли с большими перепадами скорости, плотности и других величин. Развиваются существенно трехмерные неустойчивости, генерирующие турбулентность. Существенно трехмерное явление — и фрагментация. Течения часто сочетают дозвуковые и сверхзвуковые скорости.

К сожалению, современные численные методы имеют ограниченную область применения по значениям числа Маха, градиентам скорости и плотности.

С другой стороны, такой старый, но добротный метод Лакса—Вендрофа может моделировать астрофизические течения при отмеченных выше условиях достаточно корректно. Поэтому мы предприняли попытку разработать трехмерный численный код, реализующий метод Лакса—Вендрофа. На первом этапе разработали код для решения систем уравнений идеальной газодинамики, записанных в консервативном виде в декартовых координатах. Ее численная реализация на разностной сетке гарантирует выполнение основных законов сохранения.

В качестве основных тестов использовались а) одномерные — линейный перенос и распад произвольного гидродинамического разрыва; б) многомерные — трехмерный перенос шара и распад произвольного трехмерного гидродинамического разрыва. Проводились сравнения с тестовыми расчетами [1] третьего порядка точности.

Тестирование кода показало возможность его применения к моделированию астрофизических течений. В настоящее время производится отладка программы для трехмерного моделирования динамики аккреционных дисков.

Список литературы

1. Дудоров А. Е., Жилкин А. Г., Кузнецов О. А. // Мат. моделирование. 1999. Т. 11, №1.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПАРКЕРА КАК ПРИЧИНА ОБРАЗОВАНИЯ СВЕРХОБЛАКОВ

Как известно, предельной структурой облачных образований Галактик являются сверхоблака [1]. Как правило, они имеют уплощенную структуру с характерным размером порядка 1 кпс, массу порядка $10^7 M_\odot$ и характерную плотность порядка 1^{-3} .

Одной из возможностей образования сверхоблаков является неустойчивость Паркера [3]. В работе показывается, что в газе с $\gamma = 1.4$, $\beta < 0.4$, $\frac{P_{CR}}{P_m} = 0.2$, где P_{CR} — давление космических лучей; максимально быстро растут возмущения с длиной волны по полю $\lambda_\parallel = 10H_p$ и с перпендикулярной полю и гравитационной силе $\lambda_\perp = (7-8)H_p$, где $H_p = 200-300$ — шкала высот галактического диска. Следовательно, в таком газе могут образовываться вытянутые по полю плоские сверхоблака массой $M = 10^5 - 10^6 M_\odot$.

Список литературы

1. *Elmegreen B. G.* //Ap.J. 1989. Vol. 338. P. 178.
2. *Parker E. N.* //Ap.J. 1966. Vol. 145. P. 811.

Т. С. Зобачева, А. Л. Гейбух, А. М. Соболев,
А. В. Кунилова
Уральский государственный университет
А. М. Толмачев, М. А. Воронков, А. П. Цивилев
ФИАН

НАБЛЮДЕНИЯ ВОДЯНЫХ МАЗЕРОВ, СВЯЗАННЫХ С МЕТАНОЛЬНЫМИ МАЗЕРАМИ II КЛАССА, В ПРАО ФИАН

Высокие плотности потока водяных мазеров и метанольных мазеров II класса позволяют исследовать области образования звезд в объектах, где другие индикаторы звездообразования проявляются слабо. Одним из важных свойств мазерных линий воды и метанола является их временная переменность на интервалах порядка месяца и более. Исследования корреляции переменности генетически связанных водяных и метанольных мазеров возможны при одновременных наблюдениях на РТ-22 ПРАО ФИАН (водяные мазеры) и радиотелескопах, оборудованных для наблюдений на 6.7 ГГц.

В августе 2002 г. в ПРАО были проведены наблюдения линии H_2O на 22 ГГц в направлении на 41 яркий метанольный мазер II класса. Наблюдения впервые в ПРАО проводились при помощи автокоррелятора с высоким спектральным разрешением в широком диапазоне лучевых скоростей. Мазерное излучение было зарегистрировано в 37 объектах. Параллельно при помощи радиотелескопа в Ното (Италия) проводился обзор метанольных мазеров на 6.7 ГГц, включавший 31 объект, зарегистрированный в ПРАО. Наблюдения, проведенные в сентябре и ноябре 2002 г., подтвердили, что в исследуемых источниках компоненты мазерной линии H_2O изменяют свою интенсивность.

Анализ наблюдений показал, что в $\text{W3}(\text{H}_2\text{O})$ отношения интенсивностей компонент мазерной линии H_2O колеблются с периодом в сутки. Обнаруженный эффект скорее всего связан со значительной линейной поляризацией мазерных компонент, которую необходимо учитывать при исследовании переменности. В спектре источника Ogi-KL найдена узкая изолированная компонента, форма которой приближается двумя гауссианами с точностью порядка 1%. Это говорит о принципиальной возможности исследования насыщенности водяных мазеров в этом источнике.

© Т. С. Зобачева, А. Л. Гейбух, А. М. Соболев, А. В. Кунилова, 2003
А. М. Толмачев, М. А. Воронков, А. П. Цивилев, 2003

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ИОНИЗАЦИИ НА СОДЕРЖАНИЕ АММИАКА, N_2H^+ И ВОДЫ В ТЕМНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

Наблюдения показывают существенные различия в содержании ряда молекул в ядрах темных молекулярных облаков [1]. Это указывает на различие основных химических процессов, происходящих в этих облаках.

Рассмотрено влияние скорости ионизации ζ нейтральных атомов на содержание молекул NH_3 , N_2H^+ и H_2O в ядрах темных облаков. Разработана программа химического анализа, которая позволяет выделять цепочки реакций, чувствительных к изменениям различных внешних факторов, в частности ζ , и выяснять влияние этих цепочек на образование молекул. Показано, что обилие азотсодержащих молекул заметно падает даже при небольшом повышении ζ (в сравнении с полученными ранее значениями, например в работе [3]). Обилие молекул воды при этом, наоборот, увеличивается, хотя цепочки реакций образования аммиака и воды принципиально похожи.

Таким образом, скорость ионизации является одним из факторов, определяющих содержание рассмотренных молекул в темных облаках. Из-за значительной зависимости обилия азотсодержащих молекул от ζ из их наблюдаемых лучевых концентраций не всегда можно правильно оценить распределение вещества в облаке.

Список литературы

1. *Caselli P., Benson P. J., Myers P. C. et al.* // *Ap.J.* 2002. Vol 572. P. 238.
2. *Farquhar P. R. A., Millar T. J., Herbst E.* // *MNRAS* 1994. Vol. 269. P. 641.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ИСЗ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛОЖЕНИЙ ГЕОПОТЕНЦИАЛА ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Целью работы является оценка влияния гармоник высокого порядка на движение искусственных спутников Земли с высотой полета от 300 до 5900 км (Лагеос). Для получения оценок использована "Численная модель движения ИСЗ", разработанная в НИИПММ при ТГУ.

Точность численного моделирования определялась путем сравнения результатов прямого и обратного интегрирования. Модель гравитационного поля представляется в виде разложения по сферическим функциям, вычисляемым по рекуррентным формулам Каннингема до 360 порядка (JGM3).

Влияние гравитационного поля Земли оценивается на интервале времени в 10 оборотов объекта. В качестве показателя влияния гармоник берется вклад каждой следующей группы гармоник 10 порядков относительно предыдущих. Точность численного моделирования $3 \cdot 10^{-7}$ км позволяет определить, каким порядком гармоник геопотенциала нужно ограничиться в каждом случае. Результаты оценок приведены в таблице. Здесь H — высота полета спутника, N — порядок гармоник геопотенциала. Из представленных данных видно, что с ростом высоты полета влияние гармоник убывает очень быстро. Так, для спутника с высотой полета 300 км необходимо взять разложение гравитационного потенциала до 290 порядка, а при высоте полета 5900 км (Лагеос) достаточно взять порядок, равный 30.

Зависимость требуемого числа гармоник от высоты

H (км)	N	H (км)	N	H (км)	N
300	290	1200	90	3000	40
500	220	1600	60	4100	30
800	140	2200	50	5900	30

Д. А. Курзаев
Московский государственный университет

OWL — ТЕЛЕСКОП БУДУЩЕГО

Анализируется проект создания крупного наземного 100-м телескопа OWL в ESO. Рассмотрены его основные концептуальные решения и обобщенные характеристики инструментов, а также предполагаемые научные задачи. Возможности будущего телескопа сравниваются с космическими инструментами. Рассмотрены пути развития астрономической наблюдательной базы.

В. Б. Манджиев, Н. М. Кузьмин
Калмыцкий государственный университет

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Проведено численное нелинейное моделирование процесса вторжения сверхзвукового выброса порции плотного и горячего вещества с малым углом раствора в невозмущенную окружающую среду, находящуюся в ньютоновском гравитационном потенциале центрального объекта — массивной молодой звезды. Показано, что при наличии интенсивного нагрева излучением центральной звезды это излучение формирует канал в областях, неэкранируемых оптически малопрозрачным околос звездным диском, значительно опережающий образующуюся ударную волну и характеризующийся повышенным давлением относительно окружающего вещества. Из-за этого повышения давления начинается отток газа в указанной конической области по радиусу наружу, при этом оттекающий газ имеет температуру выше равновесной. Как представляется, излучение этого оттекающего газа и приведет к формированию наблюдаемых в туманности "Муравей" радиальных волокнистых структур.

Проводится сравнение результатов моделирования с данными наблюдений реальных звездных объектов.

© Д. А. Курзаев, 2003

© В. Б. Манджиев, Н. М. Кузьмин, 2003

СПИРАЛЬНОСТЬ ВО ВСПЛЫВАЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОТОКАХ

Работа посвящена изучению эволюции спиральности (*helicity*) магнитных линий в активных областях на Солнце на ранних этапах вспытия. В рамках модели бессилового поля $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ по данным SoHO MDI магнитограмм, дающих напряженность магнитного поля в фотосфере, оценивались параметры поля в хромосфере и нижней короне. Затем полученные в результате экстраполяции магнитные линии сравнивались с яркими протяженными деталями на SoHO EIT изображениях (λ 195), что давало возможность определить значение α .

На начальных стадиях вспытия для всех активных областей $\alpha \approx 0$. По мере вспытия области параметр α увеличивался, стационарное значение достигалось примерно через сутки после начала роста. Для четырех из шести исследованных областей время достижения стационарного значения α оказалось меньше, чем характерное время увеличения расстояния между полюсами активной области, в одном случае наблюдалась противоположная ситуация, для одной области параметр α в ходе вспытия не изменялся.

Полученные результаты находятся в согласии с теоретической моделью вспытия подфотосферных магнитных потоков, предложенной в работе Longcope&Welsch (2000).

Список литературы

1. Burnette, A. B., Canfield R. C., Pevtsov A.A.// Ap.J. 2002. In preparation.
2. Chae, J.//Ap.J. 2001. Vol. 560. P. L95.
3. DeVore, C. R.// Ap.J. 2000. Vol. 539. P. 944.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ОТ КАНДИДАТА В АХР J1308+21

В последние годы появилось несколько групп объектов отличающихся по своим характеристикам от совокупности <нормальных> пульсаров. К ним относятся АХР (аномальные рентгеновские пульсары) и SGR (источники мягких повторяющихся гамма-всплесков) объекты. Эти объекты имеют аномально большие периоды и производные периодов. Оценки магнитных полей, сделанные в рамках предположения замедления вращения за счет магнитодипольного механизма излучения, дают величины $\sim 10^{14} - 10^{16}$ Гс. Основной загадкой этих объектов является источник энергии, поскольку у этих объектов рентгеновская светимость на несколько порядков превышает энергию замедления вращения, которая у "нормальных" пульсаров является источником излучения, и наоборот, существенно превышает светимость. В настоящее время известно несколько моделей, объясняющих особенности АХР и SGR, но все они встречаются с определенными трудностями. Например, в модели "магнетара" при таких больших магнитных полях излучение в радиодиапазоне не должно наблюдаться, однако недавно были обнаружены первый SGR и первый АХР в Пуцино на частоте 111 МГц. Этот факт говорит о том, что природа этих нейтронных звезд остается непонятой.

В докладе представлены результаты обнаружения и исследования радиоизлучения от кандидата в АХР J1308+21. Приведены средний профиль и средняя плотность потока на частотах 111 МГц и 88 МГц. Измерена мера дисперсии 5 ± 3 пк/см³, что дает оценку расстоянию 250 кпк. Вычислено значение периода и его производной ($P = 5.1571691 \pm 3$ с; $\dot{P} = (1.3018 \pm 1) \cdot 10^{-11}$ с/с), а также значение магнитного поля $\approx 5.2 \cdot 10^{-14}$ Гаусс и возраст $T = 6300$ лет. Проводится сравнение с рентгеновскими данными.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТЫ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ ПО ТЕЛЕВИЗИОННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

На станции "Космотен" (Северный Кавказ) под руководством А. В. Багрова и С. Ф. Бондаря в августе 2001 и 2002 гг. были проведены телевизионные наблюдения метеорных потоков, в том числе Персеид. В наблюдениях использовалась специальная телевизионная камера: объектив Мир20, приемник на основе ЭОП (ЭП-10) и состыкованная с ним телевизионная камера на суперкремникоме ЛИ-702. Поле зрения камеры 45 градусов, предельная звездная величина 5^m . В 2001 г. с 10 по 14 августа получено 23 часа видеозаписи, в 2002 г. с 31 июля по 14 августа — 56 часов. В результате обработки телевизионных наблюдений можно получить координаты начала и конца метеора, а также продолжительность полета. На этой основе легко вычислить элементы орбиты каждой метеорной частицы. Для решения этой задачи нами были созданы программы определения радианта метеорных потоков и элементов орбит отдельных метеороидов. При этом использованы формулы из работ А. Д. Дубяго "Определение орбит" (1948), И. С. Астаповича "Метеорные явления в атмосфере Земли" (1958), П. Б. Бабаджанова "Метеоры и их наблюдения" (1987). Результаты вычислений приведены в таблице.

Источник	v км/с	Ω °	ω °	i °	q а. е.	a а. е.	e	P
Комета 1862III		139.4	153	113	0.96	26	0.95	135
ММО 1994	61	139.4		113	0.92			135
Хокинс, Олм.	59.2	139	153	114	0.97	14	0.93	
Данная р-та	59.8	139.5	152	113	0.96	13	0.92	

Кометная группа кафедры астрономии благодарит А. В. Багрова за постановку задачи, С. Ф. Бондаря — за предоставленную аппаратуру для наблюдений и обширные консультации.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЛОКАЛЬНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ HIPPARCOS

По современным представлениям межзвездная среда (МЗС) обладает фрактальной структурой. В подавляющем большинстве случаев при оценке фрактальной размерности распределения вещества в МЗС используется предположение о самоподобии структуры, так как оно позволяет восстановить фрактальную размерность пространственного распределения по данным о распределении вещества в проекции на небесную сферу.

В то же время данные, позволяющие проверить это предположение, практически отсутствуют. В работах, посвященных изучению пространственной структуры МЗС, исследуются, как правило, небольшие объемы данных, не позволяющие использовать их для проверки предположения о самоподобии структуры.

В работе [1] предложен метод изучения пространственной структуры МЗС, основанный на измерениях избытков цвета звезд. Использование метода возможно при наличии большой выборки данных о показателях цвета, спектральных классах и параллаксах звезд в исследуемой области. В работах, использовавших этот метод, рассматривались сравнительно малые выборки.

В качестве исходных данных для изучения структуры МЗС предлагается использовать каталог HIPPARCOS, позволяющий получить достаточно подробную картину распределения вещества в локальной межзвездной среде.

Список литературы

1. *Knude J.* A catalogue of low mass clouds in the solar vicinity. Results from a photometric survey of 84 volumes // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1979. Vol. 38. P. 407.

ЭВОЛЮЦИЯ ПРОИЗВОДСТВА КИСЛОРОДА И ЖЕЛЕЗА В ГАЛАКТИКЕ: ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СРЕДНЕЙ МЕТАЛЛИЧНОСТИ

Как показывают наблюдательные данные, относительное содержание кислорода и железа $[O/Fe]$ не оставалось постоянным в течение эволюции нашей Галактики. В прошлом производство кислорода было эффективней, чем в настоящее время.

Традиционно это объясняют различием времен жизни звезд, производящих кислород и железо: кислород производится в основном короткоживущими сверхновыми II типа, а железо — в сверхновых типа Ia, предшественники которых живут гораздо дольше. При этом не рассматриваются эффекты, которые могут быть связаны с металличностью звезд, синтезирующих эти элементы.

В данной работе анализируется производство кислорода и железа с учетом влияния металличности. Используется модель химической эволюции дисковой галактики, предложенная Фирмани и Тутуковым [1] и усовершенствованная Виебе, Шустовым и Тутуковым [2]. Влияние металличности учитывается путем использования выходов кислорода и железа, зависящих от начальной металличности звезды.

Результаты показывают, что основная характерная черта наблюдаемой корреляции $[O/Fe] - [Fe/H]$ (излом при значении $[Fe/H] = -1$) может быть воспроизведена и без учета вклада сверхновых типа Ia. Необходимо отметить, что наблюдательная картина воспроизводится не при любых наборах выходов. Все это говорит о том, что эффекты металличности вполне могли сыграть важную и даже решающую роль в формировании корреляции $[O/Fe] - [Fe/H]$.

Список литературы

1. *Firmani C., Tutukov A.* // Astron. Astrophys. 1992. Vol. 264. P. 37.
2. *Wiebe D. S., Shustov B. M., Tutukov A. V.* // Astron. Astrophys. 1999. Vol. 345. P. 93.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕСНОЙ МАССИВНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ LY AUR

На кафедре астрономии и геодезии УрГУ ведутся исследования кривых блеска тесных массивных систем и особенностей их эволюции. Цель работы – найти элементы фотометрической орбиты и построить физическую модель затменной переменной системы LY Aur (HD 35921) с периодом 4.0025^d . Для исследования составлена база данных наблюдений, проведенных 10.1968 [2], 11.1971 и 01.1972 [2], и построена нормальная кривая блеска в трех цветах.

По форме кривой блеска звезда относится к типу β Лун, и асимметрии кривых указывают на возможное существование истечения вещества с большей компоненты на меньшую. Три кривые блеска были обработаны с использованием кода Лаврова (1982), основанного на методе Рассела—Меррилла (1952). В результате получены параметры фотометрической орбиты для кривой блеска в целом, а также для фаз $0.0P - 0.5P$ и $0.5P - 1.0P$ по отдельности. При сравнении полученного решения с решениями других авторов [3] обнаружены отличия значений радиусов компонент величиной до 0.2 от R относительной орбиты и коэффициентов потемнения к краю величиной также до 0.2. Эти отличия могут быть связаны с различиями в методах решения и разным количеством точек кривой блеска, используемых для расчета параметров. Найденное решение указывает на то, что система является полуразделенной.

Список литературы

1. Mayer P., Horak T. B. Photoelectric observatoins of LY Aurigae // BAICz. 1972. Vol. 22. P. 327.
2. Landolt A. U., Blondeau K. L. UBV observations of the eclipsing binary LY Aurigae // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1972. Vol. 84. P. 394.
3. Cester B., Fedel B., Giuricin G. et al. Revised photometric elements of the eclipsing binares LY Aur, AS Eri, AW Peg, λ Tau // Astron.Astrophys. 1978 Vol. 62. P. 291.

ПРОБНОЕ СКАНИРОВАНИЕ ФОТОПЛАСТИНОК ГАИШ

Впервые было осуществлено пробное сканирование фотопластинок коллекции ГАИШ. Использованы фотопластинки основной серии А и серий S и T, содержащих звезды центральной части скопления M44 (серия А) и переменной звезды V636 Cassiopei (серии S и T). Использовалось разрешение 1200 точек на дюйм. Произведены автоматическое распознавание и отождествление звезд в полученных файлах и фотометрические измерения блеска звезд. Для фотопластинок серии А линейный участок характеристической кривой составляет 8—10 звездных величин; ошибки — от 17 до 30%. При измерении 174 фотопластинок старых серий со звездой V636 Cas исследовалось влияние различных факторов на точность распознавания и фотометрии. Проведена оценка возможностей существующего программного обеспечения.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЛИНИЙ НСО^+ В ОБЛАКЕ L1544

В спектрах межзвездных облаков наблюдаются линии излучения большого числа молекул. Нередко особенностью данных линий является наличие провала на профиле, который может указывать на некоторые кинематические параметры облака. В данной работе проверяется модель образования подобного провала на контуре линии, а также оцениваются распределение плотности, поля скоростей, наличие вращения и относительное содержание молекул. В качестве объекта исследования выбрано облако L1544 в линиях молекул НСО^+ и $\text{НС}^{18}\text{O}^+$, что обусловлено большим количеством наблюдений и простотой спектра. Ряд исследований показывает, что в данном облаке присутствует вращение [1]. Как оказалось, наблюдаемые профили линий можно легко объяснить в случае дифференциального вращения. В данной работе исследован процесс формирования линий излучения в объекте звездообразования L1544. Реализовано численное моделирование переноса излучения методом Монте-Карло [2] и рассчитаны профили линий при различных прицельных параметрах. Рассмотрены гидродинамические модели, учитывающие всевозможные типы вращения облака, и среди них выбрана наиболее подходящая, исходя из сравнения с наблюдениями. Приведены оценки плотности и скорости в предположении сферической симметрии объекта. На основе расчетов концентрация H_2 в центре составляет 10^6 см^{-3} , относительное содержание молекул НСО^+ в центре $5,2 \cdot 10^{-10}$, среднеквадратичная скорость турбулентных движений изменяется в пределах от 0,03 до 0,09 км/с.

Список литературы

1. *Лапинов А. В.* Частное сообщение.
2. *Bernes C.* A Monte Carlo Approach to Non-LTE Radiative Transfer Problem // *Astron. Astrophys.* 1979. Vol. 73. P. 67.

© Н. Р. Троицкий, 2003

ОБРАБОТКА ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ТРЕХ ЗВЕЗД, ЗАПОДОЗРЕННЫХ В ПЕРЕМЕННОСТИ

На телескопе Цейсс-600 Южной станции ГАИШ в период с мая 1980 года по октябрь 1981 г. с использованием UVB-фотометра конструкции В. М. Лютого (Сообщения ГАИШ. 1971. №172. С. 30) сотрудником кафедры астрономии КГУ Г. В. Жуковым была проведена серия наблюдений звезд из Каталога заподозренных переменных звезд (КЗП). Нами были обработаны наблюдения КЗП 6984, 7680 и 7181 с целью определения их возможного типа и периода переменности.

В процессе обработки результатов на языке программирования FORTRAN были написаны программы для определения блеска V , показателя цвета звезды ($B-V$) и программа редукции, с помощью которой наблюдения были вынесены за атмосферу и приведены в стандартную UVB систему. Период изменения блеска звезды находился при помощи программы CYCLE, в которой реализованы алгоритмы методов Юркевича и Лафлера—Кинмана. Программа написана сотрудником кафедры астрономии КГУ В. Я. Соловьевым. Поскольку программа работает только с достаточно большим числом наблюдений, то период был определен только для звезды КЗП 6984. Результаты обработки представлены в таблице.

Звезда КЗП	Число наблюдений	Период d	ΔV	Предполагаемый тип звезды
6984	302	0.3839	0.5	WUMa
7181	28		<0.1	const?
7680	15		~ 1	δ Cep?

ПРИМЕНЕНИЕ СИМПЛЕКТИЧЕСКОГО ИНТЕГРАТОРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ ЮПИТЕРА И САТУРНА НА ДЛИТЕЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛАХ ВРЕМЕНИ

Исследование динамической эволюции планетных систем типа Солнечной на космогонических интервалах времени является фундаментальной задачей небесной механики. На первом этапе рассматривается двухпланетная задача Солнце–Юпитер–Сатурн. При решении этой задачи получено разложение возмущающего гамильтониана в ряд Пуассона по всем элементам до второй степени малого параметра [1].

В настоящей работе построены разложения для осредненного гамильтониана, производящей функции преобразования Ли, уравнений замены переменных и правых частей уравнений движения с точностью до первой степени малого параметра.

Интегрирование осредненных уравнений движения проводилось с помощью симметричных симплектических интеграторов [2] 2–10 порядков. Проведено исследование интеграторов, изучена зависимость точности интегрирования от порядка интегратора и шага.

С помощью построенных симплектических интеграторов исследована вековая эволюция эксцентриситетов и наклонов орбит Юпитера и Сатурна на интервале времени 10 млн лет. Диапазоны изменения эксцентриситета и наклона орбит в системе координат Якоби составили: для Юпитера — $0.019 - 0.051$, $1.20 - 2.04^\circ$, для Сатурна — $0.021 - 0.078$, $0.58 - 2.65^\circ$ соответственно.

Список литературы

1. *Kuznetsov E. D., Kholshchikov K. V., Greb A. V.* Expansion of the Hamiltonian of the planetary three-body problem into Poisson series in all elements using Poisson series processor PSP // Тр. ИПА РАН. Вып. 8. Небесная механика. СПб.: ИПА РАН, 2002. С. 117–118.
2. *Laskar J., Robutel Ph.* High order symplectic integrators for perturbed hamiltonian systems // Cel. Mech. and Dyn. Astron. 2001. Vol. 80. P. 39–62.

Тезисы кратких сообщений и стендовых докладов

Семинар по астрофизике

О. Ю. Барсунова, Л. В. Шаляпина
Санкт-Петербургский государственный университет

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 7468: ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Галактика NGC 7468 является возможным кандидатом в галактики с полярными кольцами [1]. По результатам фотометрического исследования в работе Е. А. Евстигнеевой [2] делается вывод о наличии полярного кольца у этой галактики. Однако существование такой структуры может быть подтверждено только на основании результатов кинематического исследования.

Спектральные наблюдения проводились в прямом фокусе 6-м телескопа САО РАН с длиннощелевым спектрографом (UAGS). Кривые лучевых скоростей строились по эмиссионным линиям H_{α} и $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6716.4, 6730.8. Используя измеренные лучевые скорости, строились азимутальные зависимости на разных расстояниях от центра.

Полученные результаты указывают на существование полярного кольца в центре галактики.

Список литературы

1. *Whitmore B. C. et al.* // *Astron.J.* 1990. Vol. 100. P. 1489.
2. *Evsitgneeva E. A.* // *Afz.* 2000. Vol. 43. P. 381.
3. *Hunter D. A. et al.* // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1986. Vol. 98. P. 5.
4. *Taylor C. L. et al.* // *Astron.J.* 1994. V. 107. P. 971.

Г. Н. Дремова,
РФЯЦ—ВНИИТФ
М. А. Свечников

Уральский государственный университет

КАТАЛОГ ПРЕДКОНТАКТНЫХ СИСТЕМ

Представлено новое издание "Каталога орбитальных элементов, масс и светимостей ТДС" Свечникова (1986). Рассмотрен класс $\sim$ KW систем который, согласно анализу геометрических и физических характеристик [2], имеет компоненты, далекие от контакта. Однако по короткопериодичности и физическим характеристикам рассматриваемые системы сходны с контактными системами типа W UMa и называются предконтактными. Представляемые в данной версии каталога $\sim$ KW системы характеризуются хорошо изученными кривыми блеска и лучевых скоростей, обработка которых позволяет считать полученные элементы фотометрической и (в большинстве случаев) спектроскопической орбит надежными. Современные всеволновые наблюдения существенно повысили точность определения кривых блеска затменных переменных систем. Поэтому возникла необходимость ревизии каталога предконтактных систем. Количество $\sim$ KW систем, приведенных в данном издании каталога, — 33, в [1] было включено лишь 7. Для систем, чьи элементы спектроскопической орбиты неизвестны и прямое вычисление их абсолютных характеристик невозможно, применялись статистические соотношения вида M-R, M-L и M-Sp, приведенные в [3]. По результатам статистической обработки представляемого каталога $\sim$ KW систем найдены коэффициенты эмпирических линейных зависимостей "масса-радиус", "масса-светимость", "спектр-масса" и "спектр-светимость" для главных компонентов $\sim$ KW систем.

Список литературы

1. Свечников М. А., Снежко Л. И. Явления нестационарности и звездная эволюция. М.: Наука, 1974. Гл. 5. С. 181.
2. Свечников М. А. Классификация и физические характеристики затменных переменных звезд. Дисс. ... д-ра физ-мат наук. Челябинск: ЧелГУ, 1985.

**ИЗЛУЧЕНИЕ БЛАЗАРА S5 0716+714
ЗА ПЕРИОД ОСЕНЬ 2001 — ВЕСНА 2002 Г.**

Изучение объектов типа BL Лас является сейчас одним из перспективных направлений в исследовании природы галактик. Это галактики, ядра которых демонстрируют наибольшую переменность излучения. Падение интегрального блеска ядра может превышать одну звездную величину, как, например, у BL Лас. Кроме того, этот блеск изменяется очень быстро, что позволяет оценить размер излучающей области: он составляет величину порядка одного парсека, в некоторых случаях и того меньше — порядка расстояния между Солнцем и ближайшими звездами. Понять природу и механизм таких гигантских вариаций в столь малом масштабе важно для объяснения природы всех внегалактических объектов.

Одним из интересных объектов типа BL Лас является довольно яркий (в фильтре R его яркость составляет порядка 10 звездных величин) объект S5 0716+714. Он, как и BL Лас, проявляет быструю переменность — в течение одной ночи. Он также обладает переменностью и в большем масштабе.

Наблюдения данного объекта, результаты которых представлены в этом докладе, проводились в Крымской астрофизической обсерватории (Украина) группой под руководством В. М. Ларионова. Наблюдения проходили на телескопе AZT-8 с диаметром зеркала 70 см в течение осени 2001 г. и весны 2002 г. Были получены данные в четырех фильтрах: B, V, R, I; по своим характеристикам фильтры близки к системе Джонсона. По этим данным была построена кривая блеска в стандартной системе звездных величин и проведен ее анализ.

Н. А. Кудрявцева, Д. Н. Дубкова
Санкт-Петербургский государственный университет

**АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА
НОВОЙ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ
SDSS J015543.40 + 002807.2**

Представлен анализ оптической ПЗС-фотометрии новой магнитной катаклизмической переменной SDSS J015543.40 + 002807.2. Данные получены во время сеанса удаленных наблюдений на Nordic Optical Telescope (NOT) (Ла Пальма, Испания) в августе 2002 г. Впервые получена кривая блеска объекта, важной особенностью которой является глубокое затмение (5.9 звездных величин в полосе V), прежде для систем такого типа не наблюдавшееся. Проведен анализ орбитальных параметров системы и оценен размер струи перетекающего на замагниченный белый карлик вещества. Подтверждено предположение о том, что SDSS J015543.40 + 002807.2 принадлежит к классу двойных систем с большим наклоном.

**АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ КРИВЫХ БЛЕСКА
РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ
4U 0115+63 И 4U 2206+54**

Представлен анализ оптических кривых блеска Ве-рентгеновских двойных систем 4U 0115+63 и 4U 2206+54, выполненный с целью поиска возможных периодических составляющих. Данные были получены в период с 1999 по 2002 г. в Крымской астрофизической обсерватории на 70-см телескопе. Для анализа мелкомасштабной переменности была вычтена крупномасштабная переменность с помощью метода скользящего среднего и ряд остатков был проанализирован методом CLEAN.

В оптических кривых блеска 4U 0115+63 впервые был уверенно обнаружен 19.6^d период, не совпадающий с рентгеновским периодом системы (24.3^d [1]). Было зафиксировано, что рентгеновская вспышка происходит на спаде оптического блеска, что опровергает установившиеся представления о том, что рентгеновские вспышки происходят на максимуме оптического блеска. В оптических кривых блеска рентгеновской двойной системы 4U 2206+54 впервые был обнаружен 4.8-дневный период, который в точности равен половине орбитального периода системы, обнаруженного по рентгеновским данным в 2001 г. (9.6^d) [2], что говорит об эллипсоидальности оптического компонента.

Список литературы

1. *Rappaport S., Clark G. W., Cominsky L., et al.* // Ap.J. 1978. Vol. 224. P. L1.
2. *Corbet R. H. D., Peele A. G.* // Ap.J. 2001. Vol. 562. P. 936.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ДИСКОВ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Известно, что старые звезды имеют большие дисперсии скоростей чем молодые звезды. Это можно объяснить рассеянием звезд (динамическим разогревом) на флуктуациях плотности. В изолированных галактиках для объяснения динамического разогрева в вертикальном направлении в качестве рассеивающих объектов обычно рассматриваются гигантские молекулярные облака. В нашей работе исследуется альтернативный механизм — за счет развития изгибной неустойчивости. Численное моделирование нелинейных стадий развития изгибной неустойчивости в дисковых галактиках выявило три различных механизма вертикального разогрева.

1. Изгибная неустойчивость баров.
2. Крупномасштабная изгибная неустойчивость всего диска (механизм доминирует, когда подавлена бар-мода).
3. Медленный разогрев на симметричных вертикальных неоднородностях плотности (если подавлена изгибная неустойчивость).

Показано, что уровень нагрева оказывается заметно выше значения, которое дает линейная теория, и хорошо согласуется с наблюдательными данными. Изгибная неустойчивость может играть заметную роль в вековом разогреве дисков спиральных галактик. Массивная сферическая компонента подавляет развитие изгибной неустойчивости, ответственной за утолщение дисков галактик. Результаты линейного анализа и численных экспериментов указывают, что на конечную толщину галактики оказывает влияние не только масса сферической компоненты, но и распределение массы в ней. Показано, что компактная, но не обязательно массивная сферическая компонента, будет эффективно подавлять развитие изгибной неустойчивости. Это означает, что оценка массы сферической компоненты галактики по толщине звездного диска, без данных о распределении массы в этой сферической компоненте, не вполне корректна.

Т. Ю. Галушина

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ

**СТАБИЛИЗИРУЮЩИЕ И РЕГУЛЯРИЗИРУЮЩИЕ
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ЗАДАЧАХ ДИНАМИКИ
ОСОВЫХ АСТЕРОИДОВ**

Целью данной работы является сравнение эффективности использования различных форм уравнений при исследовании движения астероидов. Рассматриваются классические уравнения возмущенной задачи двух тел; стабилизированные уравнения Дж. Баумгарта [1]; уравнения в KS-переменных; уравнения, полученные введением в классические уравнения регуляризующего временного преобразования [1]; уравнения, полученные введением в классические уравнения регуляризующего временного преобразования и стабилизирующих членов.

В качестве объектов для исследования были выбраны астероиды, сближающиеся с планетами земной группы и Юпитером. В модель сил включены влияния больших планет и Луны. Интегрирование осуществлялось методом Эверхарта 19-го порядка.

Проведенные исследования показали, что регуляризация и стабилизация уравнений движения позволяют, как правило, добиться лучшей точности и быстродействия по сравнению с классическими уравнениями. Однако при наличии большого числа тесных сближений или попадании астероида в сферу влияния планеты необходимо тщательно выбирать форму представления дифференциальных уравнений движения и параметры интегратора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ — грант № 01-02-17266.

Список литературы

1. *Baumgarte J., Stiefel E.* Examples of the transformations improving the numerical accuracy of the integration of differential equations // Lect. Not. in Math. 1974. Vol. 362, P. 207-236.

А. В. Мишкин, В. А. Авдюшев,
Т. В. Бордовицына
Томский государственный университет

ЧИСЛЕННАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ В ЗАДАЧАХ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОБЪЕКТОВ ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ЗОНЫ

Настоящая работа посвящена описанию и анализу алгоритмов численного моделирования движения ИСЗ, предназначенных для исследования распределения и орбитальной эволюции фрагментов космических аппаратов, распавшихся на геостационарной орбите. Основным требованием, предъявляемым к таким алгоритмам, является их высокое быстродействие при сохранении точности, заданной начальными параметрами движения. Исследуемые алгоритмы основаны на применении стабилизированных уравнений движения Баумгарта и Кустаанхеймо—Штифеля. Рассматриваемые уравнения были положены в основу численного моделирования движения геостационарных спутников (см. таблицу).

Объект	T, с	e	i°
GEO 1	86000	0.001	10.0
GEO 2	86173	0.0004	4.5

В процессе моделирования учитывались возмущения от геопотенциала, а также лунно-солнечные возмущения. Дифференциальные уравнения интегрировались методом Эверхарта 15-го порядка в арифметике с точностью 10^{-16} . Моделирование выполнялось на интервале времени порядка 10 лет.

Анализ численных результатов показал, что стабилизирующие преобразования позволяют существенно повысить быстродействие при одинаковой точности. Вместе с методом Эверхарта была произведена оценка возможности использования в задачах эволюции более простого и хорошо известного метода Рунге—Кутты 4-го порядка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №01-02-17266.

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА ДИНАМИЧЕСКУЮ ЭВОЛЮЦИЮ НЕИЕРАРХИЧЕСКИХ КРАТНЫХ СИСТЕМ

Проведено численное моделирование динамической эволюции малых групп звезд, состоящих из $N = 6$ компонентов, в рамках гравитационной задачи N тел с учетом возможных слияний звезд и уходов одиночных и двойных звезд из системы. Исследовано влияние начальных глобальных характеристик систем (спектр масс, средний размер, вириальный коэффициент, вращение системы) на их динамическую эволюцию. Произведен анализ распределения по состояниям на момент времени 300 начальных времен пересечения системы. Исследованы характеристики формирующихся двойных и устойчивых тройных систем, а также уходящих одиночных и двойных звезд.

Можно выделить следующие особенности динамической эволюции неиерархических кратных систем, устойчивые к изменению начальных условий.

- Эволюция системы заканчивается, как правило, формированием двойной системы. Доля устойчивых тройных систем довольно высока и составляет 10–15 %.
- Распределения эксцентриситетов финальных и уходящих двойных могут быть описаны законом $f(e) = 2e$.
- В устойчивых тройных системах эксцентриситеты внешних двойных в среднем меньше эксцентриситетов внутренних двойных ($\overline{e_{ex}} \approx 0.5$, $\overline{e_{in}} \approx 0.7$).
- Устойчивые тройные системы обладают довольно сильной иерархией (отношение больших полуосей внешних и внутренних двойных составляет в среднем 20:1).
- Преобладают тройные системы с прямыми движениями.

**О СТАБИЛИЗАЦИИ РЕШЕНИЯ
ПЛОХО ОБУСЛОВЛЕННЫХ ЗАДАЧ
ОЦЕНКИ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТ
РЕЗОНАНСНЫХ АСТЕРОИДОВ**

Рассматривается задача оценки начальных параметров орбиты астероида из наблюдений, охватывающих короткую дугу. Это, как правило, плохо обусловленная задача, которая позволяет найти лишь некоторое множество X решений, значительно отличающихся друг от друга. В [1] был предложен алгоритм стабилизации решения для астероидов, движущихся в окрестности резонанса с одной из больших планет.

Обсуждаются результаты численного моделирования задачи на примере резонансных астероидов, наблюдавшихся в нескольких оппозициях. По наблюдениям в одной оппозиции определяются МНК-оценки параметров орбиты астероида и ковариационной матрицы их ошибок, на основе которых строится начальная вероятностная область X возможных движений объекта. Далее формируется резонансное подмножество решений X_r и оцениваются отклонения ΔX и ΔX_r от истинного решения. За истинное решение принимается МНК-оценка, полученная по всей совокупности наблюдений.

Проведенные эксперименты показали, что во всех рассмотренных случаях размеры резонансного подмножества X_r на порядок или в несколько раз меньше множества X . Исследования проводились на примере астероидов, сближающихся с Землей и движущихся в окрестности резонансов $3/1$ и $2/1$ с Юпитером.

Список литературы

1. *Bykova L. E., Titarenko V. P.* Solution stabilization algorithms for the estimation of small bodies orbital parameters // IAA Transactions. №8. Celestial Mechanics. St. Petersburg: Inst. Appl. Astron. of Russian Acad. of Sciences. 2002. P.45—46.

Семинар по физике звезд,
к 70-летию профессора М.А.Свечникова

И.Ю.Алексеев

Крымская астрофизическая обсерватория

**ОБНАРУЖЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ЛИНЕЙНОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ЗВЕЗД**

Многие холодные звезды с развитой конвективной оболочкой показывают те или иные проявления активности солнечного типа. Такая активность вызвана выходящими на поверхность звезды локальными магнитными полями, формирующими область активности, аналогичную солнечной. Обладая большой напряженностью (порядка $1 - 5$ кГс), эти поля вызывают зеемановское расщепление и поляризацию магниточувствительных линий в спектре звезды. При наблюдениях в широких фотометрических полосах происходит накопление эффекта от находящихся в пределах полосы линий, и излучение звезды оказывается слабо поляризованным. В конце 50-х — начале 60-х годов была обнаружена широкополосная линейная поляризация света от солнечных активных областей. Однако обнаружение этого эффекта для холодных звезд столкнулось с рядом трудностей [1]. Большинство результатов оказалось малодостоверными из-за малости ожидаемого эффекта.

Тем не менее, ряд авторов заподозрили наличие на холодных звездах собственной линейной поляризации и ее изменений. В частности, Хувелин и др. [1] отметили вращательную модуляцию линейной поляризации у десятка звезд солнечного типа и сопоставили ее с изменениями хромосферных линий кальция. Для повышения достоверности получаемых результатов мы включили в программу наблюдений пять активных звезд с хорошо выраженным эффектом запятненности — MS Ser, VY Ari, EK Dra, LQ Hy, DE Boo. Все наблюдения проводились на телескопе АЗТ — 11 КрАО, с той же аппаратурой, что и у Хувелина. Наша методика одновременных фотометрических и поляризационных наблюдений позволяет достичь точности фотометрии не хуже $0.^m01$, а в определении параметров Стокса — не хуже $0.^{\circ}2\%$ в полосе U .

Для всех программных звезд мы уверенно обнаружили собственную поляризацию излучения, достигающую в полосе U до 0.3%, и достоверную вращательную модуляцию параметров Стокса, связанные с присутствием на поверхности звезды локальных магнитных полей солнечного типа. Эти поля локализованы в тех же активных областях, что и наиболее запятненные области. Сравнение наблюдаемых степеней поляризации с найденными Хувелином значениями подтвердило заподозренные им зависимости линейной поляризации от спектрального класса звезды и ее числа Россби. Найденный рост степени поляризации к более холодным и более быстровращающимся звездам отражает известную зависимость параметров магнитного поля от характеристик звезды [3].

Полученные нами фотометрические наблюдения программных звезд существенно дополняют существующие данные по их долговременной переменности. Для *LQ Hya*, *EK Dra* и *VY Ari* наши наблюдения не противоречат наличию у этих звезд заподозренных ранее циклов активности. Для всех программных звезд нами получены оценки абсолютной звездной величины и показателей цвета незапятненной фотосферы, которую мы отождествляем с наиболее ярким состоянием звезды. Уточнено положение звезд на диаграмме цвет — светимость.

По всем опубликованным и оригинальным фотометрическим наблюдениям программных звезд были построены их модели запятненности. Фотометрическая переменность всех рассмотренных звезд с достаточной точностью описывается с помощью разработанной нами четырехпараметрической зональной модели. Полная площадь пятен на звездах достигает до 21, 22, 41 и 27% полной поверхности звезды для *MS Ser*, *LQ Hya*, *VY Ari* и *EK Dra* соответственно при разности температур спокойной фотосферы и пятна в 1300, 800, 1300 и 2200 K. Эти результаты согласуются с данными других авторов, полученными по результатам моделирования кривой блеска, Доплеровского картирования и наблюдения полос окиси титана.

Для всех программных звезд пятна локализованы в средних широтах. Для *LQ Hya* и *EK Dra* этот вывод согласуется с данными Доплеровского картирования, которые предсказывают наличие среднеширотных и низкоширотных пятен. Однако эти же результаты дают для тех же звезд одновременно и околополярные пятна, противореча как нашим расчетам, так и картине солнечной запятненности. Отметим, что найденное нами широтное распределение пятен для программных звезд хорошо согласуется с теоретическим

моделированием всплытия магнитных трубок [79,80].

Сопоставление средних широт пятен на *LQ Hya* и *VY Ari* со значениями фотометрического периода показало наличие у обеих звезд дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.09$ и $D_r = 0.05$ соответственно (для Солнца этот коэффициент составляет около 0.19).

Список литературы

1. *Huovelin Ju* Observations and analysis of linear polarization in cool stars. Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki. 1990. Rep. No 4.
2. *Алексеев И.Ю.* Широкополосные фотометрические и поляризационные наблюдения запятенных звезд. // Астрон. журн. 2003. Т.80. в печати.

С. Ю. Горда

Уральский государственный университет

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТРЕТЬЕГО ТЕЛА В СИСТЕМЕ SZ CAM

Затменная переменная SZ Cam с массивными компонентами раннего спектрального класса является северным компонентом визуально-двойной звезды ADS 2984 и имеет спутник одинакового с ней блеска ($\sim 7^m$) на близком угловом расстоянии $18''$.

Первые спектральные ПЗС наблюдения SZ Cam с большой дисперсией были проведены в 1993–1995 гг. группой Lorenz et al. [2]. В полученных спектрах наряду с линиями основных компонентов SZ Cam были обнаружены линии третьего компонента. На основе изучения динамики смещений линий и изменения периода SZ Cam авторы сделали вывод о существовании очень близкого спутника, по-видимому, являющегося также тесной двойной системой, оценили его световые элементы, просчитали варианты орбиты третьего тела, оценили значение периода обращения — 50.7 года. Построенные кривые лучевых скоростей компонентов SZ Cam позволили уточнить отношение масс ($q = 0.69$ вместо прежнего $q = 0.25$ [1]).

© С. Ю. Горда, 2003

Начиная с 1997 г. в Астрономической обсерватории УрГУ проводится фотометрический мониторинг SZ Cam с использованием метода сканирования изображений, позволяющий исключить влияние оптического компаньона. Получены самые полные кривые блеска в четырех стандартных фильтрах UBVR, содержащие по 1000 точек, найдены 8 значений моментов минимумов, существенно дополнившие кривую изменения периода.

В декабре 2000 г. автором были проведены новые спектральные наблюдения SZ Cam в Куде-фокусе телескопа Цейсс-1000 САО РАН с использованием эшелле-спектрографа и охлаждаемого жидким азотом ПЗС-приемника. В течение трех ночей получены 26 эшелле-спектрограмм со спектральным разрешением порядка $R = 40000$ вблизи фаз максимального блеска.

В спектральных порядках удалось уверенно отождествить бленды трех линий нейтрального гелия (HeI), принадлежащих компонентам SZ Cam. (HeI 4922, HeI 5016, HeI 5678). В профилях этих линий отчетливо просматривалось наличие третьего компонента. После соответствующей редукции были построены кривые лучевых скоростей отдельных компонентов SZ Cam. Найдены значения амплитуд $K_1 = 196$ км/с и $K_2 = 270$ км/с кривых лучевых скоростей для главного и вторичного компонентов соответственно, а также отношение масс компонентов $q = K_1/K_2 = M_2/M_1 = 0.73$, хорошо согласующееся с определением Lorenz et al. [2] — $q = 0.69$.

Значения лучевых скоростей третьего компонента, определенные нами, также испытывали изменения, но в гораздо меньшей степени по сравнению с амплитудами лучевых скоростей основных компонентов SZ Cam. Несмотря на достаточно большую разность эпох (5–7 лет), лучевые скорости третьего компонента, полученные нами, изменялись в соответствии с фазой, рассчитанной по световым элементам третьего тела Lorenz et al. [2] (Рис. 1), что с большой степенью достоверности подтверждает двойственную природу третьего тела.

В марте 2002 г. на 6-м телескопе БТА САО РАН были проведены спеклинтерферометрические наблюдения SZ Cam. На эпоху 2002.2485 получены новые значения разделения $\rho = 0''.076 \pm 0''.001$ и позиционного угла $\theta = 295.6 \pm 0.5$ очень тесного визуального компонента, отождествляемого с третьим телом в системе SZ Cam. Используя эти значения ρ, θ вместе с полученными ранее на эпоху 1994.7035 [2], а также значения элементов орбиты третьего тела, определенные по кривой изменения периода SZ Cam [2], мы вычис-

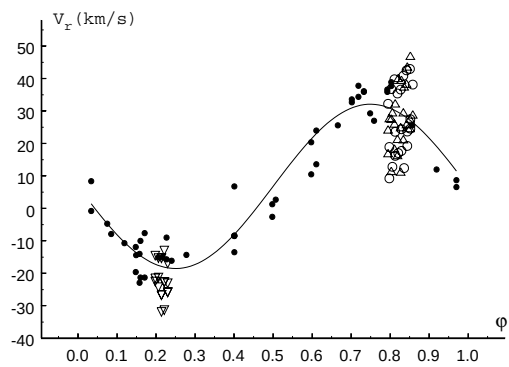


Рис. 1. Кривая лучевой скорости третьего тела (∇ , $\triangle$ и $\circ$ – наши определения)

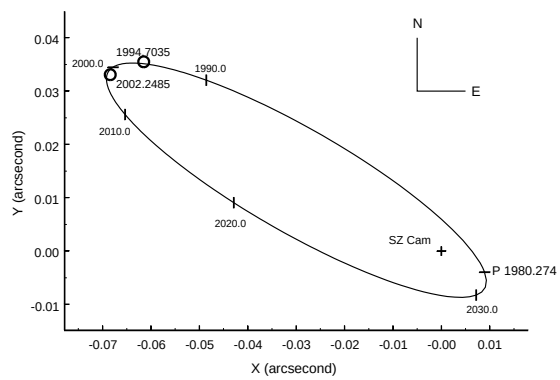


Рис. 2. Относительная визуальная орбита третьего тела

лили параметры относительной визуальной орбиты третьего тела. Впервые найдены значения угла наклона орбиты i и большой полуоси a'' . Из предлагавшихся ранее двух значений периода [2] однозначно выбран один — 50.7 года. Найденные нами элементы орбиты приведены в [2]. На Рис. 2 изображена относительная орбита третьего тела.

Автор выражает благодарность администрации САО РАН за предоставленную возможность проведения наблюдений на телескопах БТА и Цейсс-1000, директору Ю. Ю. Балеге и сотрудникам САО РАН В. Д. Бычкову и З. У. Шхагошевой за помощь в проведении наблюдений.

Список литературы

1. *Chochol D.* // Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. 1981. Vol. 10. P. 89–123.
2. *Lorenz R., Mayer P., Drechsel H.* // Astron. Astrophys., 1998. Vol. 332. P. 909–927.
3. *Горда С. Ю., Балеге Ю. Ю., Шхагошева З. У.* // Физика Космоса: Тр. 32-й Междунар. студ. науч. конф., г. Екатеринбург, 3–7 февр. 2003 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2003. С.267

ЭВОЛЮЦИОННАЯ СВЯЗЬ РАЗДЕЛЕННЫХ И КОНТАКТНЫХ ТДС

Тесные двойные системы (ТДС) представляют собой такие пары звезд, расстояние между которыми сопоставимо с их размерами. Это значит, что с некоторого момента компоненты ТДС начинают активно взаимодействовать между собой. Этот процесс становится особенно интенсивным, когда компоненты заполняют полости Роша, и вещество может свободно перетекать от одной звезды к другой. Тогда и становится возможным переход разделенной ТДС в контактную.

ТДС являются основным инструментом для измерения фундаментальных звездных характеристик, как их массы и радиусы. Количественная интерпретация кривых лучевых скоростей и блеска ТДС обеспечивает нас информацией об фотометрических и спектроскопических элементах орбиты, которую целесообразно фиксировать в каталогах.

Статистическая обработка каталогов, составленных с учетом классификации ТДС по эволюционному статусу, позволяет выявить связи между ТДС, находящихся на различных стадиях эволюции в пределах Главной Последовательности (ГП).

Используя современную терминологию, задачу поиска эволюционного родства ТДС разных классов можно отнести к области популяционного синтеза, глобальная цель которого – количественно оценить и объяснить текущие и изменяющиеся во времени взаимные соотношения численностей разных типов двойных систем, заключительные стадии эволюции которых можно описать богатой палитрой известных сейчас видов экзотических объектов, населяющих нашу Галактику. К числу которых, безусловно, относятся WD, NS, BH, симбиотические звезды, рентгеновские ДС, катаклизмические переменные, объекты класса “голубые бродяги” (ГБ) и т. д.

Один из частных приемов метода популяционного синтеза – это восстановление по наблюдаемым распределениям ТДС, исправленных за селективные эффекты, современных и начальных распределений ТДС по их физическим характеристикам.

В качестве наблюдательного материала используется “Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд”[1], включающий сведения о 437 РГП, 153 $\sim KW$, 304 KW, 462 КР, 485 ПР типа R CMa системах. Данные сокращения приняты согласно классификации Свечникова и др.[2] и кратко приводятся ниже:

РГП – Разделенные системы Главной Последовательности (ГП);

$\sim KW$ – Системы подобные KW – предконтактные с $P < 1.^d2$;

KW – Контактные системы типа W UMa – с $P < 0.^d5$ и Sp1 более поздними, чем F0;

КР – Контактные двойные ранних спектральных классов – с $P > 0.^d5$ и Sp1 не позднее, чем F0;

ПР – Полуразделенные системы, испытавшие “перемену ролей компонентов”. ПР системы с $P < 1.^d2$ образуют группу ТДС типа R CMa.

На базе каталога [1] предлагается последовательно описать во времени стадии эволюционного превращения маломассивных РГП систем в одиночные объекты класса ГБ, наглядно иллюстрируя эволюционными цепочками двух видов:

1. $(M1 < 1.5Mo, P < 5^d) \rightarrow \sim KW \rightarrow KW(P < 0.^d4) \rightarrow ГБ$

2. $(1.4Mo < M1 < 2Mo, 1.^d2 < P < 2.5^d) \rightarrow ПР(RCMa) \rightarrow$

$КР(P < 1^d, q < 0.5) \rightarrow KW(0.^d4 < P < 0.^d5) \rightarrow ГБ$

Ограничение вида $M1 < 1.5Mo$ имеет важный смысл для объяснения эволюционных особенностей разделенных ТДС. На “диаграмме M1-A” (A - большая полуось) обнаруживается область - “запрещенный треугольник” - в которой нет РГП систем с $M1 < 1.5Mo$. Наличие такого “запрещенного треугольника” было впервые отмечено при исследовании затменных систем с известными абсолютными элементами Свечниковым [3] в конце 60-х годов. Происхождение “запрещенного треугольника” не связано с эффектами наблюдательной селекции.

Впервые это явление было объяснено особенностями образования ТДС Тутуковым [4], в начале 80-х годов. Дело в том, что ТДС формируются в результате фрагментации коллапсирующих вращающихся протозвездных облаков в аккреционном режиме. В ходе аккреции возрастают и массы компонентов, и большая полуось орбиты; из условия сохранения массы и углового момента при этом должно выполняться соотношение:

$$A/Ro \sim 6(M1/Mo)^{1/3} \quad (1)$$

которое показывает, что ТДС с $M_1 > 1.5M_{\odot}$ не могут образоваться с расстоянием между компонентами меньшим, чем следует из (1) ввиду отсутствия конвективных оболочек у таких звезд.

РГП системы с $M_1 < 1.5M_{\odot}$ имеют развитые конвективные оболочки, турбулентность и дифференциальное вращение которых порождают в результате механизма динамо поверхностное магнитное поле, с которым начинает взаимодействовать звездный ветер, истекающий из звезды. Это приводит к магнитному торможению, в результате чего происходит потеря собственного углового момента и, как следствие приливного взаимодействия компонентов – потеря орбитального углового момента (ОУМ). Это эквивалентно тому, что РГП системы с $M < 1.5M_{\odot}$ спустятся в "запрещенный треугольник" и пересекут его, образуя при этом класс $\sim KW$ систем и, затем, пополняя класс контактных KW систем.

В первой эволюционной цепочке периоды маломассивных РГП систем ограничены сверху – $P < 5^d$, что обусловлено конечным временем жизни Галактики.

Во второй цепочке верхний предел M_1 поднимается с $1.5M_{\odot}$ до $2M_{\odot}$. Такая ТДС после того, как главный компонент заполнит свою полость Роша, эволюционирует в ПР систему с "переменной ролей" компонентов, в которой уже спутник-субгигант будет иметь конвективную оболочку – $M_2 < 1.5M_{\odot}$. Но для того, чтобы характер эволюции такой ТДС определялся динамической шкалой потери ОУМ из-за замагниченного звездного ветра (аналогично первой цепочке), необходимо ограничить период РГП системы – $P < 2.^d5$, иначе процесс потери массы, будет преобладающим по своей интенсивности, и ТДС будет эволюционировать с увеличением P , т. е. станет более широкой. Сочетание начальных параметров разделенной ТДС – $1.4M_{\odot} < M_1 < 2M_{\odot}$ и $1.^d2 < P < 2.^d5$ – позволяет выявить стадию, на которой образуются ПР системы типа R CMa с $P < 1.^d2$, которые существенно отличаются от обычных ПР систем по ряду физических характеристик.

Анализ соотношений возрастов и пространственных плотностей, вычисленных для данных классов ТДС систем показал, что предполагаемые эволюционные цепочки являются возможными.

Список литературы

1. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон // Астроном. журн. 2002. Т. 79, №8. С. 738.

2. *М. А. Свечников, Э. Ф. Кузнецова* // Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд. Изд. УрГУ. Свердловск. 1990.
3. *М. А. Свечников, Л. И. Снежко* // М.: Наука. 1974. Гл. 5. С. 181.
4. *М. А. Свечников* // Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звёзд I. Уч. Записки УрГУ, серия астроном. 1969. Вып. 5. №88.
5. *Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон* ПАЖ. 1982. Т. 8. №5. С. 297.
6. *L. B. Lucy* // in: Fundamental problems on the theory of stellar evolution, IAU Symp., №93, ed. D. A. Sugimoto, D. Q. Lamb, D. N. Schramm, Dordrecht-Reidel. 1981. P. 75.

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭВОЛЮЦИИ МАЛОМАССИВНЫХ РГП-СИСТЕМ В КОНТАКТНЫЕ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Контактные тесные двойные звезды ранних спектральных классов (КР-системы) — это системы, где оба компонента близки по размерам к соответствующим внутренним критическим поверхностям (ВКП) или заполняют их. Спектр главного компонента — не позже F0, периоды превышают $0,^d 5$. Спектр спутника такой же, как у главной звезды, либо более поздний [1]. Среди этих звезд встречаются системы, находящиеся на различных стадиях эволюции и эволюционный статус КР-систем полностью еще не ясен.

Данное исследование основано на материалах Каталога затменных переменных звезд М. А. Свечникова, Э. Ф. Кузнецовой [3]. В нем собраны данные о 392 КР-системах, из которых 163 системы с известным спектром главного компонента Sp_1 . На основе анализа диаграммы Герцшпрунга—Рессела и зависимости избытков светимостей и радиусов от массы главного компонента и отношения масс все исследуемые КР-системы были разделены на 4 эволюционно-однородные группы: 1) массивные системы ($M_1 \geq 4,1M_\odot$), оба компонента которых располагаются вблизи начальной главной последовательности (НГП), построенной согласно Мейдеру и Мейнету [2]. 2) массивные системы, оба компонента которых находятся в пределах конечной главной последовательности (КГП). 3) маломассивные системы ($M_1 < 4,1M_\odot, q < 0,5$), прошедшие “перемену ролей” компонент. 4) маломассивные системы ($M_1 < 4,1M_\odot, q \geq 0,5$), не испытывавшие “перемену ролей” компонент.

Главные компоненты маломассивных систем лежат на диаграмме Герцшпрунга—Рессела вблизи НГП и не имеют избытков светимостей и радиусов. Спутники этих систем существенно отклоняются от НГП, а часть их расположена на диаграмме левее НГП. Также спутники обнаруживают существенные избытки светимостей и радиусов, причем с уменьшением массы избытки светимостей увеличиваются по квадратичной зависимости: $\Delta M_{bol} = -4.5(lg M_2^2) + 5.91 lg M_2 - 1.2$, а радиусов по линейной: $\Delta R_2 = 0.13 - 0.25 lg M_2$. Значительные избытки светимостей и радиусов наблюдаются лишь у маломассивных

систем с $q < 0,5$ а у систем с $q \geq 0,5$ они незначительны. Предполагается, что маломассивные КР-системы $q \geq 0,5$, образовались как контактные, имеющие общую оболочку в пределах эволюции на ГП. Тогда эти компоненты становятся контактными, минуя стадию процесса “перемены ролей” компонент и могут являться предшественниками КВ-систем. У второй группы маломассивных систем главный компонент — звезда главной последовательности, спутник — субгигант. Предполагается, что такие системы происходят от короткопериодических разделенных систем главной последовательности (РГП-систем). В процессе эволюции они проходят стадию “перемены ролей” компонент и становятся короткопериодическими полуразделенными системами (ПР-системами). Их выделяют как системы типа R CМа с $P \leq 1,^d 25$, эволюционирующих с большей потерей углового орбитального момента, чем обычные ПР. В результате дальнейшей потери углового орбитального момента из-за магнитного звездного ветра от спутника и сокращения периода эти системы эволюционируют в маломассивные КР-системы с $q < 0,5$.

Для маломассивных КР-систем с $q < 0,5$, РГП-систем с $P < 2^d, 0$ и Sp_1 от F2 до A5, ПР-систем типа R CМа была построена диаграмма Каретникова, которая представляет собой зависимость относительной скорости заполнения главным и вторичным компонентом своих ВКП от степени наполнения их главным компонентом и спутником. Главные компоненты и спутники R CМа-систем располагаются на этой диаграмме в области, где $\frac{R_1}{R_1 cr} \leq \frac{R_2}{R_2 cr}$, причем спутники заполняют свою ВКП ($\frac{R_2}{R_2 cr} \geq 1$). Для главных компонент характерна тенденция к заполнению ВКП ($\frac{R_1}{R_1 cr} \Rightarrow 1$). Области расположения маломассивных КР-систем с $q < 0,5$ частично перекрываются с областью распределения R CМа, что подтверждает эволюционную связь таких КР-систем с системами типа R CМа.

Для данных звезд получены наблюдаемые и “современные” распределения по большим полуосьм орбит, массам компонент и отношению масс. При построении “современных” распределений учитывались вероятность обнаружения их как затменных переменных звезд [4] и неполнота исследуемой выборки. Полученные распределения не противоречат предположению о происхождении маломассивных КР-систем с $q < 0,5$ из короткопериодических РГП-систем через стадию ПР-систем типа R CМа. При этом на этапе РГП $\Rightarrow$ R

СМа значительная доля орбитального углового момента и большая доля массы, теряемой первоначально более массивным компонентом в процессе “перемены ролей”, покидает систему. При переходе R CMa $\Rightarrow$ КР суммарная масса системы уменьшается незначительно, а масса главного компонента несколько увеличивается. При этом большая полуось орбиты уменьшается не существенно. Вероятно, вещество от субгиганта в основном переходит на главный компонент, а в потере орбитального углового момента существенную роль играет магнитный звездный ветер.

С учетом эффектов наблюдательной селекции оценена пространственная плотность маломассивных КР-систем в окрестностях Солнца ($\approx 32 \cdot 10^{-6}$ пк $^{-3}$). Сравнение ее с пространственной плотностью R CMa-систем [1] ($\approx 38 \cdot 10^{-6}$ пк $^{-3}$) показывает, что время существования КР-систем и систем типа R CMa на данных стадиях эволюции одинаково.

Список литературы

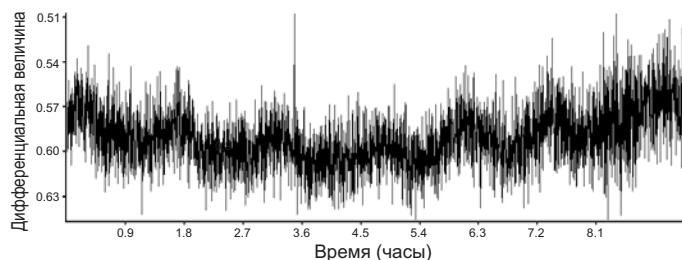
1. *Свечников М. А.* Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та. 1986.
2. *Свечников М. А., Кузнецова Э. Ф.* Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд. Екатеринбург: Изд-во УрГУ, 1990. Т. 1, 2.
3. *Maeder A., Maynet G.* Tables of evolutionary star models from 0,85 to 120 $M_{\odot}$ with overshooting and mass loss // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1988. 76. P. 411–425.
4. *Еретнова О. В., Свечников М. А.* Оценка вероятности контактных тесных двойных звезд как затменных переменных // *Астрономо-геодезические исследования.* Екатеринбург, 1995. С. 115–125.
5. *Еретнова О. В., Свечников М. А.* Пространственная плотность тесных двойных звезд в окрестности Солнца // *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменных типа РГП и некоторые результаты его обработки.* Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. 2000. С. 160–162.

**ОТКРЫТИЕ КОГЕРЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ
С ПЕРИОДОМ 87.65 МИНУТ
В ВЕРОЯТНОЙ ВЗРЫВНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ
NSV 2872 J015543.40 + 002807.2**

Взрывные переменные являются взаимодействующими двойными, которые состоят из белого карлика, аккрецирующего вещество от маломассивного вторичного компонента, заполняющего свою полость Роша. Излучение взрывных переменных от рентгеновского диапазона до инфракрасного диапазона, как правило, полностью доминировано высвобождением гравитационной энергии в аккреционном диске или аккреционной колонне, а не излучением звездных компонентов. В большинстве случаев взрывные переменные имеют спектры с эмиссионными линиями. Одной из наиболее удивительных фотометрических характеристик всех взрывных переменных являются изменения блеска с амплитудами от нескольких сотых звездной величины до одной величины, происходящие на временных масштабах от секунд до десятков минут. Это явление называется фликерингом. В некоторых случаях могут наблюдаться также периодические изменения блеска с периодами в интервале 1–10 ч, связанные с орбитальным движением, а также изменения с более короткими периодами (в так называемых промежуточных полярах), вызванные несинхронным вращением магнитного белого карлика. Последние, как правило, скрыты в шуме, вызываемом фликерингом, и могут обнаруживаться при анализе обширных наблюдательных данных с помощью методов обнаружения скрытых периодичностей.

В каталоге взрывных переменных [1] имеется информация о звездах, принадлежность которых к типу взрывных переменных установлена ненадежно. Несколько таких объектов было выбрано для наблюдений с помощью многоканального фотометра. Нашей целью было обнаружить фликеринг в качестве главного критерия, удостоверяющего принадлежность этих звезд к типу взрывных переменных и затем провести продолжительные наблюдения с целью поиска периодических колебаний. Наблюдения проводились на 70-см телескопе и автоматизированном многоканальном фотометре, позволяющем одновременно регистрировать излучение двух звезд и фона.

В наблюдениях применялась автоматическая гидирующая система, позволяющая точно центрировать изображения звезд в диафрагмах фотометра и поддерживать точное центрирование в течение наблюдательной ночи. Одна из программных звезд, а именно NSV 2872, уже в первую ночь показала колебания блеска с периодом примерно 1.5 ч, которые были отчетливо видны непосредственно в кривой блеска. Эта кривая блеска показана на рисунке. Наблюдения были немедленно продолжены для того, чтобы определить стабильность периода колебаний и выяснить их когерентность. Общая продолжительность наблюдений составила 79 ч в течение 11 ночей. Наблюдения проводились с 11 декабря 2001 г. по 16 января 2002 г.



Тщательная обработка всех наблюдательных данных с использованием Фурье-анализа и дисперсионного анализа свернутых кривых блеска (подробности см. в [2]) показала, что период открытых колебаний стабилен и равен 87.65 ± 0.03 мин, а колебания имеют когерентную фазу. Амплитуда колебаний оказалась переменной в пределах $0.003^m - 0.008^m$, показывая значительные изменения даже в течение ночи наблюдений. Фликеринг, типичный для взрывных переменных, в этой звезде имеет крайне малую амплитуду и обнаруживается по небольшим искажениям формы некоторых колебательных циклов и по избытку мощности в спектре в диапазоне частот 0.2–0.4 мГц.

Как отмечалось, принадлежность NSV 2872 к типу взрывных переменных не была установлена достоверно. Более того, недавние спектральные наблюдения [3] не обнаружили в спектре этой звезды эмиссионных линий, и был сделан вывод о том, что NSV 2872 вообще не является взрывной переменной, а является просто звездой спектрального класса К. Однако в этом случае не удастся найти никакой разумной интерпретации найденных нами колебаний. Период и амплитуда колебаний типичны для звезд типа δ Sct, но спектр звезды, а также найденный в наших наблюдениях показатель цвета

B–V, который оказался равным $1.14^m \pm 0.02^m$, говорят о том, что NSV 2872 находится вне пределов полосы неустойчивости этих звезд на диаграмме Герцшпрунга – Рассела. Для звезд поздних спектральных классов, имеющих конвективные оболочки, можно ожидать наличия высокочастотных колебаний типа солнечных колебаний, однако их амплитуда не должна превышать нескольких миллионных долей звездной величины и такие колебания необнаружимы с помощью фотометрии с поверхности Земли. Это известная проблема астеросейсмологии. Поэтому необходимо все же предположить, что NSV 2872 является звездой, родственной взрывным переменным, хотя и не вполне типичной. Если считать вторичный компонент в этой предположительно двойной системе звездой спектрального класса K, необходимо исключить возможность того, что найденные колебания связаны с орбитальным движением, поскольку такие системы обладают большим угловым моментом и их орбитальные периоды должны быть больше 5 ч. Тогда у нас не остается другого выбора, кроме того, чтобы отнести найденные колебания за счет несинхронного вращения магнитного белого карлика в двойной системе, т. е. NSV 2872 должна быть новым промежуточным полярком. Главный аргумент, свидетельствующий в пользу принадлежности этой звезды к типу взрывных переменных, следует из среднего спектра мощности, в котором обнаруживается избыток мощности в диапазоне частот 0.2–0.4 мГц. Это является уверенным признаком фликеринга, хотя его активность кажется значительно более низкой, чем в других взрывных переменных.

Работа выполнена при поддержке научной программы “Университеты России”, проект УР.02.01.010.

Список литературы

1. *Downes R. A., Weblink R. F., Shara M. M.* // PASP. 1997. Vol. 109. P. 345.
2. *Kozhevnikov V. P.* // A&A. 2003. In press.
3. *Liu W., Hu J. Y.* // ApJS. 2000. Vol. 128. P. 387.

А. В. Кожевникова, В. П. Кожевников,
Т. С. Полушина, М. А. Свечников
Уральский государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ CM Dra ПО ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ В АО УрГУ

Затменная переменная система CM Dra является маломассивной затменной спектрально-двойной системой класса dM4e, находящейся в нижней части Главной Последовательности. Обе компоненты имеют массы меньшие, чем 0.25 массы Солнца [1]. Видимая звездная величина 12.9^m . Орбитальный период $P = 1.27$ дней. В 1993 г. CM Dra была включена Штрассмейером в каталог хромосферно-активных двойных звезд, так как в этой системе были обнаружены признаки активности солнечного типа. В настоящее время ее относят к звездам типа BY Dra. Это карликовые вспыхивающие звезды поздних спектральных классов, обладающие магнитным полем и пятнами на поверхности. Система CM Dra детально исследовалась в 1976 г.: были обнаружены характерные для пятенной активности синусоидальные вариации блеска [1]. До настоящего времени информации о подтверждении этих колебаний не было.

В Астрономической обсерватории УрГУ проводились наблюдения CM Dra в 1996–1997 гг. в рамках международной программы TEP (Search for Transits of Extrasolar Planets) — поиск прохождений планет фотометрическим методом [2]. Кроме основной цели исследований мы использовали полученный большой массив данных для уточнения фундаментальных характеристик этой двойной системы.

Для наблюдений использовался автоматический двухзвездный фотометр, установленный на 700-мм телескопе АО УрГУ. Дифференциальная фотометрия проводилась в цвете R. Наблюдения проведены в течение 42 ночей (155 наблюдательных часов), получено 4200 оценок блеска. Средняя квадратичная ошибка одного измерения 0.005^m . Построенная по всем наблюдениям сводная кривая блеска (СКБ) приведена на рис. 1 а. Каждая точка является усреднением 4–6 индивидуальных оценок блеска. Минимумы СКБ довольно узкие, близкие по глубине: 0.74^m и 0.63^m .

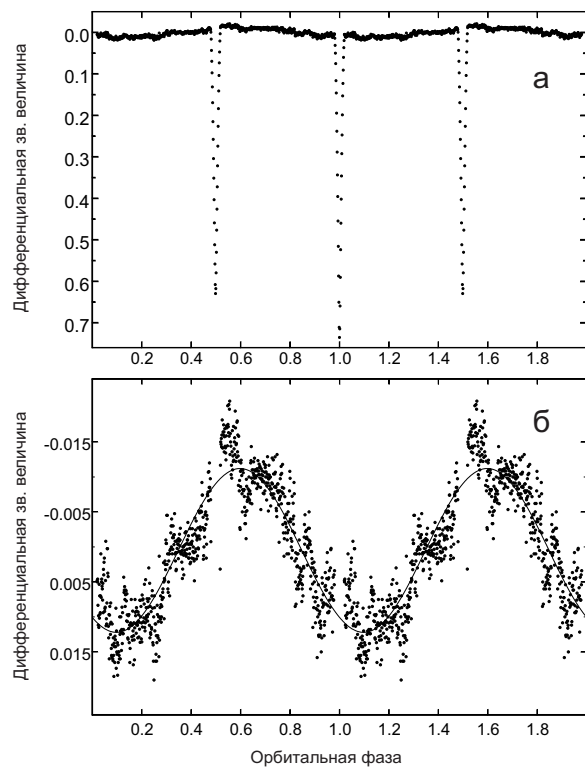


Рис. 1. а – Сводная кривая блеска CM Dra, построенная по 155 ч наблюдений. б – Внезатменные колебания блеска в увеличенном масштабе

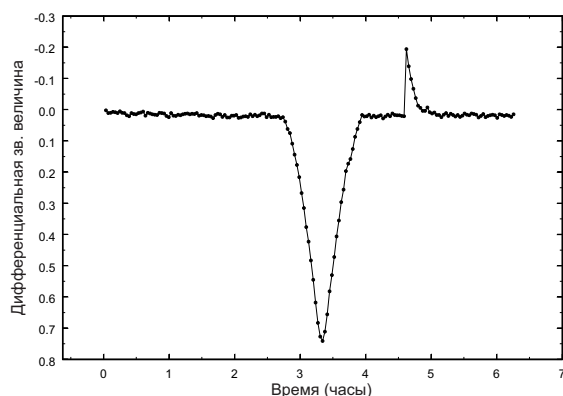


Рис. 2. Вспышка 6.09.1997, амплитуда 0.21^m , длительность 34 мин

Результаты

1. Из анализа кривой блеска СМ Дра получены фотометрические элементы орбиты. Определение проводилось с помощью программы Лаврова, используя метод дифференциальных поправок. В пределах точности измерений полученные нами результаты хорошо согласуются с определенными в 1976 г. С использованием данных спектроскопических наблюдений [1] определены абсолютные элементы орбиты СМ Дра, значения которых также незначительно отличаются от значений, полученных в [1].

2. Обнаружены четыре вспышки и определены их параметры: длительность, максимальная амплитуда, максимальная мощность. Оценен темп вспышечной активности – 0.044. Влияние вспышек СМ Дра на общую звездную величину звезды гораздо больше, чем у Солнца – у СМ Дра оно составляет от 3 до 21%, а у Солнца – тысячные доли процента.

3. Выявлены малоамплитудные (0.012^m) колебания блеска СМ Дра на внезатменной части СКБ. Параметры этих колебаний – период, амплитуда и фаза – были определены с помощью Фурье-преобразования и аппроксимации колебаний синусоидальной зависимостью методом наименьших квадратов. Форма и амплитуда этих изменений яркости согласуются с имеющимися в литературе данными и могут быть объяснены существованием пятна вблизи полюса одной из компонент СМ Дра. Однако из сравнения наблюдений разных лет (1976 и 1996–1997 гг.) было обнаружено несовпадение фазы

максимума этих колебаний, что может говорить об изменении долготы пятна, или об изменении формы одного и того же большого пятна, расположенного в районе полюса одной из компонент CM Dra.

Список литературы

1. *Lacy C. H.* Absolute dimensions and masses of the remarkable spotted dM4e eclipsing binary flare star CM Dra. // *Ap.J.* 1977. 218.
2. *Deeg H. J., Doyle L. R. et al.* Near-term detectability of terrestrial extrasolar planets: TER network observations of CM Dra. // *Astron.Astrophys.* 1998. 338.

Т. А. Полякова

Астрономический институт им. В. В. Соболева

ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ μ СЕР

Приводятся результаты наблюдений блеска и поляризации μ Сер за 1983—2002 гг. К кривой блеска была подобрана почти синусоидальная кривая, имеющая несколько переменную амплитуду и период около 850 дней. При этом получилось, что минимумы реальной кривой блеска, по сравнению с плавной, часто словно “залиты” дополнительным излучением.

Для объяснения явления “заливания” минимумов блеска μ Сер здесь выдвинута рабочая гипотеза о том, что холодные гигантские переменные звезды, в зависимости от угла между их осью вращения и лучем зрения, могут проявлять себя для земного наблюдателя либо как мириды, либо как полуправильные переменные. Вблизи экватора активность звезды проявляется сильнее и во время минимумов блеска там образуется гораздо больше окиси титана, чем вблизи полюсов. TiO создает сильное “вуалирование” в визуальной области, что способствует у мирид углублению их минимумов блеска. При этом не пропущенное излучение, возможно, частично диффундирует в протяженной атмосфере сверхгиганта в приполярные области и, выходя там, “заливает” минимумы блеска, приводя к созданию полуправильных кривых блеска, как в случае μ Сер.

**МАССИВНЫЕ ВЫРОЖДЕННЫЕ ТОРЫ
ВОКРУГ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ
КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СТАДИЯ
НА ПУТИ К SN Ia**

Эволюция звезд малых и умеренных масс в тесной двойной системе приводит в итоге к появлению пары белых карликов [1]. Если расстояние между компонентами $\lesssim 3R_{\odot}$, они сблизятся вследствие излучения гравитационных волн. Менее массивный наполнит внутреннюю критическую поверхность и начнет терять вещество. Если момент импульса двойной системы достаточно большой, основная масса вещества менее массивного карлика может сосредоточиться в торе вокруг главного компонента. Аккреция вещества тора главным компонентом может привести к росту его плотности с последующим взрывом звезды как SN Ia.

Область значений масс компонентов двойных белых карликов, суммарная масса которых превосходит предел Чандрасекара, можно разбить на подобласти (рис. 1).

К подобласти SS (Single Supernova) отнесем двойные карлики с близкими массами. В результате слияния таких карликов образуются массивные быстро вращающиеся сильно сплюснутые белые карлики [2]. Плотность вещества в таких карликах $\lesssim 2 \cdot 10^8$ г/см³. Дальнейшая эволюция таких карликов может сопровождаться отводом момента импульса из внутренних областей с последующим увеличением плотности и, возможно, потерей вещества и момента импульса из околоэкваториальной области, и привести в итоге к взрыву SN Ia.

К подобласти NS (Neutron Star) относятся пары, в которых происходит разогрев вещества, потерянного менее массивным карликом, при столкновении с поверхностью массивного. Образуется одиночный объект с горящим в его поверхности углеродом [3, 4]. Горение углерода распространяется внутрь, перерабатывая CO-смесь в O, Ne и Mg. Эволюция такого объекта заканчивается скорее всего образованием нейтронной звезды, поскольку нейтронизация на ядрах неона и магния стимулирует коллапс продукта слияния.

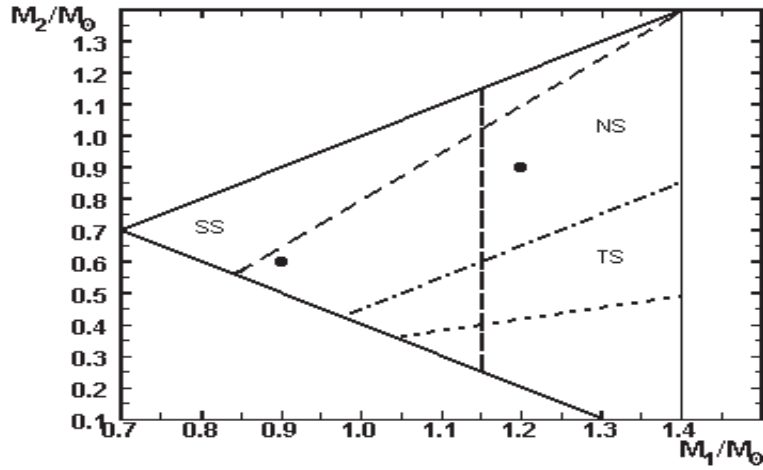


Рис. 1. Подобласти SS, NS и TS в плоскости масс компонентов пары белых карликов. Верхняя сплошная линия соответствует случаю $M_1 = M_2$, нижняя – $M_1 + M_2 = 1.4M_\odot$, вертикальная – $M_1 = 1.4M_\odot$. Штриховой линией показаны пары, у которых разность поверхностных потенциалов достаточно для разогрева вещества до температур $8 \cdot 10^8$ К. Длинным вертикальным штрихом показана граница между CO и ONe-карликами. Кругами показаны системы, для которых проведены расчеты динамики разрушения менее массивного компонента: [3] (правый) и [4] (левый)

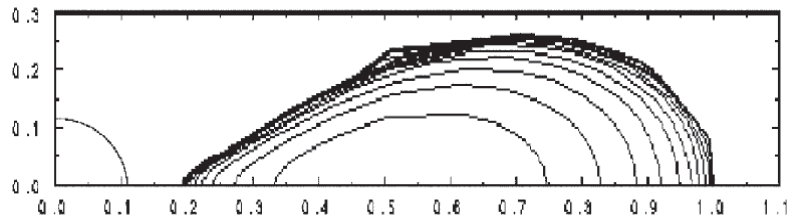


Рис. 2. Эквиденции для модели тора $0.5M_\odot$, вращающегося вокруг белого карлика $1.2M_\odot$ по закону, близкому к кеплеровскому. Плотность соседних линий отличается в два раза

К подобласти TS (Tor System) отнесем пары, у которых орбитальный момент импульса и полная энергия достаточны для поддержания в равновесии тора с массой, равной массе менее массивного карлика. Пример такого тора показан на рис. 2. Максимальная плотность вещества в торе составляет $9.04 \cdot 10^4$ г/см³. Полная энергия и момент импульса этой системы на 0.1 и 9 % меньше соответствующих значений для полуразделенной системы белых карликов с такими же массами.

Аккреция вещества тора СО-карликом открывает еще одну возможность образования предшественников сверхновых типа Ia. Разность гравитационного потенциала между внутренним краем тора и поверхностью белого карлика, показанных на рис. 2, недостаточна для прогрева вещества до температур, при которых загорается углерод, но достаточна для загорания гелия. Поэтому если менее массивным компонентом был СО-карлик, то аккреция вещества тора главным компонентом приведет к росту его плотности и, возможно, взрыву его как SN Ia. Если менее массивным компонентом пары был гелиевый карлик, аккреция вещества тора приведет к образованию слоевого источника горения гелия в поверхности СО-карлика. Следствием может быть образование звезд типа R Северной Короны. Если более массивным компонентом пары был ONe-карлик, продукт слияния заканчивает эволюцию образованием нейтронной звезды в результате коллапса центральной части.

Таким образом, взрыв SN Ia может произойти при слиянии пар белых карликов, попадающих либо в левую часть области SS, либо в левую часть области TS.

Список литературы

1. *Масевич А. Г., Тутуков А. В.* Эволюция звезд: теория и наблюдения. М.: Наука, 1988. С. 280.
2. *Савохин Д. П., Старицин Е. И., Блинные С. И.* // Астрон. журн. 2001. Т. 78. №9. С. 798.
3. *Benz W., Bowers R. L., Cameron A. G., Press W. H.* // Astrophys. J. 1990. Vol. 348. P. 647.
4. *Segretain L., Chabrier G., Mochkovitch R.* // Astrophys. J. 1997. Vol. 481. P. 355.

М. А. Свечников

Уральский государственный университет

Л. П. Суркова

Забайкальский государственный педагогический университет

**КАТАЛОГ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ,
ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И АБСОЛЮТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
ПОЛУРАЗДЕЛЕННЫХ ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ
СИСТЕМ С ИЗВЕСТНЫМИ И НЕИЗВЕСТНЫМИ
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМИ ОРБИТАМИ**

Составленный авторами каталог состоит из двух частей. В первой части содержится информация о 94 хорошо изученных полуразделенных тесных двойных системах типа Алголя с известными фотометрическими орбитами. Вторая часть содержит сведения о 123 системах с неизвестными спектроскопическими орбитами. Для каждой системы приводятся орбитальный период, большая полуось относительной орбиты, угол наклона плоскости орбиты к картинной плоскости, отношение масс компонентов, их спектральные классы, радиусы, массы, отношение поверхностных яркостей, болометрические и относительные светимости. Оценка точности определения элементов отмечается в каталоге весом и выражена в десятибалльной шкале.

Каталог имеет приложение, в котором даны библиография и примечания. В примечании указаны дополнительные сведения о расстоянии до системы и ее возрасте, о замеченных вспышках и наличии третьего тела, об изменении орбитального периода и потере массы системой, о начальной эпохе моментов минимума блеска, о внеатмосферных наблюдениях со спутников и орбитальных станций.

Проведена первичная статистическая обработка каталога. Для главных компонентов полуразделенных систем с известными спектроскопическими орбитами построены зависимости масса-радиус, масса-светимость, масса-эффективная температура. Эти зависимости использовались для нахождения абсолютных элементов полуразделенных тесных двойных систем с неизвестными спектроскопическими орбитами.

Данные каталога полны до 2000 г.

Т. П. Никифорова, В. Э. Берланд, М. С. Березан
Астрономическая обсерватория УрГУ

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВЫБРОСОВ
В СИСТЕМЕ АКТИВНЫХ ПЕТЕЛЬНЫХ
ПРОТУБЕРАНЦЕВ**

Из анализа серии спектрограмм, полученных с помощью телескопа АЦУ-5 и спектрографа АСП-20 Астрономической обсерватории УрГУ, выявлены некоторые эволюционные характеристики плазмы в системе активных петельных протуберанцев на лимбе Солнца, наблюдавшихся в процессе взрыва. Проанализирована структура линий ионизованного кальция H и K CaII и водорода H δ —H14 (H4110Å–3700Å) на разных этапах эруптивного процесса.

В предвзрывной фазе отмечено: 1) увеличение скоростей по лучу зрения в основании петли до значений ~ 60 км/с, что может свидетельствовать также о повороте петли; 2) в нижних частях петли вблизи уровня фотосферы обнаружен узелковый характер эмиссии. Яркие узелки характеризуются вдвое большими значениями кинетической температуры по сравнению с соседними невозмущенными участками петли, температура которых приблизительно соответствует значениям, принятым для спокойных протуберанцев.

В фазе разлета частей петель волокнистая структура вещества в петлях (хорошо разделяемая по доплеровским сдвигам) сохраняется до высот $0.2R_{\odot}$. Компоненты скоростей выбросов по лучу зрения имеют значения до 210 км/с, а скорости удаления от лимба — до 270 км/с.

СПЕКЛИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ ОРБИТА ТРЕТЬЕГО ТЕЛА В СИСТЕМЕ SZ CAM

В период с 31.03.2002 по 01.04.2002 г. на телескопе БТА САО РАН ($D = 6$) авторами были проведены спеклинтерферометрические наблюдения затменной переменной звезды SZ Cam. На эпоху 2002.2485 получены новые значения разделения $\rho = 0''.076 \pm 0''.001$ и позиционного угла $\theta = 295^\circ.6 \pm 0^\circ.5$ для очень тесного визуального компонента, отождествляемого с третьим телом в системе SZ Cam [1].

Используя наши определения и значения ρ, θ на эпоху 1994.7035, полученные ранее [1] по спеклинтерферометрическим наблюдениям, а также значения элементов орбиты третьего тела, которые были определены [1] по кривой изменения периода SZ Cam, мы вычислили параметры относительной визуальной орбиты третьего тела. Впервые найдены значения угла наклона орбиты i и большой полуоси a'' . Из предлагавшихся ранее [1] двух значений периода однозначно выбран один — 50.7 года, а из четырех вариантов ориентации визуальной орбиты, предложенных [1] один удовлетворил, найденным нами элементам. В таблице приведены найденные нами элементы относительной орбиты.

Элементы относительной орбиты

T_0	P	i°	e	a''	Ω°	ω°
1980.274	50.7	71.8	0.77	0.046	121.9	23.7

Список литературы

1. *Lorenz R., Mayer P., Drechsel H.* // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 332. P. 909.

О ПРАВОПИСАНИИ БУКВ С ДИАКРИТИЧЕСКИМИ ЗНАКАМИ В ИМЕНАХ МАЛЫХ ПЛАНЕТ

По состоянию на декабрь 2002 г. постоянные номера получили 52224 малые планеты, 10037 из них присвоены собственные имена. Все имена, согласно правилам Международного астрономического союза (МАС), должны записываться с помощью латинского алфавита. Однако допускается использование букв с диакритическими знаками, имеющимися в алфавите многих языков. Всего таких имен на декабрь 2002 г. насчитывается 516. Зачастую во многих публикациях имена малых планет пишутся без употребления диакритических знаков, что приводит к их неправильному пониманию и произношению.

Данная работа посвящена проблеме правильного написания подобных имен средствами WEB-дизайна и системой авторского набора $\text{\TeX}$ по правилам МАС. Приводится интересная статистика частоты встречаемости букв с диакритическими знаками в именах малых планет.

ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Развит численный код для моделирования трехмерных газодинамических течений. В основе кода лежит конечно-разностная TVD-схема годуновского типа [1] повышенного порядка аппроксимации [3]. Численные потоки через поверхности ячеек сетки вычисляются с помощью процедуры приближенного решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва. При построении решения задачи Римана считается, что все бегущие волны, возникающие в результате распада первоначального разрыва, представляют собой сильные разрывы (ударные волны и контактный разрыв). Трехмерная схема строится с помощью расщепления разностной задачи по пространственным направлениям. Разработанный численный код был адаптирован на массивно-параллельные вычислительные системы (кластеры). Для демонстрации вычислительных качеств кода представлены результаты тестовых расчетов ряда задач с известными точными или приближенными аналитическими решениями: стационарная ударная волна, задача о сильном взрыве, взаимодействие ударной волны со сферическим облаком. В качестве приложения рассмотрена важная астрофизическая задача об эволюции аккреционных дисков молодых звезд.

Список литературы

1. Годунов С. К. Разностный метод для численного расчета разрывных решений гидродинамики // Мат. сб. 1959. Т. 47, вып. 89. С. 271.
2. Boyarchuk A. A., Bisikalo D. V., Kuznetsov O. A. et. al Mass transfer in close binary stars. L., 2002.

П. Е. Захарова, Э. Д. Кузнецов,
Л. К. Малышева, Ю. В. Никульников
Астрономическая обсерватория УрГУ

**РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ
ПАССИВНЫХ ГЕОСИНХРОННЫХ ОБЪЕКТОВ
НА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОМ КОМПЛЕКСЕ
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ УрГУ**

В Коуровской астрономической обсерватории Уральского государственного университета на оптико-электронном комплексе (ОЭК), установленном на телескопе АЗТ-3, проводятся наблюдения пассивных геосинхронных объектов с целью поиска и каталогизации фрагментов "космического мусора" в области геостационарной орбиты. По результатам наблюдений, выполненных на ОЭК в 1999–2002 гг., были определены положения и получены улучшенные элементы орбит для 103 пассивных объектов техногенного происхождения.

Данные об элементах орбит наблюдаемых объектов занесены в каталог фрагментов космического мусора в области геостационарной орбиты. В настоящее время каталог содержит 118 наборов улучшенных элементов орбит (для 15 объектов элементы приведены на две эпохи). Долготы подспутниковых точек объектов распределены между 14.4 и 102.5° в. д. Наклоны орбит достигают 15.5° . Для 89 объектов установлены международные номера, из них 49 являются космическими аппаратами, выработавшими свой ресурс, а 40 — разгонными блоками.

Минимальные размеры объектов, наблюдаемых на ОЭК и включенных в каталог, составляют 1–2 м. Наблюдения высокоорбитальных объектов на оптико-электронном комплексе обеспечивают обновление и сопровождение рабочего каталога объектов космического мусора в геостационарной области.

Работа поддержана Министерством промышленности, науки и технологий Российской Федерации (контракт №40.022.1.1.1108).

**ПРОСТОЙ АНАЛОГО-ЦИФРОВОЙ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЕ—ЧАСТОТА
С ИНТЕРФЕЙСОМ ПО ПАРАЛЛЕЛЬНОМУ ПОРТУ
ДЛЯ ПЕРСОНАЛЬНОГО КОМПЬЮТЕРА**

В лаборатории физики Солнца АО УрГУ накоплен определенный наблюдательный материал на фотографических носителях. Это спектры активных и спокойных протуберанцев (линии ионизованного кальция и бальмеровские линии водорода), а также спектры солнечных пятен в области 550—700 нм, содержащие линии нейтральных и однажды ионизованных железа, никеля и ряд других интересных линий (в частности, триплет нейтрального кальция). Как известно, ПЗС-матрицы, активно применяемые последние 20 лет в солнечной спектроскопии, пока не обладают панорамными свойствами фотопластинок и пленок вследствие малых размеров приемной апертуры. Поэтому для решения ряда задач имеющиеся стеклотеки спектрограмм представляют несомненную ценность.

Обработка спектрограмм на имеющемся микрофотометре АО УрГУ требует создания аналого-цифрового преобразователя (АЦП) для ввода сигнала с усилителя постоянного тока У5-9 (или другого). Основные требования к такому АЦП: скорость преобразования 25—50 отсчетов в секунду, отношение сигнал-шум — около 200, легкость сопряжения с персональным компьютером, синхронизация с питающей сетью частотой 50 Гц. Последнее требование связано с тем, что движение каретки с фотоматериалом производится синхронным мотором.

Такой АЦП разработан и включает в себя преобразователь напряжение—частота (микросхема 1108ПП1А), счетчик импульсов, таймер на основе микросхемы КР580ВИ53 и стандартный интерфейс сопряжения с параллельным портом IBM PC. Запуск счета и синхронизация с сетью 50 Гц осуществляется программно-аппаратно. Обслуживает АЦП комплекс программ на языке Турбо-Паскаль.

Кроме обработки спектров данный АЦП будет применен для контроля прозрачности атмосферы при наблюдениях на солнечном телескопе АЦУ-5 АО УрГУ.

Н. Д. Калинина, А. М. Соболев, С. В. Салий

Астрономическая обсерватория УрГУ

П. Харьюнпя

Университет Хельсинки, Финляндия

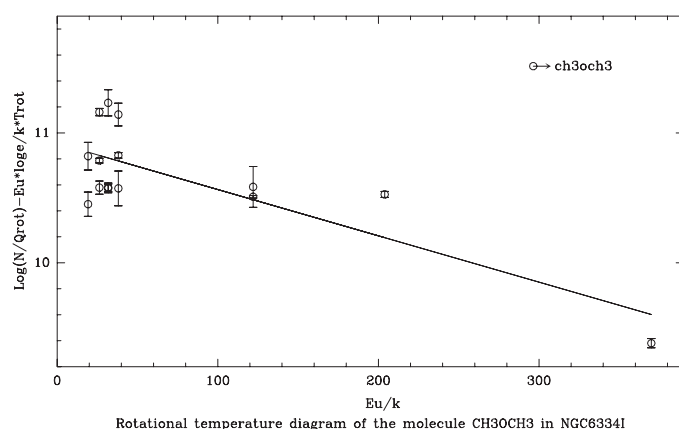
И. И. Зинченко

Институт прикладной физики РАН

СЛОЖНЫЕ МОЛЕКУЛЫ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ЯДРЕ NGC6334I

Спектр молекулярного ядра NGC 6334I в миллиметровом диапазоне является одним из самых богатых. В спектрах, полученных на телескопе SEST в 1999 г., отождествлено множество переходов сложных молекул. Для молекул CH_3OH , HCOOCH_3 , CH_3OCH_3 , CH_3CN , HNCO и $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$ построены вращательные диаграммы, позволяющие оценить лучевые концентрации и вращательные температуры. Значения вращательных температур высоки — 120—300 К. Многообразие сложных молекул с высокими температурами свидетельствует, что излучение поступает от объекта с горячим ядром, в котором происходят сложные химические процессы.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант 97-11451).



© Н. Д. Калинина, А. М. Соболев, С. В. Салий, П. Харьюнпя,
И. И. Зинченко, 2003

СРАВНЕНИЕ СПОСОБОВ СОЗДАНИЯ ТОПОГРАФИЧЕСКИХ ПЛАНОВ

Планом называют уменьшенное и подобное изображение горизонтальных проекций контуров и рельефа относительно небольших участков местности, в пределах которых пренебрегают влиянием кривизны Земли. В данной работе для составления плана использовались исходные данные тахеометрической съемки. По полученным результатам полевых измерений был составлен план участка местности лесопарка "Уктусские горы" масштаба 1:500 традиционным способом на бумажном носителе. В настоящее время для отображения земной поверхности широко применяются методы с использованием математической обработки на персональных компьютерах. Для сравнения с традиционным методом создания планов был построен план масштаба 1:500 с использованием географической информационной системы "ИнГео". Сравнение полученных планов позволяет утверждать, что ошибка нанесения одноименных контуров и горизонталей — в пределах допуска [1]. Преимущества метода с использованием компьютера заключаются в следующем:

- увеличение производительности обработки полевых материалов;
- создание карт и планов более мелкого масштаба без потери точности и без дополнительных полевых измерений;
- использование полученной информации в качестве цифровой топографо-геодезической основы ведомственных кадастров, тематических карт и территориальных информационных систем.

Список литературы

1. Инструкция по топографической съемке в масштабах 1:5000, 1:2000, 1:1000, 1:500. М.: Недра, 1982.

КВАДРУПОЛЬНАЯ ЗВЕЗДНАЯ СИСТЕМА FINSSEN 332

Квадрупольная звездная система Finsse 332 — звездная система главной последовательности высокой кратности, в которой две подсистемы имеют компоненты сходной массы и обращаются по орбитам подобных периодов. В связи с тем, что степень иерархичности объекта не высокая (отношение периодов подсистем на верхнем и на нижнем уровне ниже ста), возможно существование динамического взаимодействия двух внутренних тесных пар резонансного характера, если периоды их обращения кратны друг другу [1].

По спекл-интерферометрическим наблюдениям выполненным, в первичном фокусе 6-м телескопа Специальной астрофизической обсерватории в сентябре 1997 г. и марте—апреле 2002 г., вычислены спектры мощности и автокорреляционные функции обеих подсистем [3]. Построены спекл-интерферометрические орбиты двух звездных подсистем — Fin 332Aab и Fin 332Bab. Получен нижний предел суммы масс для каждой подсистемы [2]. По данным, полученным весной 2002 г. орбитальный резонанс в квадрупольной системе подтвержден. Последняя измеренная точка для Fin 332Bab указывает на период А. А. Токовина [4].

Список литературы

1. *Pluzhnik E. A., Balega Yu. Yu., Vasyuk V. A., et al.* Telescope resolution enhancement through the pupil segmentation // Bull. Spec Astrophys. Obs. 1998. Vol. 44. P. 119.
2. *Worley C. E., Douglass G.* The Washington Catalog of visual Double Stars. U. S. Naval Obs. // U. S. Naval Obs. 1996.
3. *Tokovinin A. A.* MSC — a catalogue of physical multiple star. // AAS.. 124... 75T

АРКАИМ КАК ПРИГОРИЗОНТНАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

Летом 1987 г. на Южном Урале была открыта цивилизация, возраст которой соответствует египетским пирамидам Среднего Царства, городской культуре Крита, поздним слоям знаменитых цивилизаций Индии — Хараппы и Мохенджо-Даро.

Аркаим (Аркайым) — археологический комплекс, включающий укрепленное поселение и прилегающие хозяйственные площадки, могильник, ряд неукрепленных селищ. Комплекс расположен в Челябинской области на реке Б. Караганка и ее левом притоке р. Утяганке, в предгорной долине у восточных склонов Уральских гор. Памятник датируется 2-й четвертью II тыс. до н. э. (17—16 вв. до н. э.). Радиоуглеродные даты — 3600—3900 лет тому назад. Комплекс исследуется с 1987 г. археологической экспедицией Челябинского университета под руководством Г.Б.Здановича [2].

По мнению Быструшкина, Аркаим — пригоризонтная обсерватория предельного класса точности, самая сложная из всех ныне известных человечеству. Культурный слой Аркаима необъяснимо беден и невыразителен. Главной ценностью руин является, видимо, конструкция сооружения, которая показывает неожиданно точное совпадением некоторых важных элементов геометрии и размеров Аркаима с соответствующими параметрами Стоунхенджа. По точности ориентировки конкуренцию Аркаиму во всем Древнем мире могут составить только некоторые пирамиды Египта [1].

Данная работа представляет собой обзор проведенных исследований геометрической структуры Аркаима.

Список литературы

1. *Быструшкин К.* Аркаим — суперобсерватория древних ариев? // Урал. 1996. №1.
2. *Зданович Г. П.* Что такое Аркаим?
<http://svetozar.narod.ru/Menupage.htm>

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС В БАЛДЖЕ ГАЛАКТИКИ

Для построения динамической модели Галактики собраны данные по балджу — одной из составляющих Галактики.

В литературе предлагаются разные способы нахождения гравитационного поля и пространственного распределения масс. Здесь можно исходить из кривой вращения [1, 2] или распределения светимостей и предположения о постоянном отношении масса/светимость [2, 3].

В работе используется модель Галактики, предложенная Г. Г. Кузминым [4]. Для одного из частных случаев изоповерхности плотности являются сфероидами. В результате "обрезания" модели во внешних ее частях получается ограниченная модель распределения масс в балдже Галактики.

Список литературы

1. *Petrovskaya I. V., Nincovic S.* The contribution of the galactic bulge to the galactic rotation curve // Galactic bulges/ Eds. H. Dejonghe, H. J. Habing. Belgium, 1993. P. 353.
2. *Kent S.* Galactic structure from the Spacelab Infrared Telescope. III. A dynamical model for the Milky Way bulge // Ap.J. 1992. Vol. 387. P. 181.
3. *Genzel R., Townes C. H.* Physical conditions, dynamics and mass distribution in the center in the Galaxy // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1987. Vol. 25. P. 377.
4. *Кузмин Г. Г.* Модель стационарной Галактики, допускающая трехосное распределение скоростей // Астроном. журн. 1956. Т. 33, вып. 1. С. 27.

А. Ф. Селезнев
Уральский государственный университет
E. Pancino, F. R. Ferraro
Dipartimento di Astronomia, Università di Bologna
M. Bellazzini
Osservatorio Astronomico di Bologna
G. Piotto
Dipartimento di Astronomia, Università di Padova

ЗВЕЗДНЫЕ НАСЕЛЕНИЯ В ω CENTAURI: СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

В работе продолжено исследование видимого распределения звезд шарового скопления ω Cen, принадлежащих к населением с различной металличностью. Были выделены следующие три выборки с $B < 16^m$: выборка RGB-MP, соответствующая основному пику распределения металличности ($[Fe/H] \sim -1.7$); выборка RGB-MInt, соответствующая второму, промежуточному пику распределения металличности вокруг $[Fe/H] \sim -1.2$, а также длинному, протяженному хвосту распределения, протянувшемуся к более высоким металличностям; выборка RGB-a, вновь открытое население с высоким содержанием металлов вблизи $[Fe/H] \sim -0.6$.

В настоящей работе изолинии видимого распределения плотности трех населений были аппроксимированы эллипсоидами. Были получены следующие основные результаты: главные пики плотности населений RGB-MInt и RGB-a сдвинуты на $\sim 1'$ относительно центра скопления; как население RGB-a, так и RGB-MInt вытянуты в направлении, перпендикулярном направлению вытянутости населения RGB-MP; население RGB-a значительно более сконцентрировано, чем население RGB-MP; населения RGB-MInt и RGB-a имеют сложную форму изолиний. На основе полученных результатов, а также ряда других данных обсуждаются возможные сценарии формирования наблюдаемых населений в скоплении ω Cen: действие процессов самообогащения, событие слияния или аккреции двух звездных систем, слияние в пределах изолированного фрагмента (карликовой галактики). Для окончательного решения требуется получение новых наблюдательных данных, в частности о лучевых скоростях звезд разных населений.

А. М. Соболев, С. В. Салий, А. Б. Островский

Уральский государственный университет

J. L. Caswell

ATNF, Австралия

D. M. Cragg, P. D. Godfrey

Monash University, Австралия

C. Henkel

MPIfR, Германия

L. E. B. Johansson

OSO, Швеция

ОБЗОР ОБЛАСТЕЙ МАССИВНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В МАЗЕРНОЙ ЛИНИИ МЕТАНОЛА НА 23.1 ГГц

На радиотелескопах в Парксе (Австралия) и Онсала (Швеция) проведен обзор 75 галактических областей массивного звездообразования в мазерной линии метанола II класса на 23.1 ГГц. Вопреки предсказаниям о широкой распространенности, яркое мазерное излучение (>10 Ян) обнаружено только в двух источниках — NGC6334F и W3(OH). Для других источников установлены верхние пределы плотностей потоков в линии на 23 ГГц, варьирующиеся от 0.5 до 4 Ян. В декабре 2002 г. на 100-м телескопе в Эффельсберге (Германия) дополнительно проведены высокочувствительные наблюдения 20 источников северного неба в линии метанола на 23.1 ГГц. Слабое излучение зарегистрировано в 8 источниках.

С целью объяснения полученных низких значений яркости линии на 23.1 ГГц проведено моделирование накачки мазеров, принимающее в рассмотрение температуру газа, концентрацию водорода, удельную лучевую концентрацию метанола, характеристики пыли в окрестностях зон формирования мазеров. Показано, что значение температуры газа в зонах формирования большинства метанольных мазеров II класса превышает 110 К независимо от характеристик пылевой составляющей. При этом в большинстве метанольных мазерных источников II класса отсутствует сочетание высокой температуры пыли (>150 К) и высокой удельной лучевой концентрации метанола ($> 10^{12}$ см $^{-3}$ с).

© А. М. Соболев, С. В. Салий, А. Б. Островский, J. L. Caswell, D. M. Cragg, P. D. Godfrey, C. Henkel, L. E. B. Johansson, 2003

HNCO В ОРИОНЕ KL

С целью исследования возбуждения в межзвездной среде молекул HNCO была составлена программа и проведены расчёты переноса излучения в приближении Соболева, что позволило выполнить оценки физических параметров и провести исследование влияния различных механизмов накачки (радиационного и столкновительного) в объекте массивного звездообразования Орион KL. В результате исследования были построены вращательные диаграммы [2, 3]. Была исследована зависимость температуры возбуждения от температуры ядра, оптической толщины и фактора дилуции. По данным наблюдений [1] была проведена оценка плотности области Орион KL. При наблюдаемом соотношении интенсивностей двух энергетически близких переходов подбиралось относительное содержание HNCO и концентрация H_2 . Для нескольких пар переходов бралась область пересечения на плоскости $N_l(HNCO)/\Delta V - n(H_2)$ и, исходя из этого оценивались возможные параметры объекта. Возможные значения находятся в диапазоне: концентрация H_2 от $1,6 \cdot 10^5$ до $6,4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $N_l(HNCO)/\Delta V$ в пределах от $2,5 \cdot 10^{15}$ до $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}/(\text{км/сек})$. Данные оценки являются приближенными, так как исследование некоторых других переходов приводит к тому, что коридоры погрешности не всегда имеют область пересечения.

Список литературы

1. *I. Zinchenko, C. Henkel, and R. Q. Mao* Astronomy and astrophysics, 2000. "NCO in massive galactic dense cores".
2. *Paul F. Goldsmith* The Astrophysical J. 517 : 209–225. 1999. "Population diagram analysis of molecular line emission".
3. *E. Churchwell et al.* The Astrophysical J. 305 : 405–416. 1986. "The excitation, abundance, and distribution of HNCO in Sagittarius B2".

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ШТЕККЕЛЯ В МОДЕЛЯХ ГАЛАКТИКИ

В работе рассматриваются модели гравитационного поля Галактики. Поле считается стационарным и обладающим ротационной и зеркальной симметрией. Допускается существование трех независимых интегралов движения [3].

При построении моделей используется потенциал Штеккеля. Его преимущество в том, что он разделен в софокусных координатах, а уравнения движения Гамильтона–Якоби в достаточно общем случае [1] интегрируются методом разделения переменных.

В итоге предложено новое семейство моделей, которые можно применять для описания строения Галактики. При их построении сначала задается форма уровневых поверхностей потенциала — эквипотенциалей, затем закон изменения потенциала [2]. С помощью теоремы Г. Г. Кузмина [3], которую можно использовать при указанных выше допущениях [4], найдены условия, при которых модели из этого семейства будут физически корректными (плотность повсеместно неотрицательна, конечна полная масса системы) и, следовательно, могут быть использованы для дальнейших исследований.

Список литературы

1. *Шарлье* // Небесная механика. Москва, 1966.
2. *Курузов С. А., Осипков Л. П.* // Движения искусственных и естественных небесных тел. Свердловск, 1981. С. 46.
3. *Кузмин* // Публикации. Тартус. астроном. обсерватории. 1953. Т. 32, Вып. 5. С. 332.
4. *T. de Zeeuw* // MNRAS. 1985. Vol. 216, №5. P. 599.

Из истории науки

Т. И. Левитская

Уральский государственный университет

СТРУВЕ, ЕГО ЖИЗНЬ И НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ

В историю мировой науки Василий Яковлевич Струве (1793–1864) вошел как выдающийся астроном и геодезист. Гений российской науки, основатель и первый директор Пулковской обсерватории, отличался гибким умом, инициативностью, целеустремленностью, исключительной работоспособностью. Сфера деятельности Струве была многогранной — звездная астрономия, астрометрия, геодезия, руководство Дерптской и Пулковской обсерваториями. “Общее благо имеет абсолютное преимущество перед личным” — девиз, под которым прошла яркая жизнь Струве.

Василий Яковлевич (Фридрих Георг Вильгельм) Струве родился 15 апреля 1793 г. в Альтоне (ныне пригород Гамбурга) в семье педагога и директора местной гимназии. Получив домашнее образование, знание нескольких языков и классической литературы, Струве в 1808 г. поступил в открытый в 1802 г. университет в Дерпте (ныне Тарту), где занимался филологией, и который досрочно закончил в декабре 1810 г. с золотой медалью. Ректор университета Г. Паррот, известный в то время физик, заметив способности юноши к математике и физике, посоветовал ему всерьез заняться точными науками. С 1811 г. своей новой специальностью Струве избрал астрономию. В 1812 и 1813 гг. он проводил наблюдения переносными угломерными инструментами и определил координаты астрономической обсерватории Дерптского университета. В 1813 г. Струве защитил диссертацию “О географическом положении Дерптской астрономической обсерватории”, а спустя месяц был назначен экстраординарным профессором по объединенной кафедре математики и астрономии и начал читать лекции по астрономии в университете. Одновременно он был астрономом-наблюдателем университетской обсерватории, которой с 1818 по 1838 г. и руководил. В 1833 г. Струве включили в Комиссию по постройке новой академической обсерватории вблизи

Петербурга. Закладка Пулковской обсерватории состоялась 21 июня 1835 г.

Струве принимал непосредственное участие в создании новой обсерватории, закупал и заказывал у лучших европейских механиков оборудование, следил за установкой инструментов, разрабатывал план работы обсерватории. С 1 января 1839 г. новая российская обсерватория уже приступила к регулярным наблюдениям, а 19 августа (7 августа по старому стилю) 1839 г. состоялось ее торжественное открытие в присутствии всех астрономов России, приглашенных на столь замечательное событие. С момента открытия Пулковской обсерватории и до 1862 г. Струве являлся ее директором.

В течение первых 50 лет ее существования деятельность обсерватории проходила по двум основным направлениям — развитие астрометрии и практической астрономии, лишь в конце 80-х гг. в планы научной работы была включена и астрофизика. Ведущее место в Пулковской обсерватории занимали работы по фундаментальной астрометрии, связанные с наблюдениями всех звезд северного неба до 7-й звездной величины и их обработкой. Результатом колоссального труда наблюдателей было составление наилучших по тщательности выполнения и точности каталогов прямых восхождений и склонений больших рядов звезд. Прямые восхождения определялись с помощью большого пассажного инструмента, а склонение — большим вертикальным кругом, которые были созданы в Германии, в Мюнхене, по идее Струве талантливым механиком, прославленным строителем многих астрономических инструментов Т. Л. Эртелем. Пулковские каталоги абсолютных прямых восхождений и склонений звезд эпох 1845, 1865, 1885, 1905 и до настоящего времени представляют собой образцы точности и лежат в основе современных фундаментальных систем звездных положений. Высокое качество этих каталогов определяется не только применением высококласных инструментов и искусством наблюдателей, тщательностью и продуманностью всей наблюдательной программы, предусматривающей учет систематических погрешностей, но в первую очередь самой системой работы, при которой абсолютные определения каждой координаты проводились на отдельном специальном инструменте и разными наблюдателями, выполнявшими наблюдения независимо друг от друга.

Феноменальное трудолюбие В. Я. Струве было увенчано непревзойденными результатами, достигнутыми в области практической астрономии, геодезии, звездной астрономии, которые весьма убедительно подтверждены современными астрономическими и геодезиче-

скими наблюдениями, выполненными на другом техническом уровне. Струве был мастером виртуозных наблюдений на земле и небе и, несомненно, шел впереди своего века. С именем Струве связаны открытие и верное объяснение явления межзвездного поглощения света, наблюдение большого числа двойных звезд, определение орбит двойных и кратных звездных систем, определение годичных параллаксов и расстояний до звезд, триангуляционные измерения для определения длины дуги меридиана в $25^{\circ}20'$ от города Хаммерфеста на побережье Ледовитого океана до села Старо-Некрасовка вблизи Измаила у устья Дуная (знаменитая дуга Струве-Теннера).

Остановимся более подробно на геодезической деятельности Струве. Его заслуженно считают основоположником современной отечественной геодезии. Из 153 научных работ Струве 48 посвящены вопросам градусных измерений, определений географических координат и т. д.

В 1816 г. Лифляндское экономическое общество предложило Струве составить топографическую карту губернии, он взялся за эту работу, которая во многом определила всю его дальнейшую научную деятельность и судьбу. Струве в какой-то мере пришлось отвести глаза от неба и обратить свой взор на землю, приступив к астрономо-геодезическим измерениям на пунктах лифляндской триангуляции. Измерения вертикальных и горизонтальных углов были начаты в мае 1822 г. и выполнялись на 13-дюймовом универсальном инструменте Рейхенбаха. Этот прибор имел горизонтальный и вертикальный круги с ценой деления $5'$, а также четыре верньера с точностью отсчета $4''$, увеличение зрительной трубы — 60 и 36 крат. В 1823 г. Струве предложил для измерения горизонтальных углов способ многократного повторения, который применяется и в наши дни и известен современным геодезистам как способ круговых приемов. Струве при измерениях углов использовал шесть приемов и достигал удивительной точности измерений. Средняя квадратическая ошибка угла равнялась $0,56''$. Много это или мало для получения достоверных надежных результатов? Вот что писал Струве: “В геодезии, точно так, как и в практической астрономии должно господствовать то правило, что наибольшей точности выводов достигают не столь легко посредством большого числа наблюдений, точных во всех их элементах”. Струве стремился проводить измерения только в периоды наилучшей видимости и начатое измерение заканчивать в наикратчайшее время, соблюдая принципы и правила угловых измерений с целью устранения всех вредных влияний и воздействий.

На рубеже XVIII и XIX вв. главной геодезической основой при составлении топографических карт были редкие астропункты; метод триангуляции для таких работ еще не применялся. Первые триангуляционные работы в России стали проводиться с 1816 г. в западных пограничных районах под руководством генерала К. И. Теннера. Это он впервые ввел деление триангуляции на три класса и на практике реализовал основной принцип создания опорных геодезических сетей — от общего к частному. Теннер высказал идею использования триангуляции 1-го класса для определения размеров земного эллипсоида и изучения фигуры Земли по градусным измерениям. Так получилось, что в 1816 г. одновременно К. И. Теннером приступил к геодезическим измерениям в прибалтийских губерниях В. Я. Струве.

Русско-Скандинавское градусное измерение, а точнее дуга Струве-Теннера, используемое с 1841 г. при всех основных определениях размеров Земли, положило начало международному сотрудничеству геодезистов. Свидетельством этого может служить надпись на обелисках, установленных на концах дуги меридиана: “Постоянно трудясь с 1816 по 1852 год, измерили геометры трех народов”. Струве руководил измерениями дуги между Двиной и Торнео ($56^{\circ}30' - 66^{\circ}08'$) протяженностью $9^{\circ}38'$, а генерал Теннер — ее наибольшей частью между Дунаем и Двиной ($45^{\circ}20' - 56^{\circ}30'$) протяженностью $11^{\circ}10'$. По инициативе Струве была также измерена и скандинавская часть дуги между Торнео и Беяцварой ($65^{\circ}50' - 69^{\circ}03'$) протяженностью $3^{\circ}13'$ под руководством Н. Х. Зеландера, директора Королевской обсерватории в Стокгольме, и между Атьик и Фугленес ($68^{\circ}54' - 70^{\circ}40'$) длиной $1^{\circ}46'$ под руководством Х. Ганстеена, директора Географического департамента Норвегии.

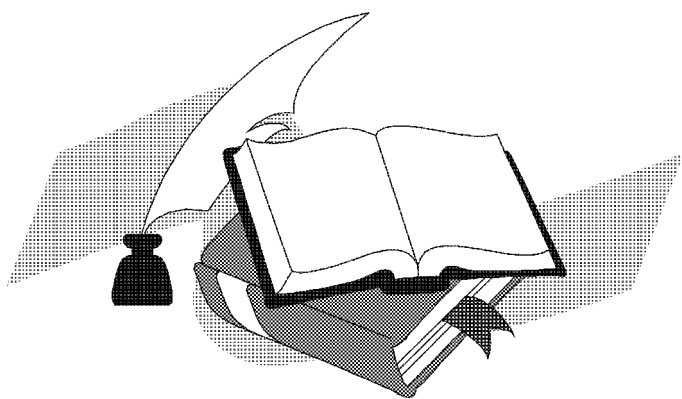
В 1853 г. Струве приступил к обработке наблюдений, полученных при измерении Русско-Скандинавской дуги. Триангуляция вдоль меридиана представляла собой сеть из 258 треугольников, в которой было измерено 10 базисов длиной от 5 до 11 километров. Для измерения базисов Струве сконструировал жезловый базисный прибор, с помощью которого измерялись длины с относительной ошибкой 1:1 000 000. Этот прибор применялся в России до конца XIX в. Астрономические определения широт и азимутов были выполнены в 13 пунктах. В отдельных частях дуги горизонтальные углы и базисы были измерены с разной точностью. Если у Струве средняя квадратическая ошибка угла равнялась $0,6''$, а у Теннера — лишь $1,8''$, то у шведских и норвежских исполнителей она составила $3,0''$. Струве измерял базисы с точностью до 1:1 000 000, а Теннер — лишь до

1:300 000. Это еще раз свидетельствует об исключительном искусстве и точности наблюдений, выполненных Струве.

К 1857 г. Василий Яковлевич закончил общую сводку измерений и все связанные с ними исследования, в результате в 1857 и 1861 гг. были опубликованы два больших тома с атласом чертежей под названием “Дуга меридиана между Дунаем и Ледовитым океаном”. Струве планировал подготовить еще один том, в котором намеревался дать отчет обо всех астрономических наблюдениях, выполненных при измерении дуги. Кроме того, Струве хотел определить дугу параллели большой протяженности путем соединения триангуляций, выполненных в ряде европейских государств, в одно градусное измерение по долготе. Для согласования этого интересного проекта с учеными Западной Европы в 1857 г. Струве выезжал за границу, однако внезапно поразившая его болезнь не позволила осуществить задуманное. Осенью 1861 г. он подал прошение об отставке. В августе 1864 г. Струве еще принял участие в праздновании 25-летия Пулковской обсерватории, а 23 ноября 1864 г. скончался от воспаления легких.

Ученик Струве В. К. Деллен в отчете о работе Пулковской обсерватории за 1864 г. писал: “...Прах его почитет здесь на Пулковской горе, на месте, которое с давнего времени он сам себе избрал; дай Бог, чтобы и дух его, дух неутомимого трудолюбия и искренней преданности науке, дух единогодушного содействия к достижению возжеленной для всех цели, дух, свободный от ложного самолюбия, дух благодарности ко всякому серьезному и добросовестному стремлению — остался в Пулкове на обсерватории вечным наследством ее первого директора”.

Литературные страницы



Татьяна Иосифовна Левитская

Зимняя звезда

Посвящается К. А. Бархатовой

Опять зима, снега опять,
И где-то в глубине, во тьме морозной,
Сияют звезды, не дают мне спать,
Ее так лучше вспоминать.

Опять настали холода, блестят сугробы.
И в темном небе, в море снега, льда,
За что-то изгнана из рая,
Сгорая, падает звезда.

Пусть уходят годы в никуда.
Опять на небесах одной звезды не стало.
Была одна, неповторимая звезда.
Всего одна, и та упала.

Лариса Евгеньевна Быкова

СОМНЕНИЯ МОЛОДОГО АСТРОНОМА

*Слова Л. Быковой
Музыка В. Тамарова*

Нам хочется понять галактик разбеганье,
Стремимся мы познать истоки мироздания,
Но вспышка в небесах, сверхновая несется,
Вслед, что за чудеса! Вдруг голос раздается:

"Напрасен ваш вопрос, бессмысленно познание,
Мир хаосом пророс, любуйтесь звезд сияньем,
Напрасная печаль, напрасные сомненья,
Все унесется вдаль, в душе ищи прозрение."

Неистовым трудом мы добываем знание,
По крохам астроном науки строит здание,
Но вспышка в головах, Земля вперед несется,
В душе иль в небесах вдруг голос раздается:

"Напрасны все труды, бессмысленны старанья,
Чем больше знаешь ты, тем меньше пониманья,
Напрасная печаль, напрасные сомненья,
Все унесется вдаль, в душе ищи прозрение."

Предсказываем путь посланников небесных,
Процессов ищем суть как дальних, так и местных,
Но что там в небесах? Пульсар ритмично бьется,
Посланье! - Чудеса! К нам от него несется:

"Напрасен ваш расчет, бессмысленны исканья,
А ваша жизнь не в счет в процессе звезд создания,
Напрасная печаль, напрасные сомненья,
Все унесется вдаль, в душе ищи прозрение."

Вселенная была иль нет вначале точкой?
И кто готовил Взрыв Большой той темной ночью?
Мы ищем Абсолют, находим сингулярность,
И глас сомненья тут нас возвращает в данность.

Не верим в чудеса, напрасные старанья,
Мы рвемся в небеса к истокам мирозданья,
Напрасная печаль, напрасные сомненья,
Уносимся мы вдаль со скоростью мышленья.

ШКОЛА-СЕМИНАР НА ОБИ

Дважды: 22 июня - 4 июля 1986 г. и 1989 г. на Оби проходила всесоюзная школа-семинар "Динамика механических систем". Мы плыли на теплоходе "Николай Маслеников" по маршруту Томск-Новосибирск-Сургут.

Этому событию посвящены две следующие шуточные песенки

*Слова Л.Быковой
Музыка В.Тамарова*

По широкой водной глади
Теплоход в Сургут плывет,
На борту науки ради
Школа-семинар идет.

Каждый там доклад читает,
Все про космос – много тем:
Нас Белецкий убеждает
В пользе тросовых систем,

Батраков нам излагает
О кометах тьму чудес,
Томичи же предлагают
Всем работать лишь в KS.

А денек такой прекрасный,
С заседаний хоть беги!
Теплоход наш двухэтажный,
Как игрушка на Оби.

Среди волн резвясь, играя,
Ходит рыба табуном,
Красноярцы отдыхая,
Ее ловят за бортом.

Ну а вечер наступает
В кинозал народ спешит,
На борту оркестр играет,
Люд ученый веселит.

Лидов там стихи читает,
Костя речи говорит,
Клим нас к чарке приглашает,
Быков байкой всех смешит.
А закат такой прекрасный,
С заседанья все ушли!
Теплоход наш двухэтажный,
Как игрушка на Оби.

БЕЛЫЕ НОЧИ ПОД НИЖНЕВАРТОВСКОМ

Workshop механики небесной
В Сибири на реке известной
Мы в прошлом веке проводили,
От Томска до Сургута плыли.
Наш теплоходик плыл ночами,
У берегов стояли днями,
Вот Нижневартовск по маршруту,
По плану плыть бы нам к Сургуту.
Но не успели сделать это,
Нет! Не успели сделать это,
Ведь от заката до рассвета
Всего минуточка была,
Одна минуточка была.
Нас на экскурсию возили,
Меж нефтяных озер водили,
Вокруг нас факелы горели,
От удивленья мы балдели.
Затем до самого заката
Мы снова слушали доклады,
Теперь в каютах нам уснуть бы,
И до рассвета отдохнуть бы!
Но не успели сделать это,
Нет! Не успели сделать это,
Ведь от заката до рассвета
Всего минуточка была,
Одна минуточка была.

Затихло все над Обь-рекою,
В тот вечер были Вы со мною,
И голосок сказал прелестный:
"Ах! Ваш доклад такой чудесный!"

Под нами палуба дрожала,
Моя рука Вас обнимала,
Хотел я сердце до рассвета
Вам предложить на долги лета.

Но не успел я сделать это,
Нет! Не успел я сделать это,
Ведь от заката до рассвета
Всего минуточка была,
Одна минуточка была.

Максим Александрович Воронков

Ты парил в небесах словно птица,
Но с небес опустился на дно.
Камнем вниз и о камни разбиться
Было в жизни тебе суждено.

Здесь на дне правят тьма и бессилье.
Вместо света здесь камни и лёд.
Трудно жить, когда сломаны крылья,
И они ещё помнят полёт.

Здесь равны и забвенье, и слава.
Жизнь другую не стоит хотеть
Без мечты, без надежды, без права
Над землёй на мгновенье взлететь.

Было в прошлом дорог бесконечность,
И надеждой был путь озарён.
Покорил ли ты счастье и вечность,
Или вечностью был покорён?

Свист ветров высоты непокорной
Пусть останется в прошлых веках.
Жизнь была бы сухой и притворной,
Если прожита вся в облаках!

21 Июня 2002

Александр Соловьев

МЕХАНИСТИЧЕСКИЙ ДЕТЕРМИНИЗМ

Вся Природа — большие Часы
Или очень большая шарманка...
Ходит маятник... Стонут басы...
Мечет вещие карты цыганка...

Но вращается шестерни круг,
Зацепляется зубчик за зубчик —
Ничего не случается вдруг,
От судьбы не спасешься, голубчик!

Заведенные Божьей рукой
Тонко сцеплены все элементы,
Грозный маятник медной клюкой
Отбивает столетья-моменты!..

...И пока не иссякнет завод,
Не застынут пружины и гири,
В этом строго размеренном мире
Случай места себе не найдет!

О ГЛУПОСТИ

Говорил Барух Спиноза:
"Глупость хуже, чем заноза!.."
Жаль, таких, как он, спиноз
Много меньше, чем заноз!

ТЕОРИЯ ВЕРОЯТНОСТИ

Есть теория вероятностей
Для расчета случайных мер
В мире атомов, грез, химер...
Шанс — не ноль для любых превратностей:
Жизнь земная — тому пример...

По теории вероятности
Воздается нам от щедрот
Не по душ и сердец затратности,
А, как правило, — наоборот!

Ах, теория вероятности, —
Все расписано по строкам, —
Непонятно, по чьей халатности
Ты потворствуешь дуракам?!

СИММЕТРИЯ

1.
Симметрия — основа основ,
В ней Гармонии смысл и загадка —
Хаос древних космических снов
Под железною маской Порядка!

2.
Каждому закону сохранения
Соответствует свой признак симметрии...
Теоретики, что пишут уравнения,
Стимулируют прогресс... психиатрии!

ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ

Формы энергетики меняются,
Но балансы сходятся всегда...
Многое на свете сохраняется,
Только мы уходим в никуда...

ВТОРОЕ НАЧАЛО

Бог Адаму "Perpetuum mobile"
Навсегда заводить запретил:
"Чтобы Двигатель вы не угробили,
Я вам тормоз, ребята, включил!"

ТРЕТЬЕ НАЧАЛО

Самое холодное Начало: —
Около Великого Нуля
Вымерзает, горестно скуля,
Всё, что колотилось и стучало:
Атомы, молекулы, поля!..
Остаются только нулевые
Квантовые "околодрожания",
И в нуле трепещут, как живые,
Тонкие основы мироздания!..

АКСИОМАТИКА

Никакою аксиомой
Этот мир не описать,
Вечно функцией искомой
Будет Истина мерцать!

ИНТУИЦИЯ

Неоценима важность интуиции
Для творчества,
 для жизни, для развития...
Не могут алгоритмы и традиции
Прозреть всю глубину,
 всё существо события!

ФОРМЫ ЕСТЕСТВЕННОГО ОТБОРА

Отбор стабилизирует и
 движет...
Кого куда — об этом помолчим...
Дурак — наверх... А кто умен — пониже.
На всякий ход
 есть множество причин!

ЗЕМНОЙ ПУТЬ

Ничто не спасает от смерти,
Ни сила, ни ум, ни краса.
Законом земной круговерти
В один оборот колеса
Вмещается жизни дорога,
Короткая наша стезя,
Бредем, по откосам скользя,
К последней строке некролога!..

КОУРОВКА, — ГДЕ?!

Коуровка, где твои кони
Каурые? По Чусовой
Уйдем мы на них от погони,
Объедем судьбу по кривой!

Коуровка, где твои ели?
Ветвями закрыв оком,
Они успокоят метели,
Что свищут на сердце моем.

Коуровка, где твои сказы,
Легенды и мифы твои?
В них россыпью блещут алмазы
Терпенья, Труда и Любви!

Коуровка, где твои гости?
Как славно друзей повидать,
Всех сразу, от Бори до Кости,
И каждому — руку пожать!

Коуровка, где твои девы?
Чувствительны, как ПЗС,
Властительны, как королевы,
Во всякой одежде и без!

Коуровка, где твои звезды,
Не те, что на небе горят?
А те, что светло и серьезно
На смену младую глядят?

Коуровка, где твои дети,
Адепты учений твоих,
Что ищут они в Интернете,
Что делят порой на троих?

Чисты ли глаза вундеркиндов
Не видно ль утечки мозгов?
Не хочет ли кто нас покинуть
Для дальних чужих берегов?

Коуровка, где твои дали?
Сияющий килопарсек
Лежит между нами снегами...
Коней ускользающий бег

Все тише, и тише, и тише...
Но тех же девчонок смешки
Зовут поседевших мальчишек
Играть в озорные снежки!..

Январь 2002

Константин Владиславович Холшевников

Панегирики

★ ★ ★

П. Е. Захаровой, 2002
На мотив “Ханумы”

С той поры, как создан свет,
Директрисы лучше нет,
Что на Школе день и ночь,
Всем готовая помочь!

Грех небо коптить!
Грех Школу хулить!
Без Полины, без любимой
Скушно на земле жить!

Как болота без трясины,
Как долины без рябины,
Огорода без малины,
Школы нету без Полины!

Грех ...

★ ★ ★

Т. В. Бордовицкой, 2000

Владеешь топором ты мастерски, Татьяна!
Твой путь сквозь джунгли матриц, регуляризаций,
Редукций и замен затмил путь Магеллана,
С Венеры виден он дорогой дивных граций!
Нет у Галактики ни края, ни конца,
Тернистый Млечный путь — дорога ли к блаженству?
Пусть загораются все новые солнца,
Твое же вечно будет совершенством!

★ ★ ★

Г. П. Хремли, 2000

Духи́ ли покупаю, пасту, крем ли,
Тебя я вспоминаю, Галя Хремли.
Добуду чашу древнюю Грааля —
С тобою лишь пригублю, Хремли Галя!
Пусть никогда душа твоя не дремлет,
Сестра моя родная, Галя Хремли!

★ ★ ★

Г. П. Хремли, 2002

Тебе пою из Назарета:
Святые Галилеи земли,
И Вифлеемская комета
Шлют поздравленья
Гале Хремли!

И в честь твою звеня бокалом,
Себя почуяв демиургом,
Кармель я делаю Уралом,
А Хайфу — Екатеринбургом!

И если мы тут перебрави —
Все за тебя лишь,
Хремли Галя!

— *Отрок, на небо взгляни! Много ли звезд там находишь?*

Так вопрошал Архимед, песчинки и звезды считая.

— *Нет им числа, о мудрец! Всюду на небе мерцают.*

— *Верен лишь в том твой ответ, что не каждому счет их подвластен.*

Я ж оценил их число: столько ног ты проворных увидишь,

Ежели выстроишь в ряд тысячу пчел медоносных.

Ты же, Гиппарх, занеси звездочку каждую в список,

Дай ей название, а также альфу и дельту измерь.

Много воды дивный Нил в Средиземное море низринул.

Создал Гиппарх каталог, тысяча звезд в нем сияет!

Тысячи лет пронеслись, к тысячам звезд лучезарных

Малых планет легион небо добавило нам.

Кто ж их измерит, где муж, равный Гиппарху уменьем,

Что в каталог занесет астероидов буйное племя?

О рысьеглазый Черных, лишь тебе по плечу эта ноша!

Слава Тавриды, Черных, больше тысячи крошек—планеток

Ты заключил в ЭМП, элементами щедро снабдив!

Пусть же летают они, в веках тебя прославляя,

Ты ж со спокойной душой гордо на небо смотри!

★ ★ ★

Р. И. Киладзе, 2001

Ценят французы соборы Руана,
Чтут итальянцы искусство Мурано,
Но затмевает их блеск Ролана!

Читать приятно суры Корана,
Отрадней исследовать ряд Лорана,
Но счастье студентов — слушать Ролана!

Что ж пожелать? Пусть летит до Урана,
Нет — до Плеяд, до Альдебарана
Слава великого мужа Ролана!

Список участников

ФИО	Организация	e-mail
Авдюшев В. А.	ТГУ	
Алексеев И. Ю.	КрАО	
Балега Ю.Ю.	САО РАН	balega@sao.ru
Барсунова О. Ю.	СПбГУ	sara@gong.astro.spbu.ru
Беллаззини М.	Osservat. Astron. di Bologna	
Березан М.С.	АО УрГУ	
Берланд В. Э	АО УрГУ	Valeria.Berland@usu.ru
Бескровная Н. В.	ЧелГУ	erokhin@csu.ru(Subj.:for Beskrovnaya)
Бордовицына Т. В.	ТГУ	bord@mail.tomsknet.ru
Быкова Л. Е.	ТГУ	le@mail.tomsknet.ru
Васюнин А. И.	УрГУ	
Вибе Д. З.	ИНАСАН	dwiebe@inasan.ru
Воронков М. А.	АКЦ ФИАН	voronkov@tanatos.asc.rssi.ru
Галушина Т. Ю.	НИИ ПММ ТГУ	tanagal@mail.ru
Гейбух А.Л.	УрГУ	
Герасименко Е. П.	АО УрГУ	Tatyana.Gerasimenko@usu.ru
Годфри П.Д.	Ун-т Монэш, Австралия	Peter.Godfrey@sci.monash.edu.au
Горда Е. С.	УрГУ	
Горда С. Ю.	АО УрГУ	Stanislav.Gorda@usu.ru
Давыдов Ю. Г.	КазГУ	
Дремова Г. Н.	РФЯЦ-ВНИИТФ	g.n.dryomova@mail.ru
Дубкова Д. Н.	СПбГУ	
Дудоров А. Е.	ЧелГУ	dudorov@csu.ru
Еретнова О. В.	ЧелГУ	
Ерохин М. А.	ЧелГУ	
Есипов В. Ф.	ГАИШ	
Ефимова Н. В.	СПбГУ	uvdismoid@lenta.ru
Железнов Н. Б.	ИПА РАН	znb@quasar.ipa.nw.ru

ФИО	Организация	e-mail
Жилкин А. Г.	ЧелГУ	erokhin@csu.ru
Захаров Е. О.	ЧелГУ	www.zeo@inbox.ru
Захарова П. Е.	АО УрГУ	Polina.Zakharova@usu.ru
Зинатулин Р. Р.	ЧелГУ	www.rrz@front.ru
Зинченко И. И.	ИПФ РАН	zin@appl.sci-nnov.ru
Зобачева Т. С.	УрГУ	zobacheva@r66.ru
Калинин А. А.	АО УрГУ	Aleksandr.Kalinin@usu.ru
Калинина Н. Д.	АО УрГУ	Nataliya.Kalinina@usu.ru
Карташова А. П.	УрГУ	oden2001@mail.ru
Касьянова М. .	РГУ	
Киричек Е.А.	КалмГУ	
Кирсанова М. С.	УрГУ	alt@pervouralsk.ru
Кожевников В. П.	АО УрГУ	Valerij.Kozhevnikov@usu.ru
Кожевникова А. В.	УрГУ	
Конева П. В.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Краснова Т. В.	ЧелГУ	krastv@CSU.RU
Крэгг Д.К.	Ун-т Монэш, Австралия	Dinah.Cragg@sci.monash.edu.au
Кудрявцева Н. А.	СПбГУ	akna@mailru.com
Кузмина Д. П.	КазГУ	Rafik.Nazarov@ksu.ru
Кузьмин Н. М.	КалмГУ	
Кузнецов Э.Д.	УрГУ	Eduard.Kuznetsov@usu.ru
Кунилова А.	УрГУ	
Курзаев Д. А.	МГУ	dimka@sai.msu.ru
Кэзвел Дж. Л.	ATNF, Австралия	
Лапинов А. В.	ИПФ РАН	
Левитская Т. И.	УрГУ	Tatyana.Levitskaya@usu.ru
Малеев В. М.	СПбГУ	vasya@astro.spbu.ru
Малков О. Ю.	ИНАСАН	
Малов О. И.	ПРАО ФИАН	
Малофеев В. М.	ПРАО ФИАН	
Малышева Л. К.	АО УрГУ	

ФИО	Организация	e-mail
Манджиев В. Б.	КалмГУ	vvm@physic.vgu.tsaritsyn.su
Масленникова Е. С.	КазГУ	Gera.Zhukov@ksu.ru
Машонкина Л. И.	КазГУ	Lyudmila.Mashonkina@ksu.ru
Михаляев Б.Б.	КалмГУ	
Мишкин А. В.	ТГУ	
Моисеев А. В.	СПбГУ	hawk_eye@pochtamt.ru
Никитонов Ю. А.	УрГУ	nik_yu@mail.ru
Никифорова Т. П.	АО УрГУ	Tatyana.Nikiforova@usu.ru
Никульников Ю.В.	АО УрГУ	
Ожигбесов А. Е.	УрГУ	
Орлов В. В.	СПбГУ	vor@astro.spbu.ru
Островский А. Б.	УрГУ	Andrei.Ostrovskii@usu.ru
Панчино Е.	DA Università di Bologna	
Певцов А. А.	NSO US	
Петрова А. В.	СПбГУ	
Пйотто Дж.	DA Università di Bologna	
Полушина Т. С.	АО УрГУ	Tatyana.Polushina@usu.ru
Полякова Т. А.	СПбГУ	vml@VL1104.spb.edu
Прохоров М. Е.	ГАИШ	mike@sai.msu.ru
Распопова Н. В.	СПбГУ	natalya_rasp@mail.ru
Родионов С. А.	СПбГУ	seger@mail.ru
Романычева М. С.	УрГУ	
Рубинов А. В.	СПбГУ	rav@astro.spbu.ru
Савохин Д. П.	УрГУ	Denis.Savokhin@usu.ru
Салий С. В.	АО УрГУ	Svetlana.Salii@usu.ru
Свечников М. А.	УрГУ	Marij.Svechnikov@usu.ru
Селезнев А. Ф.	АО УрГУ	anton@dt.ru

ФИО	Организация	e-mail
Снегирева Е. А.	УрГУ	e.snegireva@mail.ru
Соболев А. М.	УрГУ	Andrej.Sobolev@usu.ru
Соловьев А. А.	КалмГУ	solov@infotecset.ru
Суркова Л. П.	ЗабГПУ	
Старицин Е. И.	АО УрГУ	Eugenij.Staritsin@usu.ru
Степанов К. Е.	ЧелГУ	
Тараканов П. А.	СПбГУ	peter@astro.spbu.ru
Теплых Д. А.	ПРАО ФИАН	teplykh@prao.psn.ru
Титаренко В. П.	ТГУ	dflbv@post.tomica.ru
Титов В. Ю.	ГАИШ	tvvy@inbox.ru
Толмачев А.М.	ПРАО ФИАН	tolmach@prao.psn.ru
Троицкий Н. Р.	ННГУ	
Ферраро Ф. Р.	DA Università di Bologna	
Фирстова Н. М.	ИСЗФ СО РАН	first@iszf.irk.ru
Хенкель К.	МРIfR, Германия	
Холшевников К. В.	СПбГУ	KVK@astro.spbu.ru
Хоперсков А. В.	ВолГУ	khopersk@sai.msu.ru
Храмов Н. В.	КазГУ	Gera.Zhukov@ksu.ru
Цивилев А.П.	ПРАО ФИАН	tsivilev@prao.psn.ru
Чачина Т. С.	УрГУ	cassiopeia_tanya@mail.ru
Ченцов Е. Л.	САО РАН	
Чечеткин В. М.	ИПМ РАН	
Шагабутдинов А. И.	АО УрГУ	
Шаляпина Л. В.	СПбГУ	
Шагинян А.	РГУ	
Шевченко К. Э.	СПбГУ	Ksenika@inbox.ru
Шор В. А.	ИПА РАН	
Шустов Б. М.	ИНАСАН	bshustov@inasan.ru
Шхагошева З. У.	САО РАН	
Щекинов Ю. А.	РГУ	yus@phys.rsu.ru
Юханссон Л. Е. Б.	ОСО, Швеция	leb@oso.chalmers.se

Содержание

Программа конференции	5
Информация об INTAS	18
INTAS administration What is INTAS?	18
Обзорные лекции	19
Бордовицына Т. В. Современное состояние теории движения искусственных спутников Земли	19
Быкова Л. Е. Резонансные астероиды, сближающиеся с Землей	22
Дудоров А. Е. Аналитические модели аккреционных дисков	40
Вибе Д. З. Химия звездообразования	41
Воронков М. А. Основы радиоинтерферометрии	59
Железнов Н. Б. Двойные астероиды	70
Железнов Н. Б., Шор В. А. Компьютерные разработки Лаборатории малых тел Солнечной системы ИПА РАН	88
Зинченко И. И. Техника миллиметровой и субмиллиметровой астрономии	97
Машонкина Л. И. Анализ Содержаний химических элементов в звездах как важный метод изучения химической эволюции галактики	107
Орлов В. В., Петрова А. В., Рубинов А. В. Кратные звезды: формирование и эволюция	109
Прохоров М. Е. Как устроены черные дыры?	120
Соболев А. М. Мазеры и звездообразование	139
Соловьев А. А., Михальев Б. Б., Киричек Е. А. Корональные осцилляции: внутренняя структура петли, касповый резонанс	140
Суркова Л. П. Физические характеристики, изменение периодов и вопросы эволюции затменных переменных систем типа Алголя	141
Тараканов П. А. Фрактальные структуры и неравновесные системы в астрофизике	151
Фирстова Н. М. Скоростные исследования механизмов возбуждения солнечных вспышек	162
Холшевников К. В. Внесолнечные планеты	163
Хоперсков А. В. Галактики с баром	173

Шустов Б.М. Всемирная Космическая Обсерватория — вариант выхода из кризиса исследований по внеатмосферной астрономии в России	188
Шустов Б. М. От 20 до 0: история Млечного Пути	196
Щекинов Ю. А. Обогащение межгалактического вещества металлами	198
Щекинов Ю. А. Происхождение молекулярных облаков	212
Тезисы студенческих докладов	213
Васюнин А. И. Моделирование испарения метанола из мантий пылевых частиц в ударной волне	213
Бескровная Н. В. Эволюционная связь между контактными ТДЗ поздних и ранних спектральных классов	214
Горда Е. С., Ченцов Е.С. Сравнительная спектроскопия сверхгигантов HD 168607, HD 168625 — кандидатов в LBV	215
Захаров Е. О. Трехмерный численный код Лакса—Вендрофа для моделирования астрофизических течений	216
Зинатулин Р. Р. Неустойчивость паркера как причина образования сверхоблаков	217
Зобачева Т. С., Гейбух А. Л., Соболев А. М., Кунилова А. В., Толмачев А. М., Воронков М. А., Цивилев А. П. Наблюдения водяных мазеров, связанных с метанольными мазерами II класса, в ПРАО ФИАН	218
Кирсанова М. С., Вибе Д. З. Влияние скорости ионизации на содержание аммиака, N_2H^+ и воды в темных молекулярных облаках	219
Конева П. В. Численное моделирование движения ИСЗ с использованием разложений геопотенциала высокого разрешения	220
Курзаев Д. А. OWL — телескоп будущего	221
Манджиев В. Б., Кузьмин Н. М. О возможном механизме образования отражательных туманностей	221
Малеев В. М., Певцов А. А. Спиральность во всплывающих магнитных потоках	222
Малофеев В. М., Малов О. И., Теплых Д. А. Радиополучение от кандидата в АХР J1308+21	223
Масленникова Е. С. Определение орбиты метеорных тел по телевизионным наблюдениям	224

Моисеев А. В. Исследование пространственной структуры локальной межзвездной среды на основе данных HIPPARCOS	225
Ожгибесов А. Е. Эволюция производства кислорода и железа в Галактике: зависимость от средней металличности	226
Снегирева Е. А. Исследование тесной массивной двойной системы LY AUR	227
Титов В. Ю. Пробное сканирование фотопластинок ГАИШ	228
Троицкий Н. Р. Интерпретация линий HCO^+ в облаке L1544	229
Храмов Н. В. Обработка фотометрических наблюдений трех звезд, заподозренных в переменности	230
Чачина Т. С., Кузнецов Э. Д. Применение симплектического интегратора для исследования эволюции орбит Юпитера и Сатурна на длительных интервалах времени	231
Тезисы кратких сообщений и стендовых докладов	
Семинар по астрофизике	232
Барсунова О. Ю., Шаляпина Л. В. Спектральное исследование пекулярной галактики NGC 7468: предварительные результаты	232
Дремова Г. Н., Свечников М. А. Каталог предконтактных систем	233
Ефимова Н. В. Излучение блазара S5 0716+714 за период осень 2001 — весна 2002 г.	234
Кудрявцева Н. А., Дубкова Д. Н. Анализ оптической кривой блеска новой катаклизмической переменной SDSS J015543.40 + 002807.2	235
Кудрявцева Н. А. Анализ оптических кривых блеска рентгеновских двойных систем 4U 0115+63 и 4U 2206+54	236
Родионов С. А. Численное моделирование вертикальной структуры дисков спиральных галактик	237
Семинар по небесной механике	238
Галушина Т. Ю. Стабилизирующие и регуляризирующие преобразования в задачах динамики особых астероидов	238

Мишкин А. В., Авдюшев В. А., Бордовицына Т. В. Численная стабилизация в задачах долговременной эволюции объектов геостационарной зоны	239
Рубинов А. В. Влияние начальных условий на динамическую эволюцию неиерархических кратных систем	240
Быкова Л. Е., Титаренко В. П. О стабилизации решения плохо обусловленных задач оценки начальных параметров орбит резонансных астероидов	241
Семинар по физике звезд, к 70-летию профессора М.А.Свечникова	242
Алексеев И.Ю. Обнаружение широкополосной линейной поляризации излучения активных звезд	242
Горда С. Ю. Определение параметров третьего тела в системе SZ Cam	244
Дремова Г. Н., Свечников М. А. Эволюционная связь разделенных и контактных ТДС	248
Еретнова О. В., Краснова Т. В. О возможности эволюции маломассивных РГП-систем в контактные ранние спектральных классов	252
Кожевников В. П. Открытие когерентных колебаний с периодом 87.65 минут в вероятной взрывной переменной NSV 2872 J015543.40 + 002807.2	255
Кожевникова А. В., Кожевников В. П., Полушина Т. С., Свечников М. А. Исследование затменной переменной CM Dra по фотометрическим наблюдениям в АО УрГУ	258
Полякова Т. А. Об изменениях блеска и поляризации μ Ser	261
Савохин Д. П., Старицин Е. И. Массивные вырожденные торы вокруг белых карликов как возможная промежуточная стадия на пути к SN Ia	262
Свечников М. А., Суркова Л. П. Каталог фотометрических, геометрических и абсолютных элементов полуразделенных затменных двойных систем с известными и неизвестными спектроскопическими орбитами	265
Стендовые доклады	266
Никифорова Т. П., Берланд В. Э., Березан М. С. Спектральные наблюдения выбросов в системе активных петельных протуберанцев	266

Горда С. Ю., Балега Ю. Ю., Шхагошева З. У. Спеклин-терферометрическая орбита третьего тела в системе SZ Cam	267
Железнов Н. Б. О правописании букв с диакритическими знаками в именах малых планет	268
Жилкин А. Г., Степанов К. Е., Ерохин М. А. Трехмерное численное моделирование аккреционных дисков молодых звезд	269
Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д., Малышева Л. К., Никульников Ю. В. Результаты наблюдений пассивных геосинхронных объектов на оптико-электронном комплексе Астрономической обсерватории УрГУ . . .	270
Калинин А. А., Шагабутдинов А. И. Простой аналого-цифровой преобразователь напряжение частота с интерфейсом по параллельному порту для персонального компьютера	271
Калинина Н. Д., Соболев А. М., Салий С. В., Харьюнпя П., Зинченко И. И. Сложные молекулы в молекулярном ядре NGC6334I	272
Карташова А. П., Романычева М. С. Сравнение способов создания топографических планов	273
Курзаев Д. А. Квадрупольная звездная система Finsen 332	274
Никитинова Ю. А. Аркаим как пригоризонтная обсерватория	275
Распопова Н. В. Моделирование распределения масс в балдже галактики	276
Селезнев А. Ф., Pancino E., Ferraro F. R., Bellazzini M., Piotto G. Звездные населения в ω Centauri: структурные особенности	277
Соболев А. М., Салий С. В., Островский А. Б., Caswell J. L., Cragg D. M., Godfrey P. D., Henkel C., Johansson L. E. B. Обзор областей массивного звездообразования в мазерной линии метанола на 23.1 ГГц	278
Троицкий Н. Р., Зинченко И. И., Лапинов А. В. HNCО в Орионе KL	279
Шевченко К. Э. Использование потенциала Штеккеля в моделях Галактики	280

Из истории науки	281
Левитская Т. И. Струве, его жизнь и научная деятельность	281
Литературные страницы	286
Левитская Т. И.	287
Быкова Л. Е.	288
Соловьев А .А.	293
Холшевников К. В.	298
Список участников	302

Научное издание

Физика Космоса

Труды 32-й Международной
студенческой научной конференции
3–7 февраля 2003 г.

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

Лицензия ИД №05974 от 03.10.2001.

Подписано в печать 24.01.03. Формат 60 × 84 1/16. Бумага для мно-
жительных аппаратов. Уч.-изд. л. 15,5. Усл. печ. л. 17,9.
Тираж 150 экз. Заказ .

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

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